



Ультразвук

Маленькая
Энциклопедия

НАУЧНО-РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ
ИЗДАТЕЛЬСТВА «СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»

А. М. ПРОХОРОВ (председатель), И. В. АБАШИДЗЕ, П. А. АЗИМОВ, А. П. АЛЕКСАНДРОВ, В. А. АМБАРЦУМЯН, М. С. АСИМОВ, М. П. БАЖАН, Ю. Я. БАРАБАШ, Н. В. БАРАНОВ, А. Ф. БЕЛОВ, Н. Н. БОГОЛЮВОВ, П. У. БРОВКА, Ю. В. БРОМЛЕЙ, Б. Э. БЫХОВСКИЙ, В. Х. ВАСИЛЕНКО, Л. М. ВОЛОДАРСКИЙ, В. В. ВОЛЬСКИЙ, Б. М. ВУЛ, С. Р. ГЕРШБЕРГ, М. С. ГИЛЯРОВ, В. П. ГЛУШКО, В. М. ГЛУШКОВ, Г. Н. ГОЛИКОВ, Д. Б. ГУЛИЕВ, А. А. ГУСЕВ (заместитель председателя), В. П. ЕЛЮТИН, В. С. ЕМЕЛЬЯНОВ, Е. М. ЖУКОВ, А. А. ИМШЕНЕЦКИЙ, Н. Н. ИНОЗЕМЦЕВ, А. Ю. ИШЛИНСКИЙ, М. И. КАБАЧНИК, Г. А. КАРАВАЕВ, К. К. КАРАКЕЕВ, М. К. КАРАТАЕВ, Б. М. КЕДРОВ, Г. В. КЕЛДЫШ, В. А. КИРИЛЛИН, И. Л. КНУНЯЦ, С. М. КОВАЛЕВ (первый заместитель председателя), Ф. В. КОНСТАНТИНОВ, В. Н. КУДРЯВЦЕВ, М. И. КУЗНЕЦОВ (заместитель председателя), В. Г. КУЛИКОВ, И. А. КУТУЗОВ, П. П. ЛОБАНОВ, Г. М. ЛОЗА, Ю. Е. МАКСАРЕВ, П. А. МАРКОВ, Ю. Ю. МАТУЛИС, Г. И. НААН, Г. Д. ОБИЧКИН, Н. В. ОГАРКОВ, Б. Е. ПАТОН, В. М. ПОЛЕВОЙ, М. А. ПРОКОФЬЕВ, Ю. В. ПРОХОРОВ, Н. Ф. РОСТОВЦЕВ, А. М. РУМЯНЦЕВ, Б. А. РЫБАКОВ, В. П. САМСОН, М. И. СЛАДКОВСКИЙ, В. И. СМИРНОВ, В. Н. СТОЛЕТОВ, Б. И. СТУКАЛИН, А. А. СУРКОВ, М. Л. ТЕРЕНТЬЕВ, С. А. ТОКАРЕВ, В. А. ТРАПЕЗНИКОВ, Е. К. ФЕДОРОВ, М. Б. ХРАПЧЕНКО, Е. И. ЧАЗОВ, В. Н. ЧЕРНИГОВСКИЙ, Я. Е. ШМУШКИС, С. И. ЮТКЕВИЧ.
Ответственный секретарь Совета Л. В. КИРИЛЛОВА.

МАЛЕНЬКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

УЛЬТРАЗВУК

Главный редактор
И. П. ГОЛЯМИНА

Члены редколлегии
М. А. ИСАКОВИЧ, Ю. И. КИТАЙГОРОДСКИЙ,
В. Е. ЛЯМОВ, И. Б. НАЙДЕНОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»
МОСКВА — 1979

Книга подготовлена редакцией физики — зав. редакцией Д. М. АЛЕКСЕЕВ, ст. научный редактор кандидат физико-математических наук И. Б. НАЙДЕНОВА.

В подготовке Энциклопедии принимали участие:

Литературно-контрольная редакция — зав. редакцией М. М. ПОЛЕТАЕВА, редактор Т. Б. ЗЕРЧЕНИНОВА.

Редакция библиографии — зав. редакцией З. В. МИХАЙЛОВА, научный редактор А. М. МАРТЫНОВ.

Редакция иллюстраций — зав. редакцией Г. В. СОБОЛЕВСКИЙ, ст. художественный редактор К. Г. ГУРЬЯНОВА.

Редакция словника — зав. редакцией А. Л. ГРЕКУЛОВА.

Отдел комплектования — зав. Р. Б. ИВАННИКОВА, мл. редактор Е. В. АДАМОВА.

Техническая редакция — зав. А. В. РАДИШЕВСКАЯ, ст. технический редактор Г. В. СМЕРНОВА.

Корректорская — зав. М. В. АКимова и А. Ф. ПРОШКО.

Отдел перепечатки рукописей — зав. А. Т. ЛОГАЧЕВА.

ОТ РЕДКОЛЛЕГИИ

Понятие «ультразвук» приобрело в настоящее время более широкий смысл, чем просто обозначение высокочастотной части спектра акустических волн. С ним связаны целые области современной физики, промышленной технологии, информационной и измерительной техники, медицины и биологии.

Хотя первые ультразвуковые исследования были выполнены ещё в прошлом веке, основы широкого практического применения ультразвука были заложены позже, в 1-й трети 20 в. Как область науки и техники ультразвук получил особенно бурное развитие в последние два-три десятилетия. Это связано с общим прогрессом акустики как науки и, в частности, со становлением и развитием таких её разделов, как нелинейная акустика и квантовая акустика, а также с развитием физики твёрдого тела, электроники и в особенности с рождением квантовой электроники. Широкое распространение ультразвуковых методов обусловлено появлением новых надёжных средств излучения и приёма акустических волн, с одной стороны, обеспечивших возможность существенного повышения излучаемой ультразвуковой мощности и увеличения чувствительности при приёме слабых сигналов, а с другой — позволивших продвинуть верхнюю границу диапазона излучаемых и принимаемых волн в область гиперзвуковых частот.

Характерной особенностью современного состояния физики и техники ультразвука является чрезвычайное многообразие его применений, охватывающих частотный диапазон от слышимого звука до предельно достижимых высоких частот и область мощностей от долей милливатта до десятков киловатт. Ультразвук применяется в металлургии для воздействия на расплавленный металл и в микроэлектронике и приборостроении для прецизионной обработки тончайших деталей; в качестве средства получения информации он служит как для измерения глубины, локации подводных препятствий в океане, так и для обнаружения микродефектов в ответственных деталях и изделиях; ультразвуковые методы используются для фиксации малейших изменений химического состава веществ и для определения степени затвердевания бетона в теле плотины. На основании разнообразных воздействий ультразвука на вещество образовалось целое технологическое направление — ультразвуковая технология. В области контрольно-измерительных применений ультразвука в самостоятельный, установившийся раздел выделилась ультразвуковая дефектоскопия, возможности которой и разнообразие решаемых ею задач существенно возросли.

В самое последнее время сформировались как самостоятельные области акустоэлектроника и акустооптика. Первая из них связана с обработкой электрических сигналов, использующей преобразование их в ультразвуковые. Из устройств акустоэлектроники наиболее известными и давно используемыми являются линии

задержки и фильтры. Достижения в области изучения поверхностных волн, генерации и приёма гиперзвуковых волн, установление связи упругих волн с элементарными возбуждениями в твёрдом теле привели к существенному расширению возможностей этих устройств и к созданию новых приборов акустоэлектроники, обеспечивающих более сложную обработку сигналов. Акустооптика, связанная с обработкой световых сигналов посредством ультразвука, является одной из самых молодых и быстро развивающихся областей ультразвуковой техники. К новейшим ультразвуковым методам принадлежит акустическая голография, перспективы которой весьма многообещающи, поскольку она создаёт возможность получения изображений предметов в непрозрачных для световых лучей средах.

Рассматривая многообразие практических применений ультразвуковых колебаний и волн, нельзя не упомянуть об ультразвуковой медицинской диагностике, которая даёт в ряде случаев более детальную информацию и является более безопасной, чем другие методы диагностики, об ультразвуковой терапии, занявшей прочное положение среди современных физиотерапевтических методов, и, наконец, о новейшем направлении применения ультразвука в медицине — ультразвуковой хирургии.

Наряду с применениями практического характера, ультразвук играет важную роль в научных исследованиях. Нельзя себе представить современную физику твёрдого тела без применения ультразвуковых и гиперзвуковых методов, без понятия о фононах, их поведении и взаимодействиях с различными полями и возбуждениями в твёрдом теле. В изучении жидкостей и газов широко используются методы молекулярной акустики; всё большую роль играют ультразвуковые методы в биологии.

Интерес к ультразвуку, к ультразвуковой технике всё возрастает, благодаря его проникновению в самые различные области человеческой деятельности. Растёт число публикаций о нём в газетах и журналах, в популярных изданиях. Инженеры и научные работники, занятые в самых различных областях народного хозяйства и науки, оценивают возможности использования ультразвуковых методов для своих конкретных задач и в связи с этим хотят получить представление о различных аспектах физики и техники ультразвука на современном уровне. Однако имеющаяся научно-техническая литература в настоящее время не в состоянии полностью удовлетворить такую потребность. Известные издания общего характера, посвящённые физике и технике ультразвука, зачастую не соответствуют современному состоянию науки. Опубликованные в последние годы специальные монографии научного и прикладного характера предназначены для подготовленных читателей, обладающих достаточным запасом знаний в области акустики и смежных разделов физики, напр. физики твёрдого тела, или в какой-то определённой, связанной с ультразвуком отрасли техники.

Маленькая энциклопедия «Ультразвук» имеет целью дать широкому кругу читателей представление о том, что такое ультразвук в современном понимании, каковы основные закономерности его распространения, какие явления сопутствуют ему, каковы физические основы его применения в различных областях науки, техники и медицины, на каких принципах действуют различные ультразвуковые приборы. Читатели, которым адресована эта книга, — инженеры, врачи и биологи, интересующиеся возможностями применения ультразвука для решения своих профессиональных задач или уже пользующиеся в своей работе теми или иными ультразвуковыми приборами и желающие получить более систематические сведения об ультразвуке, о механизме его воздействия, о пределах применимости ультразвуковых методов. Она адресована также студентам, аспирантам, преподавателям вузов и втузов, учителям

средних школ, желающим расширить и систематизировать свои представления о предмете, и, наконец, всем читателям, интересующимся прогрессом науки и техники.

Энциклопедия открывается обобщающей статьёй «Ультразвук», где рассматриваются основные особенности ультразвуковых волн и даётся обзор их применений. Эта статья служит введением к основной части книги, состоящей более чем из 250 статей, расположенных в алфавитном порядке, в которых излагаются основные закономерности, характеризующие распространение ультразвуковых волн, рассматриваются связанные с ними физические явления в веществе и освещаются области его практического использования. В статьях, непосредственно посвящённых применению ультразвуковых методов в науке, технике, медицине, упор сделан на выявление физических основ применения и на изложение принципов действия ультразвуковых приборов. Приводятся некоторые основные справочные данные, касающиеся характеристик распространения ультразвука в различных веществах, его частотных и динамических диапазонов, используемых в различных областях практического применения, а также сведения о достигаемых полезных эффектах. Вместе с тем энциклопедия не претендует на исчерпывающее изложение предмета. Основная её цель — дать читателю представление о различных аспектах ультразвуковой техники в широком смысле этого понятия с позиций современной физики и акустики.

Статьи энциклопедии можно подразделить на пять групп. Первая из них характеризует процессы и явления, свойственные колебаниям и волнам вообще и акустическим в частности; вторая описывает распространение ультразвуковых волн в веществе и их взаимодействие со средой; в третьей рассматриваются различные виды излучателей и приёмников ультразвука и физические явления, положенные в основу их действия; четвёртая группа посвящена практическому применению ультразвука — рассматриваются как отдельные конкретные применения ультразвуковых методов или конкретные приборы, так и области ультразвуковой техники в целом; к пятой группе можно отнести вспомогательные статьи, необходимые для понимания материала первых четырёх групп, в них в основном рассматриваются понятия, относящиеся к строению вещества и к физике твёрдого тела.

Каждая крупная или средняя статья представляет собой краткий рассказ на тему заголовка статьи, напечатанного жирным шрифтом, т. е. чёрного слова. Если в статье встречаются термины, которые могут быть непонятны читателю или по которым можно получить дополнительную информацию в других статьях, то названия этих статей выделены курсивом. Если термин, набранный жирным шрифтом, имеет синоним, он набирается рядом светлым шрифтом и разрядкой. С целью экономии места в энциклопедии введена система сокращений (см. ниже).

Большинство статей снабжено библиографией, в которой читатель найдёт более исчерпывающее изложение вопроса и которая содержит как монографии, так и журнальные статьи. В конце книги помещён предметный указатель.

Авторами статей являются известные учёные — акустики и ведущие специалисты в области разработки и исследований ультразвуковых методов и приборов. В создании книги принимал участие большой коллектив авторов — сотрудников Акустического института АН СССР им. акад. Н. Н. Андреева, Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова и других вузов и научно-исследовательских учреждений.

И. П. ГОЛЯМИНА.

СОКРАЩЕНИЯ, УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ

В — вольт
Вт — ватт
гг. — годы
ГГц — гигагерц
гл. обр. — главным образом
Гс — гаусс
Гц — герц
°С — градус температурной
шкалы Цельсия
дБ — децибел
Дж — джоуль
дин — дина
др. — другие
К — кельвин
к-рый — который
Кул — кулон
кГц — килогерц
к.н. — какой-нибудь
к.-л. — какой-либо
коэфф. — коэффициент
МГц — мегагерц
мм — микрометр
мс — микросекунда

мс — миллисекунда
наз. — называется
напр. — например
Н — ньютон
нек-рый — некоторый
Нп — непер
Ом — ом
Па — паскаль
пр. — прочий
рис. — рисунок
СВЧ — сверхвысокие частоты
СГС — абсолютная система
единиц (сантиметр, грамм,
секунда)
см. — смотри
ст. — статья
табл. — таблица
т. е. — то есть
тем-ра — температура
Т — тесла
т. к. — так как

т. н. — так называемый
т. о. — таким образом
УЗ — ультразвук
УЗ-ые — ультразвуковые
ур-ния — уравнения
Ф-ла — формула
Ф-ция — функция
эВ — электронвольт
эдс — электродвижущая
сила
~ — порядка величины
≈ — приближённо равно
λ — длина волны
f — циклическая частота
ω — круговая (угловая) ча-
стота, $\omega = 2\pi f$
с — скорость звука
p — звуковое давление
I — интенсивность звука
k — волновой вектор (k —
волновое число)
e — основание натуральных
логарифмов

В прилагательных на «еский» опускается окончание, напр. акустич., физич. Векторные величины выделены полужирным шрифтом.

УЛЬТРАЗВУК

Ультразвук (УЗ) — упругие колебания и волны, частота к-рых превышает $(1,5-2) \cdot 10^4$ Гц (15—20 кГц). Нижняя граница области УЗ-вых частот, отделяющая её от области слышимого звука, определяется субъективными свойствами человеческого слуха и является условной, поскольку верхняя граница слухового восприятия человека имеет значительный разброс для различных индивидуумов. Верхняя граница УЗ-вых частот обусловлена физич. природой *упругих волн*, к-рые могут распространяться лишь в материальной среде, т. е. при условии, что длина волны значительно больше длины свободного пробега молекул в газах или межатомных расстояний в жидкостях и твёрдых телах. Поэтому в газах верхнюю границу частот УЗ определяют из условия приблизительного равенства длины звуковой волны и длины свободного пробега молекул; при нормальном давлении она составляет $\approx 10^9$ Гц; в жидкостях и твёрдых телах определяющим является равенство длины волны межатомным расстояниям, и граничная частота достигает $10^{12}-10^{13}$ Гц. В зависимости от длины волны и частоты УЗ обладает специфич. особенностями излучения, приёма, распространения и применения, поэтому область УЗ-вых частот удобно подразделить на три подобласти: низкие УЗ-вые частоты ($1,5 \cdot 10^4 - 10^5$ Гц), средние ($10^5 - 10^7$ Гц) и высокие ($10^7 - 10^9$ Гц). Упругие волны с частотами $10^9 - 10^{13}$ Гц принято называть *гиперзвуком*.

УЗ-вые волны применяются как в научных исследованиях для изучения строения и свойств вещества, так и для решения самых разнообразных технич. задач. В связи с этим термин «ультразвук», или «ультразвуковая техника», часто используют для обозначения области науки и техники, занимающейся изучением и практич. применением акустич. волн и не имеющей целью непосредственное восприятие звуковой информации слуховой системой человека (соответствующий термин в зарубежной научно-технич. литературе — *ultrasonics*). В таком понимании УЗ его частотный диапазон не ограничивается снизу строго частотой 15—20 кГц, а может захватывать и часть слышимого диапазона частот. УЗ как область науки и техники является одним из разделов современной акустики.

Ультразвук как упругие волны. УЗ-вые волны (неслышимый звук) по своей природе не отличаются от упругих волн слышимого диапазона, а также от инфразвуковых волн. В газах и жидкостях распространяются только продольные волны, а в твёрдых телах — продольные и сдвиговые.

Распространение ультразвука подчиняется основным законам, общим для акустических волн любого диапазона частот, обобщённо называемых обыкновенными волнами, и описывается в первом приближении волновым уравнением, общим для всех частот (см. *Волны*). К основным законам распространения относятся законы *отражения звука* и *преломления звука* на границах различных сред, *дифракции звука* и *рассеяния звука* при наличии препятствий и неоднородностей в среде и неровностей на границах, законы волноводного распространения в ограниченных участках среды (см. *Нормальные волны*). Существенную роль при этом играет соотношение между длиной волны звука λ и характерным для условий его распространения геометрич. размером D — размером источника звука или препятствия на пути волны, размером неоднородностей среды, поперечного сечения волновода и т. п. При $D \gg \lambda$ распространение звука вблизи препятствий происходит в основном по законам геометрич. акусти-

ки, т. е. для описания звукового поля можно пользоваться законами отражения и преломления. Степень отклонения от геометр. картин распространения и необходимость учёта дифракционных явлений определяются параметром $P = \sqrt{\lambda}u/D$, где r — расстояние от точки наблюдения до объекта, вызывающего дифракцию.

Скорость распространения УЗ-вых волн в неограниченной среде определяется характеристиками упругости и плотностью среды (см. *Скорость звука*). В ограниченных средах на скорость распространения волны влияет наличие и характер границ, что приводит к частотной зависимости скорости, т. е. к *дисперсии скорости звука*. Уменьшение амплитуды и интенсивности УЗ-вой волны по мере её распространения в заданном направлении, т. е. *затухание звука*, обуславливается, как и для волны любой частоты, расхождением фронта волны с удалением от источника (см. *Звуковое поле*), рассеянием и *поглощением звука*, т. е. переходом звуковой энергии в другие формы, и в первую очередь в тепловую. На всех частотах как слышимого, так и неслышимых диапазонов имеет место т. н. классическое поглощение, обусловленное сдвиговой вязкостью (внутренним трением) и теплопроводностью среды. Кроме того, почти во всех средах существует дополнительное (релаксационное) поглощение, обусловленное различными релаксационными процессами в веществе (см. *Релаксация*) и часто существенно превосходящее «классическое» поглощение. Относительная роль того или иного фактора при затухании звука зависит как от свойств среды, в к-рой звук распространяется, так и от характеристик самой волны, и в первую очередь от её частоты.

При значительном возрастании интенсивности звуковых волн в их поле заметнее проявляются различные *нелинейные эффекты*: нарушается принцип суперпозиции и возникает взаимодействие волн, приводящее к появлению комбинационных тонов; изменится форма волны, спектр её обогащается высшими гармониками и соответственно растёт поглощение; становятся заметными постоянные силы (см. *Давление звукового излучения*) и постоянные потоки вещества (см. *Акустические течения*); при достижении некоего порогового значения интенсивности УЗ в жидкости возникает *кавитация*. Для математич. описания волн большой интенсивности приближения линейной акустики уже недостаточны, в ур-ниях звукового поля необходим учёт членов высшего порядка. Критерием применимости аппарата линейной акустики и возможности пренебрежения нелинейными эффектами являются для плоских волн малость акустич. *Маха числа*: $M \ll 1$, где $M = v/c$, v — колебательная скорость частиц в волне, c — скорость её распространения.

Специфические особенности ультразвука. Хотя физич. природа УЗ и управляющие его распространением основные законы те же, что и для звуковых волн любого диапазона частот, он обладает рядом специфич. особенностей, к-рые определяют его большое значение как в науке, так и в технике. Эти особенности обусловлены относительно высокими его частотами и соответственно малостью длин волн. Так, для высоких УЗ-вых частот длины волн в воздухе составляют $3,4 \cdot 10^{-3} - 3,4 \cdot 10^{-5}$ см, в воде $1,5 \cdot 10^{-2} - 1,5 \cdot 10^{-4}$ см и в стали $5 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-4}$ см; для самой низкочастотной области УЗ длины волн не превышают в большинстве случаев нескольких см и лишь вблизи нижней границы диапазона достигают в твёрдых телах нескольких десятков см.

Малость длины волны обуславливает лучевой характер распространения УЗ-вых волн. Даже при относительно небольшой величине характерного размера D параметр P для среднего и высокочастотного диапазонов УЗ невелик, из чего следует, что вблизи излучателя УЗ-вые волны распространяются в виде пучков, поперечный размер к-рых сохраняется близким к размеру излучателя. Попадая на крупные препятствия или неоднородности в среде, такой пучок (УЗ-вой луч) испытывает регулярное отражение и преломление. При попадании УЗ-вого луча на малые препятствия или дефекты возникает рассеянная волна, что позволяет обнаруживать в среде весьма малые неоднородности, порядка десятых и сотых долей мм. Отражение и рассеяние УЗ на неоднородностях среды позволяют **формировать** в оптически непрозрачных средах звуковые изображения **предметов**, используя звуковые фокусирующие системы (см. *Фокусировка звука*) подобно тому, как это делается с помощью световых лучей. Сам процесс фо-

кусирования УЗ-вых волн посредством акустич. линз, рефлекторов и с помощью излучателей вогнутой формы возможен лишь благодаря малости длины волны в сравнении с размерами этих устройств. Фокусировка УЗ позволяет не только получать звуковые изображения, напр. в системах звуковидения и акустич. голографии, но и концентрировать звуковую энергию, получая в среде высокие значения интенсивности звука, к-рых на поверхности обычных излучателей ультразвука достичь невозможно. С помощью УЗ-вых фокусирующих систем можно формировать заданные характеристики направленности излучателей и управлять ими.

Периодич. изменение показателя преломления световых волн, связанное с изменением плотности в УЗ-вой волне, вызывает дифракцию света на ультразвуке, наблюдаемую на частотах УЗ мегатгерцевого — гигагерцевого диапазона. УЗ-вую волну при этом можно рассматривать как дифракционную решётку, период к-рой определяется длиной звуковой волны.

Поскольку УЗ-вые волны характеризуются малыми периодами колебаний (в диапазоне средних УЗ-вых частот период имеет порядок микросекунд), они могут излучаться в виде коротких импульсов акустически, к-рые позволяют осуществлять достаточно тонкую временную селекцию распространяющихся в среде акустич. сигналов.

УЗ-вые волны затухают значительно быстрее, чем волны более низкочастотного диапазона, т. к. коэфф. «классического» поглощения звука (на единицу расстояния) пропорционален квадрату частоты. В низкочастотной области коэфф. релаксационного поглощения также растёт пропорционально квадрату частоты, однако при повышении частоты этот рост замедляется и коэфф. поглощения стремится к постоянной величине. Область, где наблюдается такое изменение хода коэфф. поглощения, наз. релаксационной, а средняя её частота — частотой релаксации. Величина, обратная частоте релаксации, — время релаксации — характеризует процесс перераспределения энергии внутри вещества. Помимо характерного хода коэфф. поглощения УЗ, в релаксационной области наблюдается рост скорости звука с частотой — дисперсия, обусловленная физич. процессами в веществе и отличающаяся от дисперсии скорости звука, характерной для любых частот и связанной с геометрич. условиями распространения волны. Дисперсия УЗ в релаксационных областях обычно не превышает нескольких процентов. В многоатомных газах релаксация связана с обменом энергии между поступательными и внутренними степенями свободы, и характерные частоты лежат в среднем и даже низкочастотном диапазонах. В жидкостях к основным релаксационным процессам относятся, напр., внутримолекулярные превращения, структурная и химич. релаксация; соответствующие частоты лежат чаще всего в области частот 10^6 — 10^7 Гц. В твёрдых телах основные релаксационные процессы различной природы, обусловленные, напр., взаимодействием ультразвука с электронами проводимости, со спиновой системой (см. Спин-фононное взаимодействие), с колебаниями кристаллической решётки. Влияние этих процессов проявляется в частотной зависимости поглощения УЗ. Резонансные явления типа акустического парамагнитного резонанса (область частот 10^9 — 11^{11} Гц) и акустического ядерного магнитного резонанса (10^6 — 10^8 Гц) дают соответствующие пики поглощения. Резонансный характер может иметь также и дислокационное поглощение в кристаллах. Все эти особенности поглощения УЗ в твёрдых телах обусловлены взаимодействием УЗ-вых и гиперзвуковых волн с внутренними возбуждениями в твёрдых телах. Возникновение же такого взаимодействия связано с тем, что средние и высокие УЗ-вые частоты становятся сравнимы с характерными частотами процессов в веществе на молекулярном и атомном уровне, а длины волн сравнимы с параметрами внутренней структуры вещества. Последнее обстоятельство объясняет также увеличение рассеяния упругих волн на УЗ-вых частотах, наблюдаемое в микронеоднородных средах, в поликристаллич. телах: сечение рассеяния на неоднородностях возрастает, если их размеры становятся порядка длины волны. Связь характера распространения УЗ и, в частности, его высокочастотной области — гиперзвука — со структурой вещества и элементарными возбуждениями в нём является одной из важнейших особенностей УЗ-вых волн. Она позволяет судить о строении вещества на основании измерений скорости и погло-

щения УЗ в нём в зависимости от частоты, а также от нек-рых внешних факторов — темп-ры, давления и др.

Особенностью УЗ в высокочастотном и гиперзвуковом диапазонах является возможность применения к нему представлений и методов квантовой механики, поскольку длины волн и частоты в этих диапазонах становятся одного порядка с параметрами и частотами, характеризующими структуру вещества. Упругой волне данной частоты при этом сопоставляется квазичастица — *фонон*, или квант звуковой энергии. Квантово-механич. представления удобны при рассмотрении различных взаимодействий в твёрдых телах. Напр., рассеяние и поглощение звука колебаниями кристаллич. решётки можно рассматривать как взаимодействие когерентных и тепловых фононов, комбинационное рассеяние света (см. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*) — как взаимодействие фотонов с фононами, а взаимодействие с электронами проводимости в металлах и полупроводниках и со спинами и спиновыми волнами в магнитоупорядоченных кристаллах (см. *Магнитоупругие волны*) — соответственно как электрон-фононное, спин-фононное и магн-фононное взаимодействия.

Ещё одна весьма важная особенность УЗ — возможность получения высоких значений интенсивности при относительно небольших амплитудах колебательного смещения, т. к. при данной амплитуде интенсивность прямо пропорциональна квадрату частоты. (Амплитуда колебательного смещения ξ на практике лимитируется прочностью акустич. излучателей.) Существенно возрастает с частотой и роль нелинейных эффектов в звуковом поле, поскольку при заданном значении ξ амплитуда колебательной скорости v и, следовательно, акустич. число Маха M растут с частотой f : для гармонич. волн $v = 2\pi f \xi$. В УЗ-вом поле большой интенсивности развиваются значительные акустич. течения, скорость к-рых, как правило, мала в сравнении с колебательной скоростью частиц. Течения могут быть обусловлены поглощением звука, могут возникать в стоячих волнах или в пограничном слое вблизи препятствий разнообразного вида. Радиационное давление также возрастает с увеличением частоты, т. к. величина его пропорциональна интенсивности звука; в УЗ-вом диапазоне частот оно используется в практике акустич. измерений для определения интенсивности звука. *Пондеромоторные силы* как акустич., так и гидродинамич. происхождения, действующие на находящиеся в звуковом поле тела, приобретают в УЗ-вом диапазоне частот заметную величину, поскольку они пропорциональны либо квадрату колебательной скорости, либо колебательной скорости в первой степени, как, напр., в случае *звукового давления*. Для того чтобы определяющие разнообразные эффекты звукового поля параметры — интенсивность звука, звуковое давление, колебательная скорость, радиационное давление — достигли заметной величины, с увеличением частоты требуется всё меньшее значение амплитуды колебательного смещения (см. табл. 1).

Важнейшим нелинейным эффектом в УЗ-вом поле является кавитация — возникновение в жидкости массы пульсирующих пузырьков, заполненных паром, газом или их смесью. Сложное движение пузырьков, их захлопывание, слияние друг с другом и т. д. порождают в жидкости импульсы сжатия (микроударные волны) и микропотоки, вызывают локальное нагревание среды, ионизацию. Эти эффекты оказывают влияние на вещество: происходит разрушение находящихся в жидкости твёрдых тел (*кавитационная эрозия*), возникает перемешивание жидкости, инициируются или ускоряются различные физич. и химич. процессы. Изменяя условия протекания кавитации, можно усиливать или ослаблять различные кавитационные эффекты, напр. с ростом частоты УЗ увеличивается роль микропотоков и уменьшается кавитационная эрозия, с увеличением гидростатич. давления в жидкости возрастает роль микроударных воздействий. Увеличение частоты обычно приводит к повышению порогового значения интенсивности, отвечающего началу кавитации, к-рое зависит от рода жидкости, её газосодержания, темп-ры и пр. Для воды в низкочастотном УЗ-вом диапазоне при атмосферном давлении оно обычно составляет 0,3—1 Вт/см².

Источники и приёмники ультразвука. В природе УЗ встречается как в качестве компоненты многих естественных шумов (в шуме ветра, водопада, дождя, в шуме гальки, перекатываемой морским прибоем, в звуках, сопровождающих

Табл. 1. — Основные характеристики ультразвука различной интенсивности

Интенсивность звука, Вт/см ²	Амплитуда колебательного смещения в см на частоте:								
	Амплитуда звукового давления, дин/см ²	Амплитуда колебательной скорости, см/с	Амплитуда относительной плотности*	Радиационное давление, дин/см ²	20 кГц	100 кГц	1 МГц	10 МГц	100 МГц
10 ⁻¹⁰	0,3	6,8 · 10 ⁻³	2 · 10 ⁻⁷	3 · 10 ⁻⁸	5,5 · 10 ⁻⁸	1,1 · 10 ⁻⁸	1,1 · 10 ⁻⁹	1,1 · 10 ⁻¹⁰	1,1 · 10 ⁻¹¹
10 ⁻⁹	90	2,1	6 · 10 ⁻⁶	3 · 10 ⁻³	1,8 · 10 ⁻⁵	3,6 · 10 ⁻⁶	3,6 · 10 ⁻⁷	3,6 · 10 ⁻⁸	3,6 · 10 ⁻⁹
1	3 · 10 ⁴	6,8 · 10 ²	2 · 10 ⁻²	3 · 10 ²	5,5 · 10 ⁻³	1,1 · 10 ⁻³	1,1 · 10 ⁻⁴	1,1 · 10 ⁻⁵	1,1 · 10 ⁻⁶
10 ⁻⁶	5,5 · 10 ³	3,7 · 10 ⁻²	2,5 · 10 ⁻⁷	7 · 10 ⁻⁴	3 · 10 ⁻²	6 · 10 ⁻³	6 · 10 ⁻⁴	6 · 10 ⁻⁵	6 · 10 ⁻⁶
1	1,7 · 10 ⁶	10	7 · 10 ⁻⁴	70	8 · 10 ⁻³	1,6 · 10 ⁻³	1,6 · 10 ⁻⁴	1,6 · 10 ⁻⁵	1,6 · 10 ⁻⁶
10 ²	1,7 · 10 ⁷	10 ²	7 · 10 ⁻⁴	7 · 10 ³	8 · 10 ⁻⁴	1,6 · 10 ⁻⁴	1,6 · 10 ⁻⁵	1,6 · 10 ⁻⁶	1,6 · 10 ⁻⁷
10 ⁻⁶	3 · 10 ⁴	6 · 10 ⁻³	10 ⁻³	1,7 · 10 ⁻⁴	5 · 10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻⁹	10 ⁻¹⁰	10 ⁻¹¹
1	10 ⁷	2	3,3 · 10 ⁻⁶	17	1,6 · 10 ⁻⁵	3 · 10 ⁻⁵	3 · 10 ⁻⁷	3 · 10 ⁻⁸	3 · 10 ⁻⁹
10 ²	10 ⁸	20	3,3 · 10 ⁻⁵	1,7 · 10 ⁻³	1,6 · 10 ⁻⁴	3 · 10 ⁻⁵	3 · 10 ⁻⁶	3 · 10 ⁻⁷	3 · 10 ⁻⁸

Воздух

Вода

Сталь (продольные волны)

* Амплитуда изменения плотности, отнесённая к плотности невозмущённой среды.

грозовые разряды, и т. д.), так и среди звуков животного мира. Некоторые животные пользуются УЗ-выми волнами для обнаружения препятствий, ориентировки в пространстве (см. *Локация*). К ним относятся: летучие мыши, ведущие ночной образ жизни и вынужденные ориентироваться в темноте; дельфины и некоторые виды китов, т. е. морские животные, обитающие в среде, где звуковые волны являются единственным видом распространяющихся волн; некоторые виды птиц, обитающих в тёмных пещерах, и грызунов, живущих под землёй. Способностью к искусанию и восприятию УЗ-вых волн обладают некоторые насекомые (сверчки, цикады, отдельные виды бабочек). Как правило, животные используются для локации частотами от десятков до сотен кГц. Некоторые млекопитающие, напр. собаки, кошки, также обладают способностью восприятия УЗ с частотой до сотни кГц.

Излучатели ультразвука, используемые при изучении УЗ-вых волн и при их технич. применениях, можно подразделить на две большие группы. К первой относятся излучатели-генераторы; колебания в них возбуждаются из-за наличия препятствий на пути постоянного потока — струи газа или жидкости. Вторая группа излучателей — *электроакустические преобразователи*: они преобразуют уже заданные колебания электрич. напряжения или тока в механич. колебания к-л. твёрдого тела, к-рое и излучает в окружающую среду акустич. волны.

В излучателях первого типа (механических) преобразование кинетич. энергии струи в акустическую возникает в результате периодич. прерывания струи (см. *Сирень*), при натекании её на препятствия различного вида (см. *Газоструйные излучатели, Свистки*). В последнем случае для усиления отдельных частотных компонент излучения применяют резонансные элементы конструкции. Жидкостные механич. излучатели УЗ часто основываются на возбуждении колебаний твёрдой излучающей системы при натекании на неё струи (см. *Гидродинамический излучатель*). Гидродинамич. излучатели в жидкости дают относительно дешёвую УЗ-вую энергию на частотах до

30—40 кГц при интенсивности в непосредственной близости от излучателя до нескольких Вт/см². Механич. излучатели используются в низкочастотном диапазоне УЗ и в диапазоне звуковых частот. Они относительно просты по конструкции и в эксплуатации, и их изготовление недорого, но они не могут создавать монокроматич. излучение и тем более излучать звуковые сигналы строго заданной формы: спектр их сложен и определяется конструкцией излучателя и режимом работы. Такие излучатели отличаются нестабильностью частоты и амплитуды, однако при излучении в газовые среды они обладают достаточной эффективностью и мощностью излучения; их кпд составляет от нескольких % до 50%, а интенсивность достигает вблизи излучателя нескольких Вт/см²; общая мощность излучения меняется в пределах от нескольких Вт до десятков кВт.

Излучатели второго типа основываются на различных физич. эффектах электромеханич. преобразования. Как правило, они линейны, т. е. воспроизводят по форме возбуждающий электрич. сигнал. Большинство излучателей УЗ предназначено для работы на к.-л. одной частоте, поэтому в устройстве излучающих преобразователей обычно используются резонансные колебания механич. системы, что позволяет существенно повысить их эффективность. Преобразователи без излучающей механич. системы, напр. основанные на электрич. разряде в жидкости, применяются редко. В низкочастотном УЗ-вом диапазоне применяются *электродинамические излучатели* и излучающие *магнито-стрикционные преобразователи* и *пьезоэлектрические преобразователи*. Электродинамич. излучатели используются на самых низких ультразвуковых частотах, а также в диапазоне слышимых частот. Наиболее широкое распространение в низкочастотном диапазоне УЗ получили излучатели магнито-стрикционного и пьезоэлектрич. типов. Основу магнито-стрикционных преобразователей составляет сердечник из магнито-стрикционного материала (никеля, специальных сплавов или ферритов) в форме стержня или кольца. Пьезоэлектрич. излучатели для этого диапазона частот имеют обычно составную стержневую конструкцию в виде пластины из *пьезокерамики* или пьезоэлектрич. кристалла, зажатой между двумя металлич. блоками. В магнито-стрикционных и пьезоэлектрич. преобразователях, рассчитанных на звуковые частоты, используются изгибные колебания пластин и стержней или радиальные колебания колец. В среднечастотном диапазоне УЗ применяются почти исключительно пьезоэлектрич. излучатели в виде пластин из пьезокерамики или кристаллов *пьезоэлектриков* (кварца, дигидрофосфата калия, ниобата лития и др.), совершающих продольные или сдвиговые резонансные колебания по толщине. Кпд пьезоэлектрич. и магнито-стрикционных преобразователей при излучении в жидкость и твёрдое тело в низкочастотном и среднечастотном диапазонах составляет 50—90%. Интенсивность излучения может достигать нескольких Вт/см² у серийных пьезоэлектрич. излучателей и нескольких десятков Вт/см² у магнито-стрикционных излучателей; она ограничивается прочностью и нелинейными свойствами материала излучателей. Для увеличения интенсивности и амплитуды колебаний используют УЗ-вые *концентраторы*. В диапазоне средних УЗ-вых частот концентратор представляет собой фокусирующую систему, чаще всего в виде пьезоэлектрич. преобразователя вогнутой формы, излучающего сходящуюся сферич. или цилиндрич. волну. В фокусе подобных концентраторов достигается интенсивность 10^5 — 10^6 Вт/см² на частотах порядка МГц. В низкочастотном диапазоне используются концентраторы — трансформаторы колебательной скорости в виде резонансных стержней переменного сечения, позволяющие получать амплитуды смещения до 50—80 мкм.

В качестве приёмников ультразвука на низких и средних частотах чаще всего применяют электроакустич. преобразователи, обычно пьезоэлектрич. типа. Такие приёмники позволяют воспроизводить форму акустич. сигнала, т. е. временную зависимость звукового давления, колебательной скорости, смещения. В зависимости от условий применения приёмники делают либо резонансными, либо широкополосными. При этом желательно, чтобы они искажали звуковое поле в минимальной степени, т. е. чтобы размеры их были меньше длины волны. Для получения усреднённых по времени характеристик звукового поля пользуются *термическими приёмниками* звука в виде *покрытых звукопоглощающим веществом термопар* или термисторов, измери-

телями радиационного давления — *радиометрами*. Интенсивность и звуковое давление можно оценивать и оптич. методами, напр. по дифракции света на УЗ. Сведения о распределении в пространстве звукового давления получают различными методами *визуализации звуковых полей* и методами акустич. голографии.

Для излучения и приёма УЗ-волн в высокочастотном и гиперзвуковом диапазонах частот используются преобразователями пьезоэлектрич. типа. Основная трудность при создании таких преобразователей — их весьма малая резонансная толщина. В качестве материалов для них используют пьезополиупроводниковые кристаллы типа сульфид кадмия, окиси цинка (см. *Пьезополиупроводниковый преобразователь*). Преобразователи получают путём осаждения на звукопроводе эпитаксиальной высокоомной плёнки пьезополиупроводника или же в самом звукопроводе из пьезополиупроводникового кристалла создают обеднённый носителями заряда высокоомный слой, к-рый играет роль пьезопластинки, поскольку на нём падает практически всё приложенное к звукопроводу возбуждающее электрич. напряжение. Согласование таких пьезополиупроводниковых преобразователей со средней излучения и с электрич. схемой позволяет делать их весьма широкополосными. В диапазоне 1—10 ГГц используют также магнитоотрицательные *плёночные преобразователи* из никеля, пермаллоя или других сплавов. Помимо резонансных преобразователей, для излучения гиперзвука применяют т. н. возбуждение с поверхности пьезоэлектрич. и магнитоотрицательных кристаллов. С этой целью кристаллы помещают в СВЧ электромагнитный резонатор. Скачок диэлектрич. (магнитной) проницаемости вызывает появление на границе кристалла поверхностных зарядов (намагниченности). Плотность их меняется с частотой поля, и в силу пьезоэффекта (магнитоотрицательного эффекта) возникает переменная деформация, распространяющаяся в виде упругой волны.

Для получения острой направленности при излучении и приёме УЗ или вообще для формирования нек-рой заданной характеристики направленности используют излучающие и приёмные антенны (см. *Гидроакустические антенны*), к-рые в простейшем случае представляют собой системы излучателей и приёмников, определённым образом размещённых в пространстве с заданным распределением амплитуды и фазы колебаний в режиме излучения и с заданным распределением амплитудного и фазового преобразования выходных электрич. сигналов в режиме приёма.

Применение ультразвука. Многообразные применения УЗ, при к-рых используются различные его особенности, можно условно разбить на три направления. Первое связано с получением информации посредством УЗ-волн, второе — с активным воздействием на вещество и третье — с обработкой и передачей сигналов (направления перечислены в порядке их историч. становления). При каждом конкретном применении используется УЗ определённого частотного диапазона (см. табл. 2).

Получение информации с помощью ультразвуковых методов. УЗ-вые методы широко используются в научных исследованиях для изучения свойств и строения веществ, для выяснения происходящих в них процессов на макро- и микроуровнях. Эти методы основаны гл. обр. на зависимости скорости распространения и затухания акустич. волн от свойств веществ и от процессов, в них происходящих. Они применяются в *молекулярной акустике*, теоретич. основу к-рой составляет релаксационная теория. На основе данных о дисперсии звука и об особенностях его поглощения в областях, лежащих вблизи релаксационных частот, получают сведения о различных молекулярных процессах в газах, жидкостях, полимерах, а также о процессах взаимодействия УЗ с элементарными возбуждениями в твёрдых телах. Методы молекулярной акустики позволяют выяснить особенности молекулярной структуры вещества, определить энергию взаимодействия молекул, проверить предположения о тех или иных структурных моделях. В молекулярной акустике при исследованиях газов используют частоты $\sim 10^4$ — 10^5 Гц, а в жидкостях и твёрдых телах $\sim 10^5$ — 10^8 Гц и выше.

Изучение распространения УЗ в кристаллах даёт информацию об особенностях строения кристаллич. решётки, при этом необходимо экспериментально

исследования позволяют получить информацию обо всех явлениях, ответственных за затухание УЗ в кристаллах, и в частности о размерах неоднородностей и кристаллитов, вызывающих рассеяние и поглощение волн, о кинетике и динамике дислокаций и об особенностях дислокационной структуры, о динамике доменных границ, о характеризующих электроны проводимости поверхностях Ферми в *металлах* и т. д. Исследование модулей упругости твёрдых тел и их зависимости от механич. напряжений (т. е. измерение т. н. модулей упругости 3-го порядка) даёт сведения о процессах теплопроводности и о теплоёмкости твёрдых тел. УЗ-вые исследования микронеоднородных гетерогенных сред позволяют получить сведения о характерных размерах неоднородностей.

УЗ-вые методы, основанные на измерениях скорости и затухания звука, широко используются в технике для определения свойств и состава веществ и для контроля технологич. процессов (см. *Контрольно-измерительные применения ультразвука*). По скорости звука определяют упругие и прочностные характеристики металлич. материалов, керамики, бетона, степень чистоты материалов, наличие примесей. Измерения скорости и поглощения в жидкостях позволяют определить концентрацию растворов, следить за протеканием химич. реакций и других процессов, за ходом полимеризации. В газах измерения скорости звука дают информацию о составе газовых смесей. При УЗ-вых измерениях в твёрдых телах используют частоты 10^4 — 10^8 Гц, в жидкостях — до 10^7 Гц, в газах — не выше 10^5 Гц; выбор частотных диапазонов соответствует поглощению УЗ в этих средах. Точность определения состава веществ, концентрации примесей УЗ-выми методами высока и составляет доли процента. По изменению скорости звука или по *Доплера эффекту* в движущихся жидкостях и газах определяют скорость их течения (см. *Расходомер*). Для исследования свойств веществ используют также методы, основанные на зависимости параметров резонансной УЗ-вой колебательной системы от акустич. сопротивления нагрузки, т. е. от свойств нагружающей её среды. Это т. н. импедансные методы, к-рые применяются в УЗ-вых *сигнализаторах уровня, вискозиметрах, твердомерах* и т. д. Во всех перечисленных методах измерений и контроля свойств веществ применяются весьма малые интенсивности УЗ; эти методы требуют малого времени для измерений, легко поддаются автоматизации, позволяют производить дистанционные измерения в агрессивных и взрывоопасных средах и осуществлять непрерывный контроль веществ в труднодоступных местах.

Большая группа УЗ-вых методов, применяемых для получения информации, основывается на отражении и рассеянии УЗ-вых волн на границах между различными средами. Эти методы позволяют осуществлять УЗ-вую локацию инородных тел или границ раздела сред. Методы обнаружения объектов посредством УЗ-вых волн применяются в таких различных областях, как гидролокация, неразрушающий контроль изделий и материалов, медицинская диагностика. Их можно разделить на пассивные — определение местоположения объекта и его характеристик путём анализа излучаемого им звука — и активные, основанные на анализе отражённого от объекта специально посылаемого сигнала (т. н. эхо-методы). В эхо-методах чаще всего используют импульсные УЗ-вые сигналы, и по времени запаздывания отражённого сигнала определяют расстояние до объекта; при этом чем короче импульс, тем больше разрешающая способность метода по расстоянию. Определение направления на объект обеспечивается направленностью излучающей и приёмной системы, к-рая при прочих равных условиях тем острее, чем меньше длина волны звука. При выборе несущей частоты в импульсной эхо-локации приходится учитывать такие противоречивые факторы, как увеличение разрешающей способности метода по направлению и расстоянию с ростом частоты и уменьшение при этих условиях дальности обнаружения вследствие возрастания поглощения и рассеяния.

Применение акустич. локации в гидроакустике имеет исключительное значение, поскольку звуковые волны являются единственным видом волн, распространяющихся на большие расстояния в естественной водной среде. Гидролокационные приборы — *эхолоты, гидролокаторы* — применяются для целей навигации, в рыбном промысле, в военно-морском деле, в океанологич. исследованиях. В *гидролокации* для рыбопоисковой аппаратуры, навигационных приборов, обнаруживающих мелкие объекты, используются УЗ-вые частоты

от 20 до 100 кГц; для дальней гидролокации применяются более низкие частоты слышимого диапазона, к-рые в меньшей степени поглощаются и рассеиваются в морской среде.

В технике УЗ-вая активная локация используется для измерения и контроля уровней жидкостей и сыпучих тел в закрытых ёмкостях (*уровнемеры*), для определения размеров изделий (*толщиномеры*); в последнем случае наряду с импульсными применяются и резонансные методы. Рабочие частоты составляют при этом десятки, иногда сотни кГц, выбор частоты определяется условиями измерений и требуемой точностью.

Огромное значение имеет применение УЗ-вых волн для обнаружения скрытых дефектов в материалах и изделиях — УЗ-вая *дефектоскопия*, к-рая широко используется в промышленности. Разработаны и выпускаются специальные приборы — дефектоскопы различного назначения и с различными технич. характеристиками. Среди методов УЗ-вой дефектоскопии наибольшее распространение имеют импульсный эхо-метод, основанный на анализе отражённых от дефектов сигналов, и теневой, в к-ром исследуется структура звуковой тени за дефектом. В эхо-дефектоскопии используется УЗ частотой 10^5 — 10^7 Гц, а размер обнаруживаемых дефектов составляет доли мм. Для целей дефектоскопии применяется также метод пассивной локации, получивший название метода акустич. эмиссии. Он основан на приёме звуков, излучаемых твёрдым телом при приложении к нему механич. напряжения. Анализируя сигналы акустич. эмиссии, можно обнаружить, напр., образование и развитие трещин и других дефектов в деталях и конструкциях.

Методы, аналогичные применяемым в УЗ-вой дефектоскопии, используются и в медицинской *диагностике*. УЗ-вые волны отражаются от границ биологич. тканей, даже незначительно различающихся по акустич. параметрам, поэтому УЗ-вая диагностика обладает высокой чувствительностью, позволяет получать информацию о мягких тканях, выявлять образования, не обнаруживаемые с помощью рентгеновских лучей. В диагностике, основанной на эхо-методе, используются частоты $\sim 10^7$ Гц; интенсивность УЗ при этом не превышает $0,5$ мВт/см², что считается вполне безопасным для организма.

Особое место в применении УЗ для информационных целей занимают методы звуковидения. С помощью излучателя УЗ и фокусирующих систем создаётся УЗ-вое изображение предмета, находящегося в непространственной среде, к-рое затем превращается в видимое (см. *Звуковизор*). Для акустооптич. преобразования используются различные способы визуализации звуковых полей. Простейшим из них является способ сканирования звукового поля пьезоэлектрич. приёмником с последующим электронно-оптич. преобразованием. Применяется также взаимодействие световых лучей с УЗ и, в частности, дифракция света на УЗ. В новейших способах звуковидения и визуализации звуковых полей используются методы акустич. голографии. Кроме того, для визуализации используются различные вторичные эффекты в звуковом поле типа воздействия на протекание химич. реакций.

Визуализация звуковых полей применяется в наиболее совершенных устройствах УЗ-вой диагностики и дефектоскопии.

Воздействие ультразвука на вещество. Активное воздействие УЗ на вещество, приводящее к необратимым изменениям в нём, или воздействие УЗ на физич. процессы, влияющее на их ход, обусловлено в большинстве случаев нелинейными эффектами в звуковом поле. Такое воздействие широко используется в промышленной технологии; при этом решаемые с помощью УЗ-вой технологии задачи, а также и сам механизм УЗ-вого воздействия различны для разных сред.

В газах основным действующим фактором являются акустич. течения, вызывающие интенсивное перемешивание среды и ускоряющие процессы *тепло-массообмена в ультразвуковом поле* в несколько раз. При этом действие акустич. потоков оказывается значительно более эффективным, чем действие обычных, гидродинамич., поскольку пограничный слой их имеет меньшую толщину. Ускорение тепло-массообмена под действием УЗ используется в процессе УЗ-вой *сушки*, в ряде химико-технологич. процессов, протекающих в газовой среде. Оно играет существенную роль при *горении в ультразвуковом поле*. УЗ-вая сушка, помимо

ускорения процесса, позволяет обойтись без существенного повышения темп-ры; по этой причине она применяется для обработки мелкодисперсных термочувствительных веществ, напр. в фармакологии. Горение в УЗ-вом поле позволяет при определённых условиях увеличить теплоотдачу факела, ускорить процесс горения и стабилизировать его. При акустич. *коагуляции* аэрозолей, помимо акустич. течений, существенную роль играют пондеромоторные силы в акустич. поле и радиационное давление. Она применяется на практике для осаждения промышленных пылей, дымов и туманов. При воздействии на процессы в газовой среде применяются самые низкие УЗ-вые частоты и частоты звукового диапазона вплоть до 8—10 кГц, что вызвано сильным поглощением звука в газах. Интенсивности звука при этом относительно велики: пороговые интенсивности для большинства процессов составляют 0,01—0,1 Вт/см², что соответствует уровню звукового давления 130—150 дБ.

В жидкостях основную роль при воздействии УЗ на вещества и процессы играет кавитация. На кавитации основан получивший наибольшее распространение УЗ-вой технологич. процесс — *очистка* поверхностей твёрдых тел. В зависимости от характера загрязнений большее или меньшее значение могут иметь различные проявления кавитации — микроударные воздействия, микропотоки, нагревание. Подбирая параметры звукового поля, физико-химич. свойства мощней жидкости, её газосодержание, внешние факторы (давление, темп-ру), можно в широких пределах управлять процессом очистки, оптимизируя его применительно к типу загрязнений и виду очищаемых деталей. Разновидностью очистки является травление в УЗ-вом поле, где действие УЗ совмещается с действием сильных химич. реагентов. УЗ-вая *металлизация* и *пайка* основывается фактически на УЗ-вой очистке (в т. ч. и от окисной плёнки) соединяемых или металлизироваемых поверхностей; очистка обусловлена кавитацией в расплавленном металле. Степень очистки при этом так высока, что образуются соединения неспаиваемых в обычных условиях материалов, напр. алюминия с другими металлами, различных металлов со стеклом, керамикой, пластмассами. В процессах очистки и металлизации существенное значение имеет *звукокапиллярный эффект*, обеспечивающий проникновение мощющего раствора или расплава в мельчайшие трещины и поры и сам обусловленный кавитацией. Этот эффект применяется для пропитки пористых материалов, он оказывает влияние на все процессы УЗ-вой обработки твёрдых тел в жидкостях. УЗ-вое *диспергирование* твёрдых тел происходит под действием микроударных волн, возникающих при захлопывании кавитационных пузырьков, и заметно интенсифицируется при наличии статич. давления. Этим способом можно получать мелкодисперсные материалы, необходимые для лабораторных анализов минералов и применяемые в фармацевтич., химич., лакокрасочной и др. отраслях промышленности, а также играющие большую роль в порошковой металлургии. Размер получаемых при УЗ-вом диспергировании частиц может составлять доли мкм. Аналогичным процессом для жидкости является процесс *эмульгирования*, также обусловленный кавитацией и обеспечивающий получение стойких однородных мелкодисперсных эмульсий (минимальный размер капель достигает 0,1 мкм).

Дегазация жидкости, протекающая в УЗ-вом поле и при малых интенсивностях звука, существенно усиливается с появлением кавитации: под влиянием направленной диффузии начинается интенсивный рост пузырьков и вынесение их акустич. течениями. При дегазации существенную роль играют и пондеромоторные силы УЗ-вого поля, вызывающие укрупнение пузырей за счёт их слияния и подталкивающие их при движении. Особую роль играет УЗ-вая дегазация расплавов металлов: она способствует их рафинированию и получению бездефектных отливок (см. *Ультразвук в металлургии*).

Одним из УЗ-вых методов, используемых в металлургии, является *кристаллизация* под действием УЗ. При наличии кавитации изменяются условия зарождения и роста кристаллов; существенную роль в этом случае играют кавитационные микропотоки и акустич. течения, дегазация расплава, улучшенное смачивание твёрдых примесей, наконец, дополнительное нагревание из-за поглощения звуковой энергии. В таких условиях получают металлнич. отливки с измельчённой структурой, повышенной плотностью и чистотой.

Для интенсификации нек-рых технологич. процессов, осуществляемых в жидкости, используются *воздействие ультразвука на электрохимические процессы и химическое действие ультразвука*. Интенсификация электрохимич. процессов в УЗ-вом поле обусловлена связанными с кавитацией явлениями: перемешиванием электролита с выравниванием концентрации ионов, дегазацией электролита, увеличением активной поверхности катода благодаря очистке; одновременно имеет место улучшение качества покрытия (мелкозернистость), а в ряде случаев возможно электроосаждение металлов, неосуществляемое в отсутствие УЗ. Иницирование химич. реакций в жидкостях в подавляющем большинстве случаев также связано с кавитацией, под воздействием к-рой происходит расщепление молекул (в основном воды) на радикалы, ионизация и т. п. Существенным оказывается и воздействие УЗ на макромолекулы, приводящее к деструкции молекул полимеров. Ряд химич. технологич. процессов интенсифицируется под действием различных УЗ-вых эффектов в жидкостях: эмульгирования, диспергирования, дегазации, локального нагревания. Такая связь различных проявлений воздействия УЗ характерна для большинства УЗ-вых технологич. процессов.

Несколько особняком стоит процесс УЗ-вого *распыления* жидкостей. Механизм получения аэрозолей связан с образованием капиллярных волн в колеблющемся с УЗ-вой частотой слое жидкости или в УЗ-вом фонтане, возникающем при попадании на поверхность жидкости мощного УЗ-вого излучения из глубины. Таким способом получают стойкие мелкодисперсные аэрозоли с размером капель в несколько мкм.

Поскольку большинство УЗ-вых жидкостных технологич. процессов связано с кавитацией, для них используются обычно низкие УЗ-ые частоты, на к-рых порог кавитации относительно невысок (18—44 кГц); в жидких металлах применяются наиболее низкие частоты этого интервала (18—22 кГц). Интенсивности УЗ составляют в водных растворах и других подобных жидкостях от 0,5 до 10 Вт/см², причём значение интенсивности выбирают для каждого конкретного процесса, исходя из его особенностей, напр.: очистка хрупких деталей от лёгких загрязнений, воздействие на электрохимич. процессы проводятся при небольших интенсивностях (до 2—3 Вт/см²), чтобы не повредить наносимые покрытия или сами детали; очистка от сильно связанных загрязнений типа окислы, эмульгирование, диспергирование требуют больших интенсивностей. Ещё более высокие интенсивности, превосходящие 10 Вт/см², требуются иногда для воздействия на жидкие металлы. Распыление жидкости в слое проводится на частотах ~ десятков кГц, в фонтане — на частотах мегагерцевого диапазона.

Большинство УЗ-вых технологич. жидкостных процессов осуществляется в т. н. УЗ-вых ваннах, заполняемых обрабатываемой жидкостью. УЗ излучается погружаемым в жидкость преобразователем или диафрагмой, к-рая служит дном ванны и возбуждается присоединёнными к ней с противоположной стороны преобразователями. В ряде процессов используются гидродинамич. излучатели.

Технологич. процессы обработки твёрдых тел с применением УЗ основываются на следующих эффектах: уменьшение трения между движущимися друг относительно друга поверхностями при УЗ-вых колебаниях одной из них (см. *Трение под действием УЗ*), снижение предела текучести, увеличение пластичности материала (см. *Пластическая деформация*), упрочняющее или разрушающее ударное воздействие УЗ-вого инструмента. УЗ оказывает влияние на силу трения и на процесс пластич. деформирования как при параллельной, так и при нормальной ориентации колебательных смещений относительно граничной поверхности. Влияние УЗ на пластич. деформацию связано, с одной стороны, с увеличением числа дислокаций под действием знакопеременных нагрузжений (упрочнение материала), с другой — с увеличением их подвижности (разупрочнение). Эффекты снижения трения и увеличения пластичности используются при обработке металлов давлением (волоочение труб, прутков, проволоки, прокатка и т. п.), а также в процессах резания металлов с наложением УЗ-вых колебаний на инструмент (см. *Механическая обработка*). При использовании УЗ статич. усилия в таких процессах снижаются на 25—30%, а производительность увеличивается.

Ударное воздействие колеблющегося с УЗ-вой частотой наконечника инструмента на пластичные материалы (металлы) вызывает упрочнение их поверхностного слоя, сглаживание неровностей поверхности, уменьшение и перераспределение остаточных напряжений (и, в частности, уменьшение их концентрации — см. *Поверхностная обработка металлов*). Ударное воздействие на хрупкие и твёрдые материалы, производимое с применением абразивной суспензии, является основным действующим фактором при УЗ-вой размерной обработке стекла, керамики, полупроводников и т. п. материалов, а также твёрдых сплавов. Этот вид обработки получил наиболее широкое распространение; его производительность зависит от амплитуды и частоты колебаний и от силы прижима инструмента. Все эти виды механич. обработки выполняются на относительно низких частотах, от 18 до 44 кГц; амплитуда колебаний при размерной обработке хрупких материалов составляет 10—60 мкм, при поверхностной обработке и обработке давлением она ~ 10 мкм, а при наложении колебаний на инструмент ~ 3—5 мкм.

УЗ-вая сварка основывается на использовании эффектов комбинированного воздействия УЗ-вых и статич. напряжений на твёрдые тела. При сварке металлич. деталей их сжимают постоянной силой, а УЗ-вые колебания ориентируют перпендикулярно этой силе, т. е. в граничной плоскости. Темп-ра при УЗ-вой сварке существенно ниже, чем при обычной, поэтому она представляет особый интерес для соединения проводов толщиной ~ нескольких мкм с массивными подложками, для сварки фольг, плёнок. УЗ-вая сварка металлов находит применение в микроэлектронике, приборостроении и т. п. При сварке полимеров и постоянная сила и колебания направлены перпендикулярно поверхности соприкосновения деталей. Преимуществами в этом случае являются локализация нагрева в зоне соединения и более низкая, чем при тепловой сварке, темп-ра, а также возможность соединения загрязнённых поверхностей и сварка в труднодоступных местах. Свариваются детали из различных пластмасс, полимерные плёнки толщиной от 10 мкм до нескольких мм, синтетич. ткани и т. п. Рабочие частоты при сварке полимеров лежат в интервале 18—44 кГц, металлов — 18—75 кГц. Определяющими параметрами при УЗ-вой сварке служат амплитуда колебаний (от единиц до нескольких десятков мкм), сила прижима и время воздействия УЗ (от 0,1 до нескольких с).

В большинстве способов обработки твёрдых тел УЗ используются т. н. УЗ-вые инструменты, основу к-рых составляет резонансная стержневая колебательная система, обычно двух- или трёхполудюймовой длины. В неё входит резонансный стержневой преобразователь магнитострикционного или пьезокерамич. типа, резонансный стержневой концентратор, одно- или двухступенчатый, и рабочий наконечник (к-рым может быть специально заточенный конец самого концентратора).

Применение УЗ для активного воздействия на живой организм в медицине основывается на эффектах, возникающих в биологич. тканях при прохождении через них УЗ-вых волн (см. *Действие ультразвука на биологические объекты*). Колебания частиц среды в волне вызывают своеобразный массаж тканей, поглощение УЗ — локальное нагревание их; одновременно под действием УЗ происходят и физико-химич. превращения в биологич. средах. При умеренной интенсивности звука эти явления не вызывают необратимых повреждений, а лишь улучшают обмен веществ и, следовательно, способствуют жизнедеятельности организма. Они находят применение в УЗ-вой *терапии*. В терапевтич. УЗ-вой аппаратуре используются частоты от сотен кГц до нескольких МГц, интенсивности — до 1 Вт/см². При больших интенсивностях сильное нагревание и кавитация вызывают разрушение тканей. Этот эффект находит применение в УЗ-вой *хирургии*. Для хирургич. операций целесообразно использовать фокусируемый УЗ, к-рый позволяет производить локальные разрушения в глубоких структурах, напр. мозга, без повреждения окружающих тканей. Частоты, применяемые в хирургич. фокусирующей аппаратуре, составляют от 0,5 до 5 МГц, интенсивности достигают сотен и даже тысяч Вт/см². В хирургии применяются также УЗ-ые инструменты, рабочий конец к-рых имеет вид скальпеля, пилки, иглы и т. п. Наложение УЗ-вых колебаний на такие, обычные для хирургич. практики, инструменты придаёт им новые качества, существенно

снижая требуемое усилие и, следовательно, травматизм операции; кроме того, проявляется кровоостанавливающий и обезболивающий эффект. Контактное воздействие тупым УЗ-вым инструментом применяется для разрушения некоторых новообразований, а также для воздействия на полимеризующееся вещество, применяемое при соединении костей. УЗ-вые хирургич. инструменты работают на частотах 20—50 кГц с амплитудой колебаний рабочего конца 10—50 мкм.

Воздействием мощного УЗ на биологич. ткани применяется для разрушения микроорганизмов в процессах стерилизации медицинских инструментов и лекарственных веществ, для получения фармакологич. препаратов, для решения разнообразных задач в биологич. и медицинской лабораторной технике. Действующим фактором при этом является кавитация, а применяемые частоты составляют 20—40 кГц.

Обработка и передача сигналов. УЗ-вые устройства применяются для преобразования и аналоговой обработки электрич. сигналов в различных отраслях радиоэлектроники, напр. в радиолокации, связи, вычислительной технике (см. *Акустоэлектроника*), и для управления световыми сигналами в оптике и оптоэлектронике. В устройствах для управления электрич. сигналами используются следующие особенности УЗ: малая по сравнению с электромагнитными волнами скорость распространения; малое поглощение в кристаллах и соответственно высокая добротность резонаторов; способность взаимодействовать с квазичастицами в твёрдых телах (см. *Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости, Нелинейные взаимодействия*). В акустоэлектронике применяются как объёмные, так и поверхностные волны высокочастотного УЗ-вого и гиперзвукового диапазонов (от 10^7 до 10^{10} Гц). Преимуществами поверхностных волн, обеспечившими им господствующее положение в акустоэлектронике, являются малые потери на электроакустич. преобразование, возможность управления сигналом и его съёма в любой точке звукопровода, компактность устройств на поверхностных волнах и относительная простота их конструкции. Малая скорость УЗ используется в УЗ-вых линиях задержки, осуществляющих временное преобразование сигналов. Время задержки достигает нескольких мс на частотах в десятки МГц и 0,1 мс на гиперзвуковых частотах. Существуют линии задержки с переменным временем задержки, в к-рых используются, в частности, магнитоупругие волны, скорость распространения к-рых может регулироваться постоянным магнитным полем; дисперсионные линии с зависящим от частоты временем задержки; волноводные линии, в к-рых распространяются лишь определённые нормальные волны. Для выделения или подавления сигналов в заданной полосе частот применяются акустич. фильтры, в к-рых используется высокая добротность колебаний пьезоэлектрич. кристаллич. резонаторов или ферритовых магнитострикционных резонаторов. Фильтры и линии задержки относятся к линейным пассивным устройствам. Активными линейными устройствами являются усилители УЗ (см. *Усиление ультразвука*), основанные на преобразовании энергии дрейфа носителей заряда в полупроводниках в энергию акустич. волн. Усиление имеет место при условии, что скорость дрейфа превосходит скорость распространения волны. Передача энергии осуществляется посредством пьезоэффекта или эффекта деформационного потенциала. На основе различных нелинейных взаимодействий работают нелинейные устройства акустоэлектроники, осуществляющие управление фазой и частотой сигналов и производящие операции перемножения сигналов, детектирования, модуляции, а также осуществляющие более сложные преобразования, в частности получение функций свёртки и корреляции.

В устройствах акустоэлектроники для излучения и приёма УЗ-вых и гиперзвуковых сигналов применяется пьезодиэлектрич., пьезополупроводниковые, магнитострикционные плёночные преобразователи объёмных и поверхностных волн, используя высокодобротные материалы типа ниобата лития, германата висмута, иттриевого феррита-граната. Для звукопроводов применяются материалы с малыми потерями: кварц, специальные виды стекла и сплавов.

Управление оптич. сигналами посредством УЗ основывается в подавляющем большинстве случаев на явлении дифракции света на УЗ (см. *Акустооптика*). В акустич. устройствах, осуществляющих такое управление, рабочим телом может служить как твёрдый образец, так и жидкость. Зависимость угла

отклонения света от длины волны звука позволяет управлять направлением светового луча, что используется в УЗ-вых дефлекторах, сканерах. Связь между интенсивностью дифрагированного света и интенсивностью звука используется для управления интенсивностью световых пучков, для модуляции света. Поскольку один из видов дифракции света на УЗ — т. н. брегговская дифракция — зависит от его длины волны, акустооптич. устройства позволяют выделять из широкого спектра светового излучения узкий частотный интервал, т. е. осуществлять фильтрацию. Акустооптич. дефлекторы, сканеры, модуляторы, фильтры и др. используются для обработки в реальном масштабе времени информации, содержащейся в СВЧ радиосигналах, посредством т. н. процессоров: СВЧ сигнал преобразуется в УЗ-вой, и в результате акустооптич. взаимодействия осуществляется считывание всей запасённой в звуковом сигнале информации. В низкочастотных процессорах используется частотный диапазон УЗ от 10^5 до 10^8 Гц, в высокочастотных — частоты выше 10^8 Гц, вплоть до 10^{10} Гц. Интенсивность звука в таких устройствах не превышает нескольких Вт/см². Материалы, применяемые в акустооптич. устройствах, должны обладать оптич. прозрачностью, слабым поглощением звука и большим значением упругооптич. постоянной вещества, характеризующей зависимость показателя преломления света от деформации среды. Акустооптич. преобразование широко используется также в научных исследованиях веществ.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956; Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твёрдых телах, 3 изд., М., 1960; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, т. 1—3, 1967—70; Михайлов И. Г., Соловьёв В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966; Методы неразрушающих испытаний, под ред. Р. Шарпа, пер. с англ., М., 1972; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Агранат Б. А. и др., Ультразвуковая технология, М., 1974; Эльпинер И. Е., Биофизика ультразвука, М., 1973; Байер В., Дернер Э., Ультразвук в биологии и медицине, пер. с нем., Л., 1958; Interaction of ultrasound and biological tissues. Proceedings of a workshop..., ed. by J. M. Reid and M. R. Sikov, Wash., 1972.

И. П. Голямина.

А

АКУСТИЧЕСКИЕ ЕДИНИЦЫ — единицы для выражения и измерения величин в акустике. Эти же единицы применяются для измерения характеристик УЗ. Поскольку звук и УЗ представляют собой процессы механич. колебаний и волн в упругих средах, многие акустич. величины измеряются в соответствующих механич. единицах: период и частота колебаний, длина звуковой волны, скорость её распространения и т. п. Другие А. е. хотя и аналогичны механическим, но отличаются той особенностью, что измеряют только избыточную, акустич. часть величины (напр., давления), накладывающуюся на её среднее значение при наличии звуковой волны. Согласно ГОСТ рекомендуется употреблять единицы системы СИ; употребление единиц системы СГС допускается.

Главная А. е.— единица *звукового давления* в системе СИ имеет наименование *паскаль* (ранее она наз. *пьютон* на квадратный метр). Имевшая широкое распространение единица бар не рекомендуется, т. к. такое наименование имеет единица статич. давления, размер к-рой в 10^5 раз больше, чем акустич. бара. В системе СГС звуковое давление измеряется в динах на квадратный сантиметр. Многие А. е. наз. по своей размерности. Соотношения между единицами систем СИ и СГС представлены в таблице.

Единицы акустического и механического сопротивления в системе СГС иногда наз. соответственно акустический и механический ом по внешней аналогии с электротехникой.

Кроме единиц систем СИ и СГС, в акустике употребляются ещё внесистемные единицы — *децибел*, фон и октава. В единицах децибел (дБ) измеряется уровень звукового давле-

ния относительно условно нулевого порога $2 \cdot 10^{-5}$ Па, к-рому соответствует интенсивность звука в воздухе около 10^{-12} Вт/м². Этот уровень в акустике примерно соответствует порогу слышимости. Фон принят для выражения уровня громкости, под к-рым понимается уровень звукового давления стандартного чистого тона частоты 1000 Гц, признанного равным по громкости данному звуку любой частоты и тембра или шуму. Международными рекомендациями ИСО установлено соотношение между единицами уровня громкости и громкости (единица громкости получила название сон); однако способы определения громкости для сложных звуков и шумов не установлены окончательно, поэтому единица сон не включена в ГОСТ.

Для выражения величин акустич. шума, шумности, неприятности шума предложен ряд специфич. единиц, к-рые к УЗ практически не относятся,

Наименование величины	Сокращённое обозначение	Соотношение единиц СГС и СИ
Звуковое давление	Па	$1 \text{ дин/см}^2 = 10^{-1} \text{ Па}$
Объёмная скорость	м ³ /с	$1 \text{ см}^3/\text{с} = 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$
Акустическое сопротивление	Па · с/м ³	$1 \text{ дин} \cdot \text{с}/\text{см}^5 = 10^5 \text{ Па} \cdot \text{с}/\text{м}^3$
Механическое сопротивление	Н · с/м	$1 \text{ дин} \cdot \text{с}/\text{см} = 10^{-3} \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}$
Интенсивность звука	Вт/м ²	$1 \text{ эрг}/\text{с} \cdot \text{см}^2 = 10^{-3} \text{ Вт}/\text{м}^2$
Плотность звуковой энергии	Дж/м ³	$1 \text{ эрг}/\text{см}^3 = 10^{-1} \text{ Дж}/\text{м}^3$
Звуковая энергия	Дж	$1 \text{ эрг} = 10^{-7} \text{ Дж}$
Звуковая (акустическая) мощность Поток звуковой энергии	Вт	$1 \text{ эрг}/\text{с} = 10^{-7} \text{ Вт}$

Единица октава выражает частотный интервал по логарифму отношения частот при основании 2.

Чувствительность УЗ-вых электроакустич. приёмников выражается в вольтях на паскаль (до недавнего времени широко применялась единица микровольт на бар). Иногда употребляют и другие комбинации электрич. и акустич. единиц для выражения подобных чувствительностей.

И. Г. Русаков.

АКУСТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ

(акустически, или звуковой, ветер) — регулярные течения среды, возникающие в интенсивном звуковом поле. А. т. возникают как в свободном неоднородном звуковом поле, так и вблизи различного рода препятствий. А. т. всегда имеют вихревой характер, их скорость возрастает с увеличением интенсивности звука, но обычно не превосходит величины колебательной скорости частиц в звуковой волне. Одно из первых описаний А. т. дано Рэлеем, заметившим, что если перед резонатором Гельмгольца поместить звучащий камертон, то у противоположного конца резонатора можно обнаружить ветер значительной силы, способный задуть пламя свечи.

Причина возникновения А. т. обусловлена законом сохранения количества движения и обычно заключается в том, что переносимое звуковой волной количество движения, связанное с колебаниями частиц среды, при поглощении волны передается среде, вызывая её регулярное движение. Поэтому скорость А. т. пропорциональна коэфф. поглощения звука и его интенсивности.

В зависимости от соотношения характерного масштаба течения l и длины звуковой волны $\lambda = 2\pi/k$, где k — волновое число, различают 3 типа А. т.: 1) течения в свободном неоднородном поле, где l определяется размером неоднородности, напр. радиусом звукового пучка r (рис. 1); при этом $kl \gg 1$; 2) течения в стоячих волнах, масштаб к-рых определяется длиной волны, а $kl \sim 1$; 3) течения в пограничном слое вблизи препятствий, помещённых в акустич. поле; в этом случае l определяется толщиной акустич. пограничного слоя

$$\delta = \sqrt{\nu/\omega} \quad (\nu \text{ — кинематич. вязкость,}$$

ω — круговая частота звука), а $kl \ll 1$.

Скорость А. т. u обычно мала по сравнению с амплитудой колебательной скорости v частиц в звуковой волне, но в отдельных случаях может быть сравнима с ней; отношение u/v характеризуется величиной $\sim M_a kl$, где $M_a = v/c$ — акустич. Маха число, c — скорость звука. Скорость тече-

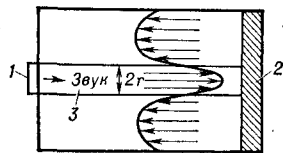


Рис. 1. Схема течения, вызванного ограниченным пучком звука: 1 — излучатель; 2 — поглотитель звука; 3 — звуковой пучок.

ния первого типа ($kl \gg 1$), вызванного ограниченным звуковым пучком (рис. 1) при условии $M_a kl \ll 1$, была рассчитана Эккартом. По порядку величины она определяется соотношением: $\frac{u}{v} = \frac{b}{4\eta} M_a (kr)^2$ (*), где $b = \frac{4}{3} \eta + \zeta$, η и ζ — коэфф. сдвиговой и объёмной вязкости. При $M_a kl \lesssim 1$ имеет место соотношение: $u/v \approx A Re_{ag} M_a (kr)^2$, где $Re_{ag} = \nu \rho / \eta$ — акустич. Рейнольдса число для акустич. течений, ρ — плотность среды, A — константа; для воды $A \approx 10^{-4}$.

Скорость А. т. в стоячих звуковых волнах была рассчитана Рэлеем при условии $M_a kl \ll 1$; по порядку величины она определяется соотношением: $u/v \approx M_a$. Скорость течения в пограничном слое толщиной δ ($kl \ll 1$), согласно Г. Шлихтингу, оценивается по ф-ле $u/v \approx M_a k \delta$, применимой при условии $M_a k \delta \ll 1$. Теория быстрых течений, когда $u/v \lesssim 1$ в случаях $kl \sim 1$ и $kl \ll 1$, отсутствует. Экспе-

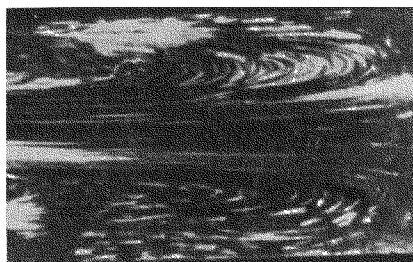


Рис. 2. Фотография акустических течений, возникающих при распространении ультразвука частотой 5 МГц в бензоле.

риментально наблюдались течения со скоростью ~ 10 см/с в воде, вызванные звуковым пучком частоты 1,2 МГц при амплитуде звукового давления $p \sim 10$ атм и $v \sim 10^2$ см/с. В воздухе в стоячей волне с уровнем интенсивности 167 дБ ($v \approx 1,7 \cdot 10^3$ см/с) наблюдались течения со скоростью $u \approx 5 \cdot 10^2$ см/с. Согласно формуле (*) скорость течений Экарта пропорциональна величине $b/\eta \sim 1 + \zeta/\eta$, что позволяет по измерениям А. т. определять отношение коэфф. объёмной и сдвиговой вязкости.

После включения источника звука А. т. устанавливается не сразу, а разгоняется постепенно до тех пор, пока его торможение из-за вязкости среды не скомпенсирует увеличение скорости под действием звука. При этом поток турбулизуется, что приводит к *рассеянию звука* и искажению *звукового поля*. А. т. возможны и в идеальной (невязкой) среде, в частности при распространении в ней одиночных звуковых импульсов. В этом случае возникновение А. т. обусловлено тем, что средняя плотность среды в области импульса отлична от равновесной.

А. т. являются помехой при измерениях звуковых полей с помощью *радиометра* и *Рэлея диска*, но они имеют и полезные применения. На явлениях А. т. основано действие неких типов насосов, удобных для работы в агрессивных средах. Возникновение А. т. у поверхности препятствий, помещённых в звуковое поле, может увеличить процессы массо- и теплопередачи через их поверхность (см. *Тепломассообмен в ультразвуковом поле*); А. т. являются одним из факторов, обуславливающих *УЗ-вую очистку*.

Лит.: Стрэтт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, 2 изд., т. 2, М., 1955, с. 212, 324; Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1953, § 64; Мощные ультразвуковые поля, М., 1968 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 2); Eckart C., «Phys. Rev.», 1948, v. 73, № 1, p. 68; Ивановский А. И., Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком, М., 1959; Плихтинг Г., Теория пограничного слоя, пер. с нем., М., 1956. К. А. Наугольных.

АКУСТИЧЕСКИЙ ВЕТЕР — то же, что *акустические течения*.

АКУСТИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ — устройство для создания звукового поля в упругой среде. В за-

висимости от назначения А. и. в них могут быть использованы различные механизмы звукообразования и они должны обладать соответствующими параметрами. Основные характеристики А. и. могут быть определены на основе рассмотрения упрощённых моделей. См. *Излучение звука, Излучатели ультразвука*.

АКУСТИЧЕСКИЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС электронный (АПР) — поглощение энергии акустич. колебаний определённой частоты (избирательное поглощение *фононов*) в парамагнитных кристаллах, помещённых в постоянное магнитное поле. Это явление аналогично электронному парамагнитному резонансу (ЭПР).

Электрон, помимо массы и заряда, обладает собственным моментом количества движения, или *спином*, а следовательно, и магнитным моментом. Во внешнем магнитном поле H спин электрона может иметь одну из двух возможных ориентаций: по направлению H или против него. Эти две ориентации соответствуют двум уровням энергии $\mathcal{E} = \pm \frac{1}{2} g \mu_B H$, разность между к-рыми $\Delta \mathcal{E} = g \mu_B H$, где g — фактор спектроскопии, расщепления, равный для свободного электрона 2, $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}$ Дж/Т — магнетон Бора. Сходные рассуждения применимы к любому парамагнитному иону. Спин иона может принимать несколько положений в статич. магнитном поле, при к-рых его проекция на направление поля равна $m_s(h/2\pi)$, где h — *Планка постоянная*, m_s — магнитное квантовое число, к-рое может принимать $2s + 1$ значений; s — полное спиновое число парамагнитного иона, к-рое может быть равно $\frac{1}{2}$ (как для электрона), 1, $\frac{3}{2}$ и т. д. Разность энергий между соседними уровнями при этом определяется той же формулой, что и для электрона. Переход с одного уровня на другой под воздействием переменного магнитного поля частоты ν происходит, когда удовлетворяется условие:

$$h\nu = g\mu_B \Delta m_s H. \quad (1)$$

Возбуждение в парамагнитном кристалле электромагнитных колебаний с частотой ν , удовлетворяющей условию (1), приводит к избирательному поглощению энергии электромагнит-

ных колебаний, т. е. к электронному парамагнитному резонансу.

В кристаллах парамагнитные ионы находятся в сильном внутрикристаллич. электрич. поле, вследствие чего условие резонанса (1) изменяется: уровни энергии \mathcal{E}_m иона становятся зависящими от параметров внутрикристаллич. поля и необязательно прямо пропорциональны H . Возбуждение в парамагнитном кристалле, помещённом в магнитное поле, акустич. колебаний с частотой f , удовлетворяющей условию

$$\mathcal{E}_{m+\Delta m} - \mathcal{E}_m = hf, \quad (2)$$

вызывает переходы между уровнями $\mathcal{E}_{m+\Delta m}$ и \mathcal{E}_m . Переход с уровня \mathcal{E}_m , на котором парамагнитные частицы имеют меньшую энергию, на более высокий энергетич. уровень $\mathcal{E}_{m+\Delta m}$ сопровождается поглощением фононов с энергией hf . Переход с верхнего уровня $\mathcal{E}_{m+\Delta m}$ на нижний \mathcal{E}_m сопровождается излучением фононов с энергией hf . Резонансное поглощение энергии акустич. колебаний и наз. АПР. Передача энергии электромагнитных колебаний парамагнитным частицам при ЭПР происходит непосредственно, в то время как передача акустич. энергии при АПР происходит посредством *спин-фононного взаимодействия*, т. е. в результате взаимодействия магнитных моментов парамагнитных ионов с колебаниями окружающих атомов и ионов решётки. При АПР могут наблюдаться переходы, удовлетворяющие правилу отбора $\Delta m = \pm 1, \pm 2$, в то время как в обычном ЭПР разрешены переходы только с $\Delta m = \pm 1$. АПР, так же как и ЭПР, наблюдаются в области сверхзвуковых (г и п е р з в у к о в ы х) частот $10^9 - 10^{11}$ Гц (см. *Гиперзвук*). В реальных кристаллах излучение или поглощение фононов происходит в конечной полосе частот, поэтому наблюдается резонансная линия с характерной для неё шириной и формой, к-рые зависят как от природы парамагнитного иона, так и от характера внутрикристаллич. полей (магнитных и электрических) и могут существенно отличаться от ширины и формы линии ЭПР.

Экспериментально АПР можно наблюдать двумя методами: методом акустич. насыщения линий ЭПР и методом дополнительного затухания

звука. Первый метод основан на том, что величина сигнала ЭПР, к-рый соответствует переходам между уровнями \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 ($\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$), пропорциональна разности населённости этих уровней $N_2 - N_1$, причём $N_1 > N_2$ (населённостью N_i наз. число ионов в единице объёма кристалла, обладающих энергией \mathcal{E}_i). Возбуждение в исследуемом кристалле акустич. колебаний с частотой, к-рая отвечает той же паре уровней \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 и на которой наблюдается АПР, приводит к увеличению N_2 при соответствующем уменьшении N_1 . С другой стороны, процесс спин-решёточной релаксации возвращает систему спинов в равновесное состояние, при к-ром населённость уровней подчиняется распределению Больцмана при темп-ре решётки. Преобладание первого процесса, возможное при достаточной интенсивности УЗ, приводит к уменьшению разности населённостей уровней по сравнению с равновесной и к уменьшению сигнала ЭПР, т. е. к насыщению резонансной линии. Зная интенсивность УЗ и величину ослабления сигнала ЭПР под его воздействием, можно определить константы спин-фононного взаимодействия. Метод насыщения, кроме того, находит и другие применения, напр. для определения формы линии спин-фононного взаимодействия, для детектирования (приёма) акустич. СВЧ-колебаний. Метод насыщения используется чаще всего в экспериментах, проводимых в непрерывном режиме; в импульсном режиме он имеет ограниченное применение, т. к. время насыщения парамагнитных переходов много меньше времени спин-решёточной релаксации, что накладывает строгие ограничения на длительность импульсов.

Метод измерения дополнительного затухания гиперзвука, вызванного акустическим парамагнитным резонансом, обычно используется в экспериментах, проводимых в импульсном режиме. При этом объектом измерения является коэффициент затухания

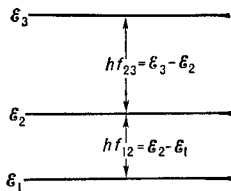


Рис. 1. Схема парамагнитных уровней энергии.

затухания гиперзвука, вызванного акустическим парамагнитным резонансом, обычно используется в экспериментах, проводимых в импульсном режиме. При этом объектом измерения является коэффициент затухания

звуковых импульсов в исследуемом кристалле, обусловленного АПР. В АПР-спектрометре (рис. 2) кристалл с двумя преобразователями на кон-

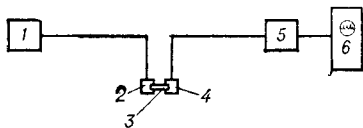
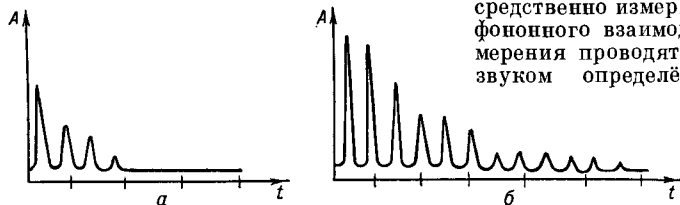


Рис. 2. Блок-схема установки для исследования затухания звука, обусловленного парамагнитными ионами при АПР, импульсным методом.

цах помещается в постоянное магнитное поле. Преобразователь 2, питаемый от источника 1 импульсных СВЧ-колебаний, служит для генерации гиперзвука, а преобразователь 4 — для приема гиперзвуковых импульсов, прошедших через исследуемый кристалл 3. На приёмник 5 поступают электрич. сигналы, соот-



рубине: а — при резонансных значениях магнитного поля; б — в отсутствии резонансных условий; А — амплитуда импульсов; t — время.

ветствующие звуковым импульсам, многократно отражённым от концов исследуемого образца. На осциллографе б они наблюдаются в виде последовательности затухающих импульсов (рис. 3, б). Плавное изменение напряжённости магнитного поля, добиваясь, чтобы его значение соответствовало резонансному переходу, при котором происходит дополнительное поглощение звука вследствие АПР (рис. 3, а). Наличие естественного затухания звука в кристаллах, т. е. затухания, обусловленного фонон-фононным взаимодействием, а также дефектами и неоднородностями решётки кристалла, снижает чувствительность АПР-спектрометров. Влияние этих факторов уменьшают путём проведения экспериментов при достаточно низких температурах и использования кристаллов высокого ка-

чества, т. е. содержащих незначительное количество дефектов.

Исследования АПР представляют интерес, поскольку тепловое движение атомов, дефекты кристаллич. структуры и ряд других факторов по-разному влияют на форму линий АПР и ЭПР. Из спектров АПР, к-рые по форме могут отличаться от спектров ЭПР, можно получить дополнительную информацию о симметрии локального внутрикристаллич. поля парамагнитного кристалла. Исследование формы линий АПР позволяет оценить влияние нарушения симметрии кристаллич. поля в результате наличия дислокаций и случайных деформаций решётки. Эти факторы, вообще говоря, приводят к уширению линий АПР по сравнению с линией ЭПР. АПР используется для исследований металлов и полупроводников, применение метода ЭПР в к-рых затруднено из-за скин-эффекта. Метод АПР позволяет непосредственно измерять параметры спин-фононного взаимодействия. Такие измерения проводятся с моночастотным звуком определённой поляризации,

Рис. 3. Эхо-сигналы, иллюстрирующие затухание ультразвука при АПР в

поэтому они позволяют изучать зависимость констант спин-фононного взаимодействия от направления распространения гиперзвука относительно кристаллографич. осей и направления магнитного поля.

Лит.: Альтшулер С. А., Электронный парамагнитный резонанс, в кн.: Физический энциклопедический словарь, т. 5, М., 1965; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 2; Альтшулер С. А., Козырев В. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Такер Дж., Рэмpton В., Гиперзвук в физике твёрдого тела, пер. с англ., М., 1975.

В. Г. Бадалян.

АКУСТИЧЕСКИЙ ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (АЯМР) — обусловленное переориентацией магнитных моментов атомных ядер поглощение энергии акустич. колебаний определённой частоты (избирательное поглощение *фононов*) в твёр-

дом теле, помещённом в постоянное магнитное поле. Это явление аналогично ядерному магнитному резонансу (ЯМР) — поглощению энергии электромагнитных волн определённой частоты (избирательному поглощению фотонов) в веществе, находящемся в магнитном поле. Для большинства ядер резонансное поглощение наблюдается в области УЗ-вых частот от 1 до 100 МГц.

Магнитные свойства многих ядер связаны с тем, что ядро в целом, так же как и электрон, обладает моментом количества движения I , или спином со спиновым числом I . Во внешнем магнитном поле ядра со спином I по законам квантовой механики могут принимать $2I + 1$ ориентаций, к-рым соответствуют дискретные уровни энергии. Энергетич. уровни для изолированных ядерных спинов во внешнем магнитном поле H характеризуются значениями энергий:

$$\mathcal{E}_m = -m g \mu_N H,$$

где m — проекция I на направление магнитного поля, $\mu_N = 5,05 \cdot 10^{-27}$ Дж/Т — ядерный магнетон, g — ядерный фактор спектроскопич. расщепления. Акустич. колебания с частотой f , распространяясь в веществе, могут вызвать переход спина с одного уровня энергии на другой, если выполняется условие:

$$\mathcal{E}_{m+\Delta m} - \mathcal{E}_m = hf = \Delta m g \mu_N H,$$

т. е. если энергия фотона равна разности между уровнями энергий. Переход с нижнего уровня \mathcal{E}_m на верхний $\mathcal{E}_{m+\Delta m}$ сопровождается поглощением фотона, а переход с верхнего уровня на нижний — излучением фотона.

Когда система ядерных спинов находится в состоянии термодинамич. равновесия, в веществе имеет место стационарное распределение спинов по энергетич. уровням с максимальным заполнением нижних уровней. В соответствии с распределением Больцмана число спинов N_2 на верхнем уровне с энергией \mathcal{E}_2 (населённость энергетич. уровня \mathcal{E}_2) меньше, чем число спинов N_1 на нижнем уровне \mathcal{E}_1 . Поэтому при акустич. колебаниях число актов поглощения превышает число актов излучения, и в результате наблюдается резонансное поглощение фотонов — АЯМР.

Природа резонансного поглощения фотонов связана с передачей энергии акустич. волны ядерной спин-системе вследствие модуляции акустич. колебаниями различных внутренних взаимодействий (см. *Спин-фононое взаимодействие*). В результате передачи энергии происходит излучение или поглощение фотона в конечной полосе частот; при этом наблюдается

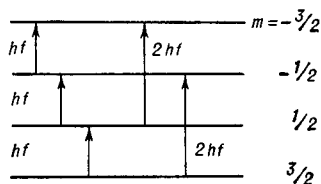


Рис. 1. Уровни энергии для ядра со спином $I = 3/2$ в постоянном магнитном поле H . Стрелками изображены возможные переходы для АЯМР с частотой f для $\Delta m = \pm 1$ и с частотой $2f$ для $\Delta m = \pm 2$.

резонансная линия с характерной для неё шириной и формой. При АЯМР разрешены переходы с $\Delta m = \pm 1, \pm 2$, в то время как в обычном ЯМР разрешены переходы только с $\Delta m = \pm 1$ (рис. 1).

Эксперименты по АЯМР можно разделить на две основные группы: эксперименты, в к-рых передача энергии акустич. колебаний наблюдается в виде добавочного поглощения УЗ (метод прямого акустич. резонанса), и эксперименты, в к-рых действие акустич. волн регистрируется по насыщению линий АЯМР (метод акустич. насыщения ЯМР). Обычные УЗ-вые методы позволяют обнаруживать изменения поглощения в твёрдых телах $\sim 10^{-3}$, в то время как при ЯМР можно наблюдать изменение поглощения звука $\sim 10^{-6}$. Чтобы достигнуть чувствительности, необходимой для прямого измерения поглощения звука ядерными спинами, применяются методы, основанные на использовании высокой добротности механич. резонатора, выполненного в виде кристалла, торцы к-рого изготовлены оптически плоскими и параллельными.

Для проведения экспериментов методом прямого акустич. резонанса при работе в непрерывном режиме пользуются спектрометром АЯМР (рис. 2). Он содержит составной резонатор в виде образца I с двумя пре-

образователями 2 и 3 (приведена «проходная» схема). В частотной характеристике резонатора наблюдается спектр узких линий (рис. 3), каж-

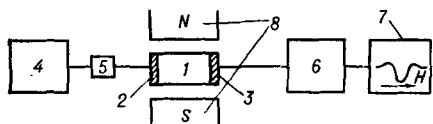


Рис. 2. Блок-схема спектрометра АЯМР, используемого для исследований методом прямого акустического поглощения: 1 — кристалл; 2 — преобразователь; 3 — приёмник ультразвука; 4 — генератор СВЧ-колебаний; 5 — согласующая схема; 6 — чувствительный приёмник; 7 — самописец; 8 — магнит.

дая из к-рых соответствует собственным механич. колебаниям образца. Генератор 4 (рис. 2) высокочастотных колебаний АЯМР-спектрометра настроен на частоту одного из механич. собственных колебаний составного резонатора. С помощью высокочастотных согласующих цепей 5, включённых между генератором и резонатором, добиваются того, чтобы амплитуда высокочастотных колебаний в контуре генератора стала чувствительной к весьма малым изменениям поглощения звука в образце. Резонатор, содержащий исследуемые ядра, помещается в магнитное поле ~ 1 кЭ, к-рое медленно изменяется, проходя через значения, соответствующие резонансу. Поглощение энергии акустич. колебаний системой ядерных спинов проявляются в виде резонансного поглощения, зависящего от магнитного поля, в отличие от фонового поглощения, к-рое не зависит или слабо зависит от частоты. Метод прямого

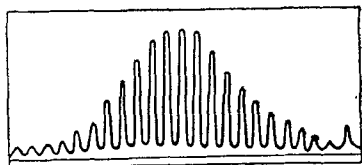


Рис. 3. Спектр механических колебаний монокристалла меди, полученный при подаче сигнала качающейся частоты. Средняя частота 10 МГц.

акустич. возбуждения ядерных спинов позволяет исследовать металлы и низкоомные полупроводники, т. е. вещества, где трудно применять тех-

нику ЯМР. Он позволяет регистрировать форму линий АЯМР, зависимость интенсивности АЯМР и ширины линий от различных факторов: дефектов кристаллич. структуры, квадрупольных расщеплений и др.

Изучение АЯМР методом акустич. насыщения основано на том, что величина сигнала ЯМР пропорциональна разности населённости уровней, между к-рыми наблюдается ЯМР. Если в кристалле возбуждены акустич. колебания с частотой, равной частоте АЯМР, и столь мощные, что число ядерных спинов, переходящих с нижнего энергетич. уровня на верхний из-за ЯМР, больше, чем число спинов, переходящих с верхнего на нижний из-за спин-решёточной релаксации, то разница населённости между указанными уровнями уменьшается. Это приводит к ослаблению сигнала ЯМР,

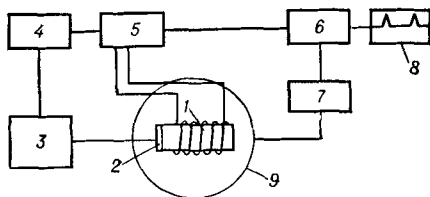


Рис. 4. Блок-схема спектрометра АЯМР, используемого для исследований методом акустического насыщения: 1 — кристалл; 2 — преобразователь; 3 — ультразвуковой передатчик; 4 — удвоитель частоты; 5 — спектрометр ЯМР; 6 — синхронный детектор; 7 — модулятор; 8 — самописец; 9 — полное магнит. поле к-рого перпендикулярно плоскости рисунка.

т. е. к его насыщению. В результате измерений методом акустич. насыщения ЯМР находят зависимость ядерного спин-фонового поглощения от A/A_0 , где A_0 — амплитуда сигнала ЯМР в отсутствии акустич. колебаний, а A — амплитуда этого сигнала при акустич. возбуждении. При исследовании АЯМР методом акустич. насыщения в непрерывном режиме (рис. 4) кристалл 1 помещается в постоянное магнитное поле и в поле высокочастотных колебаний ЯМР-спектрометра 5. Частота генератора удваивается с помощью удвоителя 4, и напряжение удвоенной частоты $2\nu_0$ усиливается в УЗ-вом передатчике 3, выход к-рого используется для возбуждения кварцевого преобразователя 2, приклеенного к образцу. Вызы-

вая переходы с $\Delta m = \pm 2$, УЗ-вые колебания насыщают стационарный сигнал ЯМР. Возбуждение УЗ-вых колебаний с частотой $2\nu_0$, соответствующей $\Delta m = \pm 2$, выбирается для того, чтобы уменьшить вероятность переходов на резонансной частоте ν_0 , обусловленных электромагнитными наводками цепи УЗ-вого преобразователя. Когда постоянное поле медленно проходит резонансное значение, регистрируется форма сигнала ЯМР.

В импульсном методе акустич. насыщения используется стандартная импульсная методика регистрации ЯМР. К обычному импульсному ЯМР-спектрометру добавляется генератор, возбуждающий УЗ-вой преобразователь, приклеенный к одному из торцов исследуемого образца. Частота УЗ-вых колебаний соответствует частоте АЯМР с $\Delta m = \pm 2$. Для количественной интерпретации данных по акустическому насыщению требуется знание плотности энергии акустич. волны либо амплитуды деформации кристалла.

Метод стационарного акустич. насыщения имеет ряд недостатков по сравнению с импульсной методикой: под влиянием акустич. насыщения меняется не только интенсивность, но и форма линии ЯМР, для интерпретации эксперимента необходимо измерять время спин-решёточной релаксации, к-рое проще определяется импульсным методом. Поэтому стационарное акустич. насыщение обычно используют в тех случаях, когда затруднено применение импульсного метода акустич. насыщения, т. е. в случае больших времён релаксации, широких линий и др.

Применение АЯМР позволяет расширить возможности ЯМР и получить дополнительную информацию о строении твёрдого тела. АЯМР широко используется при исследованиях в металлах и низкоомных полупроводниках (напр., InSb), когда применение обычного ЯМР затруднительно вследствие скин-эффекта, не позволяющего электромагнитному полю проникнуть внутрь образца. АЯМР — метод исследования ядерного спин-фононного взаимодействия. Он позволяет изучать при комнатных темп-рах однофононные процессы, к-рые в обычном ЯМР проявляются только при очень низких темп-рах. АЯМР позволяет получать

информацию о влиянии дислокаций и других дефектов кристалла на форму резонансных линий, о величине и природе внутренних магнитных полей, а также о процессах тепловой релаксации в магнитных материалах, в частности о роли взаимодействия фононов со спиновыми волнами (см. *Магнитоупругие волны*). АЯМР можно использовать для некогерентной регистрации нелинейных фонон-фононных взаимодействий в твёрдых телах.

Лит.: Кессель А. Р., Ядерный акустический резонанс, М., 1969; Шутлов В. А., «Акуст. ж.», 1962, № 8, с. 383; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 3; Голенищев-Кутузов В. А. и др., Магнитная квантовая акустика, М., 1977.

В. Г. Вадьян.

АКУСТИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — см. *Импеданс акустический*.

АКУСТООПТИКА — область физики, изучающая явления взаимодействия электромагнитных волн со звуковыми волнами в твёрдых и жидких телах, и одновременно область техники, в к-рой создаются различные приборы на основе этих явлений.

Взаимодействие света со звуком широко используется в современной оптике, оптоэлектронике, лазерной технике для управления когерентным световым излучением. Акустооптич. устройства позволяют управлять амплитудой, частотой, поляризацией, спектральным составом светового сигнала и направлением распространения светового луча. Акустооптич. приборы отличаются универсальностью, быстродействием, простотой конструкции, кроме того, позволяют вести параллельную обработку информации в реальном масштабе времени.

Работа подавляющего большинства акустооптич. устройств основана на явлении *дифракции света на ультразвуке*. Поскольку угол отклонения дифрагированного света определяется длиной звуковой волны, им можно управлять, изменяя частоту вводимого звука. Этот принцип управления направлением светового луча в пространстве положен в основу работы акустооптич. дефлекторов и сканеров. Распределение энергии между основным лучом и дифрагированным регулируется изменением интенсивности звука. Этот эффект используется в приборах, управляющих интенсивно-

стью световых пучков. На периодич. структуре, создаваемой монохроматич. звуковой волной, эффективно дифрагирует свет лишь определённой длины волны. Такая избирательность позволяет выделить из спектра падающего оптич. излучения узкий спектральный интервал. С изменением частоты звука меняется в широких пределах и длина волны дифрагирующего света. На этом явлении основывается работа быстродействующих акустооптич. устройств, осуществляющих управляемую фильтрацию светового сигнала.

Картина взаимодействия падающего оптич. излучения со звуковыми волнами зависит от интенсивности звука и света. Если плотность потока световой энергии относительно невелика, то воздействием света на среду, в к-рой распространяется звук, можно пренебречь. Тогда взаимодействие света со звуком сводится, в зависимости от соотношения между поперечным размером d падающего оптич. пучка и длиной звуковой волны Λ , к явлениям дифракции и рефракции. Если же, наоборот, интенсивность света достаточно велика, а звука относительно мала, то возможно усиление слабых звуковых волн светом или генерация звука в результате вынужденного *Манделштама—Бриллюэна* рассеяния.

Акустооптич. рефракция — изменение хода световых лучей в неоднородно деформированной среде (рис. 1) — возникает, если поперечный размер светового пучка d значительно меньше длины звуковой волны, т. е. $d \ll \Lambda$. Световой луч, падающий нормально, после прохождения звукового пучка толщиной D отклоняется от своего первоначального направления на угол β , пропорциональный длине пути светового луча в звуковом поле $L \approx D$ и градиенту показателя преломления n . В случае бегущей УЗ-вой волны угол отклонения меняется во времени с частотой звука Ω по закону:

$$\beta = 2\pi \frac{\Delta n D}{n \Lambda} \sin \Omega t,$$

определяя тем самым синусоидальный закон сканирования светового луча. Здесь $\Delta n = \frac{1}{2} p n^3 S_0$ — амплитуда модуляции показателя преломления n , S_0 — амплитуда деформации в зву-

ковой волне, p — упругооптич. постоянная вещества (постоянная Показельса), характеризующая зависимость показателя преломления от упругой деформации и определяемая выражением:

$$p = \frac{\epsilon_0 - \epsilon}{\epsilon_0^2 S}$$

(ϵ_0 и ϵ — диэлектрич. проницаемость невозмущённой и возмущённой среды соответственно, S — деформация среды). Величина угла отклонения огра-

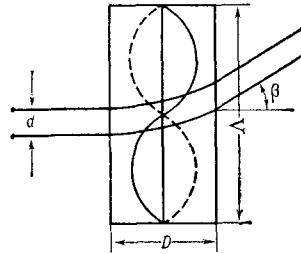


Рис. 1. Рефракция света на звуке.

ничена, т. к. при больших значениях β искривлённый световой луч попадает в область звуковой волны, где градиент деформации меняет знак и начинается отклонение луча в противоположную сторону. Для воды углы отклонения не превышают величины $3,4^\circ$ при плотностях звукового потока не более 100 Вт/см^2 .

Дифракция света на УЗ эффективна лишь при определённой геометрии акустооптич. взаимодействия. При дифракции света на высокочастотном звуке свет должен падать на звуковой пучок под определённым углом — т. н. углом Брэгга; в этом случае возникает только первый порядок дифрагированного света. При дифракции света на УЗ в реальных условиях необходимо учитывать конечную расходимость как световых, так и акустич. пучков, к-рая характеризуется величинами:

$$\gamma_{\text{опт}} \approx \lambda/d, \quad \gamma_{\text{ак}} \approx \Lambda/D,$$

где d и D — характерные размеры светового и звукового излучателей, λ — длина световой волны. В случае узкого акустического пучка, когда $\gamma_{\text{ак}} > \gamma_{\text{опт}}$, во взаимодействии со светом участвует лишь та часть звуковых

лучей, для к-рых оказались выполненными условия Брэгга. Поскольку эти условия выполняются для всех световых лучей, то возможно полное отклонение падающего света. Угловая расходимость дифрагированного излучения совпадает с расходимостью падающего. При изменении частоты звука угол отклонения дифрагированного пучка может меняться в пределах $\Delta\theta' \lesssim 2\gamma_{\text{ак}}$. В случае брэгговской дифракции на широком акустич. пучке, т. е. при $\gamma_{\text{ак}} \ll \gamma_{\text{опт}}$, дифрагированной оказывается лишь часть падающего света, для волновых векторов к-рой выполняются брэгговские условия.

В области низких звуковых частот эффективная дифракция имеет место, когда свет падает нормально на звуковой пучок; это т. н. дифракция Рамана — Ната, в результате к-рой энергия падающего излучения распределяется среди многих порядков дифракции. Как брэгговская дифракция, так и дифракция Рамана — Ната широко используются и в современной технике, и в различных физич. исследованиях.

Акустооптические методы в физических исследованиях. Акустооптич. методы дают возможность изучать локальные характеристики звуковых полей и свойства материалов, в к-рых имеет место взаимодействие света со звуком. По угловым зависимостям дифрагированного света определяются диаграмма направленности и спектральный состав акустич. излучения. Анализ эффективности дифракции в различных точках образца позволяет восстановить картину пространственного распределения *интенсивности звука*. Наконец, на основе акустооптич. эффектов осуществляется *визуализация звуковых полей*. С помощью брэгговской дифракции удаётся получить информацию о спектральном, угловом и пространственном распределении акустич. фононов в длинноволновой области фононного спектра.

Акустооптич. дифракция позволяет измерять многие параметры материалов: скорость и поглощение звука, модули упругости второго, третьего и более высоких порядков, упругоптич. постоянные и другие величины. Так, из условия Брэгга по известным значениям частоты f УЗ и длины волны света λ и по измеренному углу 2θ между падающим и дифрагирован-

ными световыми лучами можно определить скорость звука:

$$c_{\text{зв}} = \lambda f / 2 \sin \theta_{\text{Б}}$$

(где $\theta_{\text{Б}}$ — т. н. угол Брэгга). На основе полученных таким образом данных о значениях $c_{\text{зв}}$ по различным направлениям рассчитывается полная матрица модулей упругости $\{C_{ij,kl}\}$. Коэфф. поглощения звука α можно найти путём сравнения интенсивностей I_1 и I_2 дифрагированного света, измеренных при двух положениях падающего светового луча, смещённых друг относительно друга на расстояние a вдоль направления распространения звуковой волны:

$$\alpha = \frac{1}{2a} \ln \frac{I_1}{I_2}.$$

При распространении в среде интенсивных звуковых волн метод акустооптич. дифракции позволяет получить данные о модулях упругости высших порядков.

Измерение упругоптич. постоянных осуществляется двумя способами. В методе индуцированного двулучепреломления к образцу прикладывается механич. напряжение, вызывающее изменение положения осей и главных значений эллипсоида показателей преломления. По этим изменениям определяют абсолютную величину и знак соответствующего упругоптич. коэфф. p . Меняя ориентацию образца относительно прикладываемого напряжения и падающего светового луча, можно измерить полную матрицу упругоптич. постоянных p_{ijkl} . Другой метод, основанный на сравнении эффективностей дифракции в различных средах, позволяет определить упругоптич. качество $M_2 \sim p^2$ одного из материалов, если эта величина известна для другого материала.

Акустооптические устройства — активные оптич. элементы, позволяющие управлять всеми параметрами светового луча, а также обрабатывать информацию, носителем к-рой являются как световая, так и звуковая волны. Основу таких устройств составляет акустооптич. ячейка (АОЯ). Она состоит из рабочего тела (твёрдотельного образца или кюветы с жидкостью), в объёме к-рого происходит взаимодействие света с УЗ-вой волной, и излучателя УЗ, обычно пред-

ставляющего собой *плёночный преобразователь* или *пьезоэлектрический преобразователь*. В зависимости от назначения имеется несколько типов акустооптич. приборов: дефлекторы, модуляторы, фильтры, процессоры и др. Все они используются для управления световым лучом как внутри, так и вне оптич. квантового генератора, а также в устройствах обработки информации, носителем к-рой является звуковая волна.

Акустооптические дефлекторы и сканеры — устройства для управления направлением светового луча в пространстве на основе явлений акустооптич. дифракции и рефракции. Сканеры предназначаются для непрерывной развёртки луча; в дефлекторе имеется набор фиксированных направлений, по которым должен отклоняться световой луч.

В дифракционном дефлекторе (рис. 2) луч света падает на АОЯ, в к-рой возбуждается звуковая волна с частотой f . В результате брэгговской дифракции свет частично отклоняется. При изменении частоты звука ме-

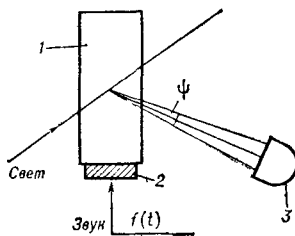


Рис. 2. Схема акустооптического дефлектора: 1 — акустооптическая ячейка; 2 — излучатель ультразвука; 3 — фотоприёмное устройство; ψ — максимальное угловое перемещение луча.

няется и угол отклонения дифрагированного луча: происходит перемещение светового луча по экрану фотоприёмного устройства. Использование частотно-модулированных звуковых сигналов (см. *Модуляция колебаний*) позволяет непрерывно изменять направление светового луча. Акустооптич. дефлекторы осуществляют как однокоординатное, так и двухкоординатное отклонение светового луча. В последнем случае используются два скрещенных одномерных дефлектора. Они могут быть совмещены в одной акустооптич. ячейке, если возбуждать в ней акустич. волны в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Основные характеристики устройств пространственного управления лучом: эффективность η — отношение интенсивности отклонённого света к интенсивности падающего, быстродействие τ , максимальное угловое перемещение луча ψ и связанная с ним полоса пропускания Δf , представляющая собой интервал акустич. частот, внутри к-рого возможна дифракция падающего света. Важнейшая характеристика дефлекторов — разрешающая способность N — число различных положений светового луча в пределах максимального углового перемещения ψ . Согласно критерию Рэлея, два положения светящейся точки различимы, если центральный максимум одной из них совпадает с первым минимумом другой. Число разрешимых положений N светового луча определяется наибольшим угловым перемещением ψ и угловой расходимостью $\gamma_{\text{опт}}$ светового луча:

$$N = \psi / \gamma_{\text{опт}} = \psi d / \lambda.$$

В дифракционных приборах угол отклонения дифрагированного света однозначно определяется частотой звука f и углом падения θ_B . Для того чтобы изменить направление дифрагированного луча при неизменном угле падения света на АОЯ, необходимо менять частоту и направление распространения звуковой волны так, чтобы внутри полосы пропускания Δf повсюду выполнялось условие Брэгга.

В простейшем случае выполнение условия Брэгга осуществляется благодаря расходимости акустич. пучка. Расходящийся пучок можно рассматривать как совокупность плоских волн, направления распространения к-рых лежат внутри углового интервала $\gamma_{\text{ак}}$. Для заданной частоты звука дифракция будет происходить лишь на той компоненте пучка, для к-рой волновой вектор удовлетворяет условию Брэгга. С изменением частоты этому условию удовлетворяет уже другая компонента пучка. При использовании изотропного материала в качестве рабочего тела АОЯ максимальное угловое перемещение равно удвоенной угловой расходимости звукового пучка:

$$\psi = 2\gamma_{\text{ак}} \approx 2\Delta / D.$$

В соответствии с этим полоса пропускания Δf и разрешающая способ-

ность N оказываются пропорциональными звуковой расходимости:

$$\Delta f = 2 \frac{c_{зв} \cos \theta_B}{\lambda} \gamma_{ак}, \quad N = \frac{2\gamma_{ак} d}{\lambda}.$$

Для дефлектора с высокой разрешающей способностью требуется значительная расходимость звукового пучка, а следовательно, и минимальная его толщина D . Падение эффективности дифракции в этом случае, вызванное уменьшением длины акустооптич. взаимодействия, компенсируют увеличением вводимой акустич. мощности. Однако с увеличением разрешающей способности N падает эффективность использования этой мощности, т. к. на дифракцию света расходуется лишь $1/N$ -я её часть.

Применение в АОЯ двулучепреломляющих материалов позволяет существенно улучшить характеристики дефлекторов. С этой целью используется анизотропная дифракция света вблизи минимального значения угла Брэгга θ_{min} . При падении света на звуковой пучок под углом θ_{min} небольшая расходимость звукового пучка обеспечивает выполнение условия Брэгга для достаточно широкого диапазона акустич. частот, а следовательно, и значительный интервал углов отклонения дифрагированного света. Это позволяет пользоваться широким акустич. пучком, что снижает акустич. мощность, необходимую для получения высокой эффективности дифракции, и даёт значительный выигрыш в разрешении по сравнению с дефлекторами, в к-рых используются изотропные материалы, однако рабочие частоты таких приборов лежат обычно в гигагерцевом диапазоне.

Управлять дифрагированным лучом можно, используя также т. н. фазированную решётку излучателей—ступенчатую систему акустич. преобразователей, сдвинутых по фазе, параметры к-рой подбираются таким образом, чтобы фронт волны, отвечающей центральной частоте полосы пропускания, был параллелен плоскости отдельного преобразователя, а при изменении частоты фронт поворачивался бы так, чтобы компенсировать соответствующее приращение угла Брэгга. Этот способ возбуждения звука позволяет в несколько раз увеличить полосу пропускания и разрешающую способность дефлектора.

Современные дифракционные дефлекторы позволяют получить разрешающую способность $N \sim 10^2-10^3$ элементов с эффективностью в несколько десятков процентов при потребляемой акустической мощности 0,1—1 Вт.

В рефракционных устройствах отклонение светового луча осуществляется за счёт искривления его пути при прохождении через среду, неоднородная деформация к-рой создаётся стоячей или бегущей звуковой волной. Они представляют собой низкочастотные приборы ($f \lesssim 0,5$ МГц), осуществляющие развёртку светового луча по синусоидальному закону. Кпд рефракционных сканеров мал, т. к. лишь ничтожная часть звуковой энергии, заключённой в объёме АОЯ, расходуется на отклонение светового луча.

Акустооптические модуляторы у делят о р ы. Перераспределение световой энергии между проходящим и дифрагированным светом служит основой для создания акустооптич. модуляторов — приборов, управляющих интенсивностью световых пучков. Обычно используется модуляция дифрагированного света, т. к. 100%-ная модуляция проходящего излучения требует значительных акустич. мощностей.

Акустооптич. модулятор представляет собой АОЯ, в к-рую вводится амплитудно-модулированный звуковой сигнал. Падающий на АОЯ свет частично дифрагирует на звуке; отклонённый луч принимается фотоприёмным устройством. В модуляторах используется как брэгговская дифракция, так и дифракция Рамана — Ната. Основные характеристики акустооптич. модулятора: его эффективность η , полоса пропускания Δf и быстродействие t . Как быстродействие, так и максимальная ширина полосы определяются временем прохождения звука через апертуру светового луча:

$$\Delta f_{max} = 1/t = c_{зв}/D.$$

Эффективность, представляющая собой долю дифрагированного света, возрастает с увеличением длины взаимодействия. Поэтому использование брэгговского режима дифракции в модуляторах ведёт к повышению их эффективности. Оптимальный ре-

жим работы брэгговского модулятора, к-рому соответствуют максимумы η и Δf , возможен, если пучки света и звука имеют одинаковую расходимость:

$$\gamma_{\text{опт}} = \gamma_{\text{ак}}$$

Акустооптические фильтры. Брэгговская дифракция позволяет выделить из широкого спектра оптич. излучения достаточно узкий интервал длин световых волн, поскольку с монохроматич. звуком эффективно взаимодействуют лишь те световые волны, длины к-рых с достаточной точностью удовлетворяют условию Брэгга. Изменяя частоту звука, можно выделяемый интервал перемещать по оптич. спектру в широких пределах. На этом основано использование АОЯ в качестве спектрального прибора — перестраиваемого оптич. фильтра.

Как правило, в акустооптич. фильтрах используется анизотропная дифракция в двулучепреломляющих кристаллах (рис. 3). Разделение проходящего и дифрагированного света осуществляется системой поляризаторов. На акустооптич. ячейку 1 падает плоскополяризованный свет, степень поляризации к-рого контролируется поляризатором 2. При прохождении света через ячейку в узком спектральном интервале возникает оптич. излучение другой поляризации. Наличие его определяется анализатором 3. Монохроматич. звук создается с помощью электроакустич. преобразователя 4. Эффективность фильтра увеличивается с ростом длины взаимодействия, поэтому

в акустооптич. фильтрах используется, как правило, коллинеарная дифракция, при к-рой направления распространения света и звука совпадают (рис. 3, а), хотя известны акустооптич. фильтры и с неколлинеарным взаимодействием (рис. 3, б).

Основные характеристики акустооптич. фильтра — ширина полосы пропускания $\Delta\lambda_0$ и разрешающая способность $R = \Delta\lambda_0/\lambda_0$ (λ_0 — длина волны падающего излучения в вакууме), диапазон оптич. перестройки, эффективность η и быстродействие τ фильтра. В реальных устройствах ширина полосы пропускания определяется спектральной шириной линии света при брэгговской дифракции, расходимостью как светового, так и акустич. пучков и спектральным составом акустич. сигнала. Для современных акустооптич. фильтров характерны значения $\Delta\lambda_0 \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ мкм и $R \sim 10^{-3} - 10^{-4}$.

Эффективности имеющихся фильтров составляют 50—100% при интенсивности звука $I_{\text{ак}} \sim 1$ Вт/см² и длинах взаимодействия ~ нескольких см (до 10 см). Диапазон оптич. перестройки определяется шириной полосы акустич. частот, возбуждаемых преобразователем, и частотной зависимостью поглощения УЗ. Как правило, он достаточен для перекрытия всего оптич. диапазона.

Акустооптические устройства обработки информации — процессоры. Акустооптич. приборы, рассмотренные выше, служат основой при создании различных функциональных устройств для обработки СВЧ сигналов (т. н. процессоров), к-рые в отличие от цифровых вычислительных машин позволяют обрабатывать информацию в реальном масштабе времени. Для выполнения такой обработки необходимо предварительное преобразование радиосигнала в звуковой. Параллельная обработка данных осуществляется путем одновременного считывания всей запасенной в звуковом импульсе информации при дифракции света на звуковом сигнале. Различают низкочастотные процессоры, использующие дифракцию Рамана — Ната и эффективные в области частот до 100 МГц, и высокочастотные брэгговские процессоры, работающие при $f > 100$ МГц.

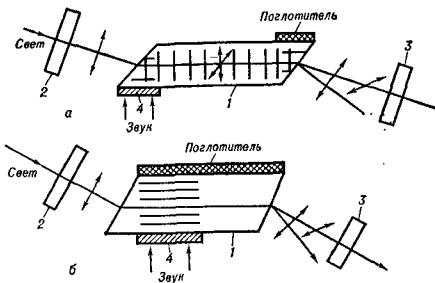


Рис. 3. Схемы акустооптических фильтров на основе коллинеарной (а) и неколлинеарной (б) дифракции: 1 — акустооптическая ячейка; 2 — поляризатор; 3 — анализатор; 4 — излучатель ультразвука; стрелками указана поляризация световых лучей.

В низкочастотном процессоре (рис. 4) коллимированный монохроматич. световой пучок попадает на акустооптич. модулятор 1, создающий фазовую модуляцию у выходящего света; далее световой луч

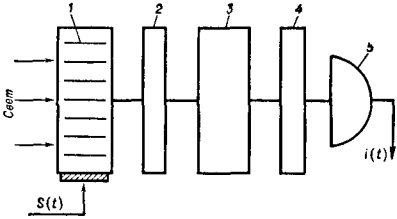


Рис. 4. Структурная схема низкочастотного процессора: 1 и 3 — сигнальный и опорный модуляторы; 2 и 4 — оптические фильтры; 5 — фотодетектор.

попадает на оптич. фильтр 2, под к-рым понимаются маски, заслонки, диафрагмы и т. п. — устройства, осуществляющие ту или иную линейную операцию с комплексной световой амплитудой, затем на опорный модулятор 3, после чего ещё на один фильтр 4 и, наконец, на фотодетектор 5. Такие процессоры осуществляют следующие операции: быстрое, т. е. в реальном масштабе времени, фурье-разложение звукового сигнала, нахождение взаимной корреляции заданной функции с опорной, генерирование сигналов с наперёд заданной формой и т. д.

В процессоре, осуществляющем быстрое фурье-разложение СВЧ сигнала (рис. 5), монохроматич. свет падает

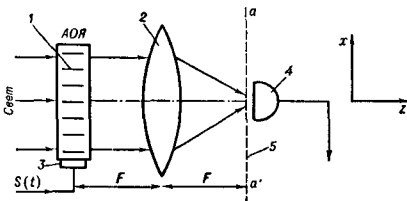


Рис. 5. Акустооптический анализатор спектра, работающий в раман-натовском режиме: 1 — акустооптическая ячейка; 2 — линза; 3 — преобразователь; 4 — фотодетектор; 5 — экран.

на акустооптич. модулятор 1, работающий в режиме дифракции Рамана — Ната. В плоскости aa' , совпадающей с фокальной плоскостью линзы 2, распределение комплексной

амплитуды световой волны в зависимости от расстояния до оси линзы x имеет вид:

$$E(x, t) = i\varphi \tilde{S}\left(\frac{kx}{F}\right) e^{-\frac{ikx_{caat}}{F}}$$

где $\tilde{S}\left(\frac{kx}{F}\right) \sim S(\omega)$ — фурье-образ звукового сигнала $\tilde{S}(t)$, k — волновое число для световой волны, F — фокусное расстояние линзы, φ — глубина фазовой модуляции светового потока после выхода из АОЯ. Соответствующее распределение фототока на детекторе имеет вид:

$$i = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \varphi^2 |S(\omega)|^2 \}.$$

Т. о., распределение фототока, измеренное фотодетектором, в плоскости aa' даёт спектральное распределение входного сигнала $S(t)$. Для получения спектрального распределения в реальном масштабе времени (т. е. без механич. перемещения фотодетектора) в плоскости aa' необходимо расположить матрицу фотоприёмников. Тогда сигнал с определённого фотоприёмника будет характеризовать величину соответствующей спектральной составляющей сигнала $S(t)$.

Структурная схема высокочастотных брэгговских процессоров отлича-

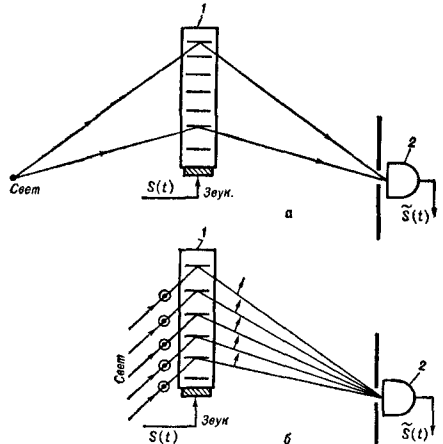


Рис. 6. Процессоры для сжатия импульсного сигнала с линейной частотной модуляцией на основе изотропной (а) и анизотропной (б) брэгговской дифракции: 1 — акустооптическая ячейка; 2 — фотодетектор; стрелками указано направление поляризации световых лучей; кружок с точкой обозначает направление поляризации луча, перпендикулярное плоскости чертежа.

Материал	Среда				
	химическая формула	симметрия кристалла	плотность ρ , г/см ³	диапазон прозрачности по длинам волн, мкм	показатель преломления n
Вода	H ₂ O	Изоотропная	1	0,2–0,9	1,33
Плавленный кварц	SiO ₂	»	2,20	0,2–4,5	1,46
Кварц	SiO ₂	32	2,65	0,12–4,5	$n_o=1,54$ $n_e=1,55$
α -нитратная кислота	α -HIO ₃	222	4,63	0,3–1,8	$n_a=1,985$ $n_b=1,960$ $n_c=1,840$
Парателлурит	TeO ₂	422	5,99	0,35–5	$n_o=2,43$ $n_e=2,27$
Молибдат свинца	PbMoO ₄	4/m	6,95	0,42–5,5	$n_o=2,36$ $n_e=2,25$
Ниобат лития	LiNbO ₃	3 m	4,7	0,4–4,5	$n_o=2,29$ $n_e=2,20$
Германат висмута	Bi ₁₂ GeO ₂₀	23	9,2	0,45–5,5	2,55
Рутил	TiO ₂	4/m m m	4,23	0,45–6	$n_o=2,58$ $n_e=2,88$
Киноварь	α -HgS	32	8,1	0,62–16	$n_o=2,887$ $n_e=3,235$
Прустит	Ag ₃ AsS ₃	32	5,57	0,65–13,5	$n_o=2,98$ $n_e=2,7$
Халькогенидное стекло	As ₂ S ₃ Ge ₃₃ As ₁₂ Se ₅₅ Hg AsS ₂	Аморфная » »	3,2 4,0 —	0,6–11,5 1–12 0,64–13	2,61 2,55 2,7
Теллур	Te	32	6,24	5–20	$n_o=4,8$ $n_e=6,2$
Германий	Ge	m 3 m	5,33	2–20	4,0
Арсенид галлия	GaAs	43 m	5,34	1–11	3,37
Фосфид галлия	GaP	43 m	4,13	0,6–10	3,31
Корунд	α -Al ₂ O ₃	3 m	4,0	0,15–6,5	1,76

Примечание: n_o , n_e — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного преломления света в двусосных кристаллах; [010] — обозначение кристаллографич. осей волн; || и \perp — обозначение поляризации света вдоль и поперёк направления распространения

ется от схемы низкочастотных устройств только способом ввода светового пучка в АОЯ. Поскольку при дифракции Брэгга угол падения светового луча строго задан, то для осуществления дифракции во всей полосе частот акустич. сигнала необходимо освещение АОЯ расходящимися световыми пучками.

В брэгговском процессоре для сжатия импульсного сигнала с линейной частотной модуляцией (рис. 6) сжатие сигнала происходит вследствие того, что углы рассеяния для различных частот света прямо пропорциональны частоте звука, следовательно, дифрагированный свет от всего освещенного участка будет попадать на фотодетектор одновременно.

Процессор для определения функции взаимной корреляции

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t - \tau) r(\tau) d\tau$$

приведён на рис. 7. Если в обоих брэгговских модуляторах I и I' распространяются одинаковые акустич. сигналы $S(t)$ и $r(t)$, то световые лучи, прошедшие модуляторы, будут параллельными падающему лучу. Свет фокусируется линзой Z на фотодетекторе Z , сигнал с которого будет в этом случае максимален. Если же акустич. сигналы $S(t)$ и $r(t)$ неодинаковы, то сигнал на выходе фотодетектора будет пропорционален функции взаимной корреляции.

Процессоры на основе различных акустооптич. устройств могут работать в очень широком диапазоне частот, вплоть до 10 ГГц. Они находят применение в различных устройствах

свойства материалов

Звук				Свет			Акустооптическое качество $M_2 \cdot 10^{-18}, \text{с}^3/\text{г}$
тип волны	направление распространения	скорость $\text{с} \cdot 10^3, \text{м/с}$	коэфф. поглощения на частоте $f=500 \text{ МГц}, \alpha_{500}, \text{ДБ/см}$	длина волны в вакууме $\lambda_0, \text{мкм}$	поляризация	направление распространения	
L		1,5	500	0,63	Произвольная		160
L		5,96	3	0,63	⊥ или ⊥		1,56
S		3,76	2,2	0,63			0,46
L	[100]	5,72	0,75	0,589	[001]		2,38
L	[010]	2,89	2,5	0,63	⊥ 		83
							80
L	[001]	4,20	4	0,63	[100] Круговая	[010]	34,5
S	[110]	0,617	77	0,63		[001]	793
L	[001]	3,75	2,5	0,63	[100]	[010]	35,6
L	[100]	6,57	0,045	0,63	 ⊥		7,0
S	[001]	3,39	0,5	0,63			2,9
S	[100]	1,77	0,62	0,63	Произвольная		9,9
L	[001]	10,3	0,15	0,63	⊥		1,52
L	[001]	2,45	7,1	0,63	Обыкновенная		953
L	[001]	2,65	25	0,63	⊥		380
L		2,6	42	0,63	 Произвольная »		433
L		2,5	7	1,06			246
L		2,43	≤5	0,63			1200
L	[1120]	2,2	5	10,6		[0001]	4400
L	[100]	3,57	2,24	4,0	или ⊥		190
L	[110]	5,15	7,3	1,15	 или ⊥		104
S	[100]	3,32	13	1,15			[010]
L	[110]	6,32	1,0	0,63			44,6
L	[001]	11,15	<0,08	0,63		[1120]	0,34

ного лучей света в одноосных кристаллах; n_a, n_b, n_c — три главных значения показателя (см. Симметрия кристаллов); L и S — обозначения продольной и поперечной звуковых нения звука.

обработки информации, в особенности там, где имеются ограничения на

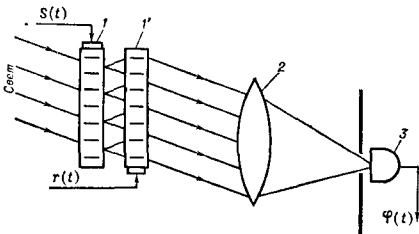


Рис. 7. Акустооптический коррелятор: 1 и 1' — модуляторы; 2 — линза; 3 — фотодетектор.

без исключения средах. Однако для практич. использования в акустооптич. устройстве материал должен удовлетворять ряду требований: он должен быть прозрачным в соответствующей области опич. спектра, обладать достаточно большим значением акустооптич. качества, слабо поглощать звук внутри рабочего интервала акустич. частот. Кроме того, кристалл должен быть достаточно больших размеров и хорошего опич. качества.

В А. используются как жидкие, так и твёрдые вещества. Жидкости (вода и целый ряд органич. жидкостей) обладают очень высокими значениями акустооптич. качества ($M_2 \sim 10^2-10^3$), но сильно поглощают звук на высоких частотах ($f > 100 \text{ МГц}$). Твёрдые материалы обладают значительно меньшим зву-

габариты, вес и энергопотребление аппаратуры.

Акустооптические материалы. Акустооптич. эффект имеет место во всех

копоглощением, широким диапазоном значений M_2 и большим разнообразием оптич. свойств. Необходимые данные об акустич., оптич. и акусто-оптич. свойствах основных материалов, используемых в А., приведены в таблице.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Борн М., Больф Э., Основы оптики, пер. с англ., М., 1970; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 5; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н., «Успехи физич. наук», 1978, т. 124, в. 1, с. 61—111; Муфель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970; Ребрин Ю. К., Управление оптическим лучом в пространстве, М., 1977; Найдж., Физические свойства кристаллов, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Нэггис С. Е., Уоллас Р. У., «J. Optical Soc. Amer.», 1969, v. 59, p. 744—47.

В. М. Левин, В. И. Пустовойт.

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ КАЧЕСТВО материала — см. Дифракция света на ультразвуке.

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — возникновение постоянно-го тока или эдс в проводящей среде (металл, полупроводник) под действием бегущей УЗ-вой волны. А. э. является одним из проявлений *взаимодействия ультразвука с электронами проводимости*. Появление тока связано с передачей импульса (и соответственно энергии) от УЗ-вой волны электронам проводимости. Это приводит к направленному движению носителей заряда — электрич. току в направлении распространения звука. А. э. — одно из проявлений *нелинейных взаимодействий* и аналогичен нек-рым другим *нелинейным эффектам* увлечения, напр. акустич. ветру (см. *Акустические течения*). Локальные электрич. поля, возникающие в проводящей среде под действием УЗ-вой волны, захватывают носители заряда, что приводит к увлечению их волной — возникновению акустоэлектрич. тока.

При взаимодействии акустич. волн с электронами происходит передача импульса от когерентного потока *фононов* (т. е. гиперзвуковой волны) газу электронов проводимости. Каждый фонон, взаимодействующий с электроном, передаёт ему импульс $\hbar\omega/c$ (ω и c — круговая частота и скорость звука соответственно, $\hbar = \hbar/2\pi$, где \hbar — Планка постоян-

ная). При этом электрон получает дополнительную скорость $\Delta v_e = \hbar\omega/ct$ в направлении распространения звука (m — масса электрона) и возникает электрич. ток, плотность к-рого

$$J_{ae} = en_e \Delta v_e = \frac{en_e \hbar \omega}{mc}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, n_e — число их в единице объёма. Если учесть, что $\mu = te/m$ — подвижность электронов (t — время между столкновениями), а $I = \hbar\omega n_{\phi} c$ — интенсивность звуковой волны (n_{ϕ} — число фоно-

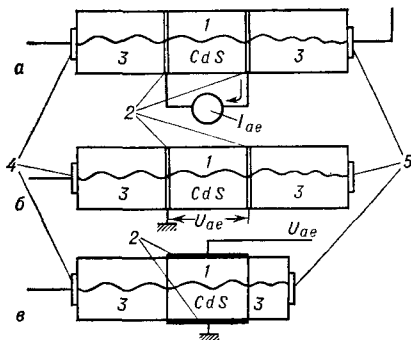


Рис. 1. Схемы измерений: а — акустоэлектрического тока; б — акустоэлектрической ЭДС; в — поперечного акустоэлектрического эффекта; 1 — кристалл CdS; 2 — металлические электроды; 3 — звукопроводы; 4 — излучающие преобразователи; 5 — приёмные преобразователи.

нов в единице объёма), и положить, что $\alpha_e = \frac{n_e}{n_{\phi}} \cdot \frac{1}{ct}$ — коэф. электронного поглощения УЗ в проводящей среде, то из (1) получается универсальное соотношение для акустоэлектрич. тока (соотношение Вайнрайха):

$$J_{ae} = \frac{\alpha_e I}{c}. \quad (2)$$

Более строго выражение для акустоэлектрич. тока можно получить, усредняя по времени произведение переменной скорости электронов v_{\perp} на переменную концентрацию n_{\perp} , к-рые возникают под действием звуковой волны:

$$J_{ae} = e(n_{\perp} v_{\perp}). \quad (3)$$

В короткозамкнутой цепи, состоящей, напр., из кристалла CdS 1 (рис. 1, а) с металлич. электродами 2 на гранях, перпендикулярных направлению распространения звука, и

измерительного прибора, будет протекать акустоэлектрич. ток, определяемый соотношением (2) или (3). Однако если цепь разомкнута (рис. 1, б), то акустич. волна создаёт на тех же электродах заряды, приводящие к появлению компенсирующего тока, и между электродами возникает акустоэлектрич. разность потенциалов (акустоэдс), напряжённость поля к-рой будет:

$$E_{ae} = \frac{J_{ae}}{\sigma} = \frac{\alpha_e \mu I}{\sigma c}, \quad (4)$$

где σ — проводимость среды.

Поскольку в кристалле, помимо электронного, есть и другие виды поглощения звука (решёточное поглощение), характеризующиеся коэфф. α_0 , то акустоэлектрич. разность потенциалов определяется выражением:

$$U_{ae} = \frac{\alpha_e}{\alpha} \cdot \frac{\mu I_0}{\sigma c} (1 - e^{-\alpha l}),$$

где l — длина кристалла, $\alpha = \alpha_e + \alpha_0$, I_0 — интенсивность звука на входе в кристалл.

А. э. экспериментально наблюдается как в металлах, так и в полупроводниковых кристаллах. В обычных полупроводниках (напр., Ge, Si) и в металлах А. э. незначителен. Однако в пьезополупроводниках (напр., CdS, CdSe) сильное акустоэлектрич. взаимодействие приводит к тому, что величина E_{ae} на 5—6 порядков больше, чем при тех же условиях в Ge, и достигает нескольких В/см при интенсивности звука 1 Вт/см². Т. к. электронное поглощение звука сильно зависит от проводимости кристалла σ , то при её изменении меняется и U_{ae} . Исследовать зависимость акустоэдс от проводимости удобно в фотопроводящих кристаллах, таких, как CdS, у к-рых σ значительно меняется при изменении освещённости; при нек-ром значении σ акустоэдс имеет максимум (рис. 2).

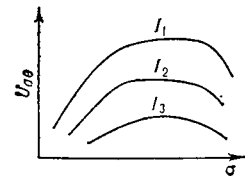


Рис. 2. Зависимость акустоэлектрического напряжения U_{ae} от проводимости кристалла σ для различных интенсивностей звука: $I_1 > I_2 > I_3$.

Характерной особенностью А. э. является изменение знака акустоэдс при перемене направления распростра-

нения звука. Напр., если в кристалле распространяются звуковые импульсы (рис. 3), то при прохождении звука справа налево акусто-

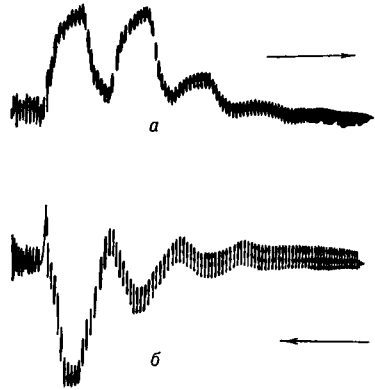


Рис. 3. Осциллограммы акустоэлектрических импульсов (акустоэдс) в CdS при распространении сдвиговой волны частотой 24 МГц; стрелки — направления распространения звуковых импульсов.

электрич. импульсы положительные (рис. 3, а), а при обратном направлении распространения звука — отрицательные (рис. 3, б).

Линейная зависимость J_{ae} и U_{ae} от I позволяет применять А. э. для измерения интенсивности звука, а также для других УЗ-вых измерений, напр. для измерения частотных характеристик пьезоэлектрических преобразователей. Однако линейное соотношение Вайррайха (2) выполняется



Рис. 4. Зависимость акустоэлектрического напряжения U_{ae} от интенсивности звука I при различных проводимостях: $\sigma_1 < \sigma_2$.

лишь до определённой пороговой интенсивности звука, а затем наблюдается насыщение акустоэдс (рис. 4), к-рое связано с электронной акустич. нелинейностью.

Наряду с продольным А. э. можно наблюдать также и поперечный А. э., т. е. возникновение разности потенциалов на электродах кристалла, расположенных перпендикулярно направлению распространения звука

(рис. 1, в). А. э. имеет место и для упругих *поверхностных волн*. В этом случае наряду с продольным возникает также поперечный акустоэлектрич. ток, направленный от поверхности в глубь кристалла. Продольный акустоэлектрич. ток максимален у поверхности кристалла и убывает с глубиной, но не монотонно, а с осцилляциями, что приводит к возникновению в образце круговых токов, а следовательно, и магнитного момента.

Если к кристаллу, в котором распространяется УЗ-вая волна, приложено внешнее постоянное электрич. поле E_0 , создающее дрейф электронов в направлении распространения УЗ (см. *Усиление ультразвука*), то А. э. существенно зависит от соотношения скорости дрейфа электронов v_d и скорости звука c . Так, при $v_d < c$ характер А. э. тот же, что и при отсутствии дрейфа. При $v_d > c$ А. э. меняет знак, причём в отличие от эффекта усиления УЗ смена знака происходит точно при $v_d = c$. Так как $v_d = \mu E_0$, то это явление используется для измерения дрейфовой подвижности носителей в пьезополупроводниках. Когда в пьезополупроводнике $v_d > c$, в нём возникает генерация фононов, что приводит к появлению неоднородности в распределении электрич. поля, и А. э. резко уменьшается.

А. э. находит применение для акустич. измерений интенсивности УЗ в твёрдых телах, частотных характеристик УЗ-вых преобразователей, структуры звукового поля, а также для исследования электрич. свойств полупроводниковых кристаллов (измерения дрейфовой подвижности носителей, величины акустоэлектрич. взаимодействия) и для отбора кристаллов, предназначенных для усиления УЗ, и др.

Лит.: Некоторые вопросы взаимодействия ультразвуковых волн с электронами проводимости в кристаллах, М., 1965; Беляев Л. М. и др., «Кристаллография», 1965, т. 10, в. 2, с. 252—55; Морозов А. И., «Физика твёрдого тела», 1965, т. 7, № 10, с. 3070—78; Гуляев Ю. В. и др., там же, 1970, т. 12, № 9, с. 2595—2601; Рмита А. М., Медведь А. Б., «Письма в ЖЭТФ», 1971, т. 14, с. 455—58.

В. Е. Лямов.

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА — раздел акустики, возникающий на стыке акустики твёрдого тела, физики полу-

проводников и радиоэлектроники. А. занимается исследованием принципов построения УЗ-вых устройств для преобразования и аналоговой математич. обработки радиосигналов. Возможность такого использования УЗ-вых волн обусловлены малой скоростью звука по сравнению со скоростью света и различными видами взаимодействия УЗ-вых волн (напр., с электронами в кристаллах, нелинейными взаимодействиями), а также малым поглощением УЗ-вых волн в кристаллах (высокой добротностью акустич. колебательных систем).

Акустоэлектронные устройства позволяют производить различные преобразования сигналов: во времени (задержку сигналов, изменение их длительности), частотные и фазовые (сдвиг фаз, преобразование частоты и спектра), изменение амплитуды (усиление, модуляция), а также более сложные функциональные преобразования (интегрирование, кодирование и декодирование, получение функций свёртки, корреляции сигналов и т. д.). Выполнение таких операций часто необходимо в радиолокации, технике дальней связи, системах автоматич. управления, вычислительных устройствах и др. радиоэлектронных устройствах. Акустоэлектронные методы в ряде случаев позволяют осуществлять эти преобразования более простым способом и более рациональным с точки зрения габаритов, веса, а иногда и стоимости устройств. В некоторых случаях акустоэлектронные методы являются единственно возможными для осуществления преобразований сигналов. С технологич. точки зрения акустоэлектронные устройства хорошо сочетаются с современными методами производства в микроэлектронике, что позволяет осуществлять их массовое производство и исключать операции настройки.

В устройствах А. используются УЗ-вые волны высокочастотного диапазона и гиперзвуковые волны (от 10 МГц до 1,5 ГГц), как объёмные (продольные и сдвиговые), так и поверхностные. Преимуществом поверхностных акустич. волн — ПАВ (см. *Поверхностные волны*) — малые потери на преобразование при их возбуждении и приёме (коэфф. преобразования можно получить близким к 100%), доступность волнового фронта, что

позволяет снимать сигнал и управлять распространением волны в любых точках звукопровода, а также управлять характеристиками устройств; поэтому большинство устройств выполняется на ПАВ.

Общие параметры устройств А.: рабочая частота f , полоса частот Δf , полные вносимые потери B и время обработки сигнала t . Значения f и Δf определяются характеристиками электроакустического преобразователя, t — размерами звукопровода и скоростью звука, а B — потерями на двойное преобразование и поглощением звука. Величина B определяется в дБ из соотношения: $2B = 20 \lg(U_{вх}/U_{вых})$, где $U_{вх}$ и $U_{вых}$ — напряжения на входном и выходном преобразователях. Важным параметром устройств А. является информационная ёмкость, определяемая как $t\Delta f$, где t — время задержки сигнала.

По физич. принципам, лежащим в основе работы акустоэлектронных устройств, их можно разделить на пассивные линейные устройства, в которых производится линейное преобразование сигнала (линии задержки, фильтры и др.), активные линейные устройства (усилители сигналов) и нелинейные устройства, где происходит генерация, модуляция, перемещение и др. преобразования сигналов. Наиболее распространены и давно применяются пассивные устройства.

Элементы акустоэлектроники. Как отдельные устройства обработки сигнальной информации, так и большие многоканальные и многофункциональные системы создаются из отдельных элементов. Основные элементы акустоэлектронных устройств — *электроакустические преобразователи* и *звукопроводы*. Кроме того, применяются отражатели, резонаторы, многополосковые электродные структуры, акустич. волноводы, концентраторы энергии и фокусирующие устройства, а также активные элементы, нелинейные и управляющие элементы.

Для возбуждения и приёма объёмных волн в А. в основном используются *пьезоэлектрические преобразователи*: пьезоэлектрич. пластинки (на частотах до 100 МГц), *пьезополупроводниковые преобразователи* (диффузионные или с запирающим слоем, в диапазоне частот 50 — 300 МГц), *плёночные*

преобразователи (на частотах выше 300 МГц). Гиперзвуковые волны часто возбуждаются с поверхности пьезоэлектрич. звукопровода, торец которого для этих целей помещают в зазор СВЧ-резонатора или в СВЧ замедляющую систему (см. *Гиперзвук*). Для возбуждения и приёма ПАВ используются гл. обр. встречно-штыревые преобразователи (рис. 1, а), представ-

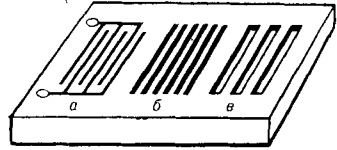


Рис. 1. Элементы акустоэлектроники: а — встречно-штыревой преобразователь ПАВ; б — металлическая отражающая решётка; в — система отражающих каналов.

ляющие собой периодич. структуру металлич. электродов, нанесённых на пьезоэлектрич. кристалл.

В качестве звукопроводов для устройств А. применяются искусственно выращиваемые монокристаллы диэлектриков, пьезоэлектриков, полупроводников, в зависимости от назначения и характеристик устройства. В большинстве случаев — это пьезоэлектрич. монокристаллы кварца, ниобата лития, германата висмута, отличающиеся хорошими пьезоэлектрич. свойствами и высокой акустич. добротностью. Для изменения направления распространения акустич. пучка, что необходимо для увеличения времени задержки сигнала, в УЗ-вых линиях задержки и других устройствах применяются отражатели. В случае объёмных волн — это хорошо отполированные свободные плоские поверхности монокристаллич. звукопровода, в случае ПАВ — решётки с периодом d из металлич. или диэлектрич. полосок или канавок в звукопроводе (рис. 1, б, в), установленные перпендикулярно или наклонно к падающей волне. Интерференция ПАВ от большого числа отражателей позволяет получить высокий коэфф. отражения $K_{отр}$ в узкой полосе частот. Так, при 100 полосках $K_{отр}$ достигает 98% в узкой полосе с центральной частотой $f_0 = c_{п}/2d$, где $c_{п}$ — скорость ПАВ.

Отражение объёмных акустич. волн от граней кристаллов позволяет со-

здать пьезокристаллич. монолитные или плёночные резонаторы. Наиболее широко используются кварцевые резонаторы в диапазоне частот 0,5—30 МГц. При качественном изготовлении и вакуумировании резона-

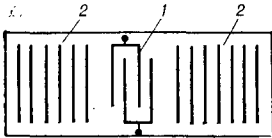


Рис. 2. Резонансная структура на ПАВ с одним преобразователем: 1 — преобразователь; 2 — система отражателей (металлические электроды или канавки).

торов их добротность достигает $5 \cdot 10^5$. Нанесением тонких эпитаксиальных пьезоэлектрич. плёнок CdS, ZnO или AlN на диэлектрич. подложки создают резонаторы на частоты до 10 ГГц.

Системы отражателей для ПАВ позволяют создавать резонаторы с добротностью до 10^4 , низкими вносимыми потерями (~ 5 дБ) в диапазоне частот 30—1000 МГц. В этом случае между отражателями 2 (рис. 2) создаётся стоячая поверхностная волна, к-рая возбуждается и принимается преобразователем 1. Добротность та-

ков их добротность достигает $5 \cdot 10^5$. Нанесением тонких эпитаксиальных пьезоэлектрич. плёнок CdS, ZnO или AlN на диэлектрич. подложки создают резонаторы на частоты до 10 ГГц.

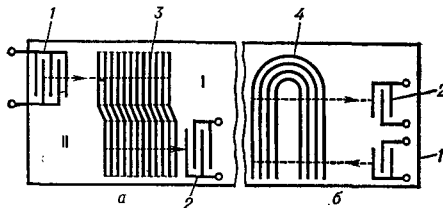


Рис. 3. Многоэлектродные структуры для ПАВ: а — направленный ответвитель; б — отражатель; 1 — входной преобразователь; 2 — выходной преобразователь; 3 — многоэлектродная структура, переводящая волну из канала I в канал II; 4 — многоэлектродная структура-отражатель.

кого резонатора определяется коэфф. отражения ПАВ от отражателей и её поглощением в звукопроводе.

Разновидностью отражателей для ПАВ являются многополосковые электродные структуры (МЭС), состоящие из однородной незамкнутой периодич. системы металлич. полосок (рис. 3), расположенных перпендикулярно направлению распространения ПАВ. В МЭС падающая волна зани-

мает лишь половину их апертуры (канал I). При достаточной длине МЭС это приводит к тому, что волна, распространяющаяся в канале I, возбуждает связанную с ней моду колебаний в канале II, чем достигается направленное ответвление волны. МЭС позволяют создавать направленные ответвители ПАВ, расширять и сжимать пучки ПАВ, изменять траектории пучков, создавать эффективные отражатели ПАВ, однонаправленные преобразователи и т. д.

Частным случаем звукопроводов являются акустические волноводы, по к-рым может распространяться не только волна нулевой моды, т. е. с равномерным распределением амплитуды по сечению, но и другие моды

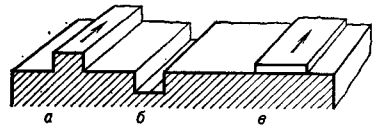


Рис. 4. Типы акустических волноводов для ПАВ: а — выступ; б — канавка; в — металлическая плёнка.

колебаний. Акустич. волноводы на объёмных волнах представляют собой полоски, ленты или проволоку, в к-рых возбуждаются определённые нормальные волны. Такие волноводы служат в качестве линий задержки на большие времена или в качестве дисперсионных линий задержки, если волноводы возбуждаются на модах, обладающих заметной дисперсией. В случае ПАВ волноводы представляют собой металлич. или диэлектрич. полоски (рис. 4) определённых размеров и сечения. Волноводы служат для канализации энергии ПАВ, изменения их направления распространения, увеличения времени задержки и т. д.

Концентраторы — звукопроводы переменного сечения, к-рые служат для увеличения плотности энергии УЗ-вых волн и для ввода энергии в акустич. волноводы. Для ПАВ — это металлич. или диэлектрич. полоска переменного сечения (рис. 5).

В качестве активных элементов А. обычно используются пьезополупроводниковые монокристаллы, пьезополупроводниковые плёнки или слоистые структуры: пьезо-

электрич. плёнка на полупроводниковой подложке или полупроводниковая плёнка (иногда кристалл) на пьезоэлектрич. подложке. В активных элементах происходит взаимодействие ультразвука с электронами

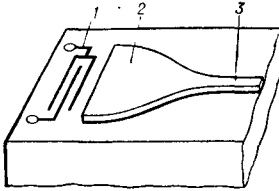


Рис. 5. Концентратор ПАВ для возбуждения волновода: 1 — преобразователь; 2 — конденсатор; 3 — волновод.

проводимости, что позволяет их использовать для усиления и генерации волн, для управления амплитудой и фазой волн.

В качестве нелинейных элементов используются звукопроводы с большими нелинейными акустич. параметрами, пьезополупроводниковые материалы и слоистые структуры, а также системы полупроводниковых диодов, включённых последовательно или параллельно системе электродов, нанесённых на поверхность пьезоэлектрич. звукопровода. В нелинейных устройствах могут использоваться различные механизмы нелинейного взаимодействия: упругое, пьезоэлектрическое, электрострикционное и особенно акустоэлектронное. Нелинейные элементы позволяют осуществлять операции перемножения акустич. сигналов и связанные с этим более сложные преобразования сигналов.

Устройства акустоэлектроники. Перечисленные элементы служат для создания различных устройств А. К линейным пассивным устройствам А. относят устройства частотной фильтрации (фильтры), акустические (УЗ-вые) линии задержки, согласованные (оптимальные) фильтры, или дисперсионные линии задержки, кодирующие и декодирующие устройства. Наибольшее распространение получили акустич. фильтры (пьезоэлектрические, электромеханические, фильтры на объёмных волнах и ПАВ). Акустич.

фильтры находят широкое применение в различных системах связи от радиовещания и телевидения до космич. связи, радиолокации и др. Они используются для отфильтровывания нежелательных сигналов, поступающих в устройство, для интегрирования (накапливания) сигнала с определёнными характеристиками, для изменения частотного спектра сигнала. Фильтры на ПАВ отличаются простотой устройства, технологичностью, воспроизводимостью характеристик, возможностью массового производства. Двумерность поверхностных волн позволяет создавать фильтры с довольно сложными частотными характеристиками, что достигается подбором размеров и геометрии преобразователей. Типичные внутренние потери в пределах полосы пропускания для фильтров на ПАВ — дБ и доли дБ, фазовые ошибки —

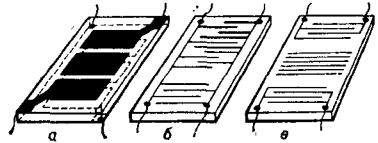


Рис. 6. Акустические фильтры на ПАВ: а, б — полосовые; в — заграждающие.

несколько градусов, а подавление сигнала вне полосы и паразитного сигнала составляет около 60 дБ. В табл. 1 приведены типичные характеристики полосовых и заграждающих фильтров, а на рис. 6 —

Табл. 1. — Акустические фильтры

Тип фильтра	Средняя частота, МГц	Полоса частот, МГц	Ослабление сигнала в полосе пропускания, дБ	Подавление паразитных сигналов в полосе заграждения, дБ
Полосовые электро-механические	0,005 — 0,5	10 ⁻⁵ — 5 · 10 ⁻²	6—20	60—80
Полосовые монокристаллические пьезоэлектрические	3—300	3 · 10 ⁻³ — 0,3	1—10	30—80
Полосовые на ПАВ	5—1000	0,05 — 100	6—60	20—60
Заграждающие на ПАВ	20—30	0,5—5	6—40	40—70

схемы нек-рых типов акустич. фильтров.

Пьезоэлектрич. резонаторы высокой добротности, введённые в контур генератора, служат для стабилизации его частоты. Прецизионные кварцевые резонаторы позволяют стабилизировать частоту генератора до 10^{-10} за месяц. Такие стабилизаторы применяются в эталонах времени и частоты.

Акустич. линии задержки изготавливаются на время задержки от нескольких нс до десятков мс и различаются конструкцией, назначением, рабочей частотой (от нескольких МГц до нескольких ГГц). Дисперсионные линии задержки, или т. н. согласованные фильтры, оптимизируют отношение сигнал/шум. Если фильтром обрабатывается сигнал $S(t)$, то импульсная характеристика оптимального фильтра должна совпадать с обращённым во времени сигналом, т. е. иметь вид: $n(t) = S(-t)$. Такие фильтры применяются в радиолокации. В случае линейно частотно-модулированных сигналов (ЛЧМ сигналов) такими фильтрами являются дисперсионные линии задержки ПАВ. Оптимальные фильтры иногда наз. фильтрами сжатия, поскольку они позволяют сжать широкий ЛЧМ импульс в узкий, при этом коэффициент сжатия определяется произведением времени задержки t на полосу частот Δf линии.

Активные устройства А. Включение активных элементов в акустич. линии задержки позволяет усиливать акустич. сигналы (см. *Усиление ультразвука*) и превращает их в активные линейные устройства. Характеристики усилителей на ПАВ см. в табл. 2.

Табл. 2. — Параметры усилителей ультразвука на ПАВ

Структура усилителя	Рабочая частота, МГц	Усиление, дБ	Уровень шумов, дБ
LiNbO ₃ + плёнка Si на Al ₂ O ₃	140	20	8
LiNbO ₃ + плёнка InSb	{ 600 200	{ 50 60	8-10
LiNbO ₃ + плёнка InSb	300	25	—

Для управления направлением распространения ПАВ разрабатываются активные отражатели, основанные на включении отрицательного импеданса в отражающую решётку. Отрицательный индуктивный импеданс создают, включая транзистор с определёнными параметрами и режимом работы в цепь отражающего встречно-штыревого преобразователя.

Режим усиления УЗ дрейфом носителей при нек-рых условиях (тонкий кристалл, хорошо отражающие поверхности, дрейфовое напряжение выше критического) может быть переведён в режим генерации УЗ-вой волны. Этот эффект используется для создания акустоэлектронных генераторов монохроматич. сигналов и сигналов со сложным спектром (рис. 7).

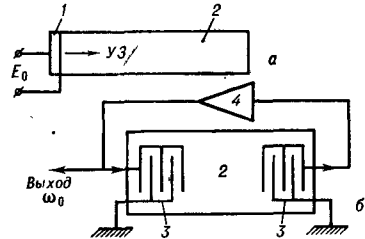


Рис. 7. Акустоэлектронные генераторы (а) и осцилляторы (б) на ПАВ: 1 — пластинка CdS с электродами; 2 — звуконепровод; 3 — преобразователи ПАВ; 4 — транзисторный усилитель.

Однако наибольшее распространение получили генераторы сигналов (т. н. осцилляторы), в к-рых резонатор на ПАВ включён в цепь обратной связи транзисторного усилителя. Такие генераторы достаточно просты, малогабаритны и работают в диапазоне частот от 20 МГц до 1,5 ГГц. Генераторы обладают достаточной долговременной стабильностью частоты (до 10^{-6}) и устойчивой кратковременной стабильностью. В них возможна электронная перестройка частоты или частотная модуляция. Разрабатываются программируемые генераторы, в которых легко осуществляется переход от одной частоты к другой, при этом стабильность частоты остаётся высокой.

Нелинейные устройства А. Статические нелинейные эффекты используются для управления характеристиками распространения волн.

Фазовая скорость ПАВ в пьезоэлектрич. кристаллах может в нек-рых пределах изменяться при приложении к кристаллу постоянного электрич. напряжения или при изменении проводимости полупроводниковой плёнки, нанесённой на поверхность пьезоэлектрика. Эти эффекты позволяют управлять фазой ПАВ (соответствующие устройства наз. фазовращателями), а также частотой осцилляторов. Динамич. нелинейные эффекты позволяют перемножать акустич. сигналы, производить акустич. детектирование, преобразование частоты и другие более сложные преобразования сигналов. Нелинейное взаимодействие двух акустич. волн с амплитудами ξ_1 и ξ_2 и частотами ω_1 и ω_2 порождает третью (результующую) волну с амплитудой $\xi_3 \sim \Gamma \xi_1 \xi_2$ (см. *Нелинейное взаимодействие в твёрдых телах*). Коэфф. пропорциональности Γ — нелинейный акустич. параметр, определяется видом акустич. нелинейности. В общем случае частота результирующей волны

$$\omega_3 = n\omega_1 \pm m\omega_2, \quad n, m = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Нелинейные взаимодействия возможны как при попутном, так и при встречном распространении акустич. волн, а также если их направления распространения пересекаются под нек-рым углом в пространстве (неколлинеарные взаимодействия). Для создания акустоэлектронных устройств наиболее часто используется встречное взаимодействие акустич. волн, к-рое позволяет производить нек-рые функциональные преобразования сигналов — операции свёртки и корреляции. Соответствующие устройства наз. ко н в о л ю т о р а м и, или ко н в о л ь е р а м и. Математич. преобразование свёртки состоит в вычислении интеграла по времени t от произведения двух функций F_1 и F_2 (сигналов), причём одна из функций задерживается на переменное время задержки τ , т. е. функция свёртки

$$V(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau) F_2(t - \tau) d\tau. \quad (2)$$

При распространении акустич. сигналов навстречу друг другу время задержки между ними автоматически меняется от $l/2c$ (где c — скорость волны, l — длина звукопровода) до

нуля, когда сигналы встречаются в звукопроводе. Если при этом нелинейные взаимодействия встречных волн позволяют получать произведение сигналов, а распределённая вдоль направления распространения волны система съёма — его проинтегрировать, то такое акустич. устройство будет производить операцию свёртки.

Для выполнения этой операции чаще всего используется встречное нелинейное взаимодействие ПАВ в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник (рис. 8). Преобразователи

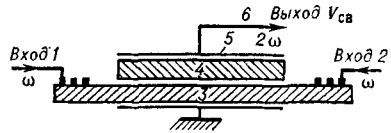


Рис. 8. Устройство свёртки на ПАВ в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник: 1, 2 — входные преобразователи; 3 — пьезоэлектрический звукопровод; 4 — полупроводниковая пластинка; 5 — параметрический электрод; 6 — выход.

1 и 2 излучают сигналы на частоте ω навстречу друг другу. При этом электрич. поля, сопровождающие ПАВ в пьезоэлектрич. звукопроводе 3, создают в граничащей с ним полупроводниковой (обычно кремниевой) пластинке 4 поперечный ток:

$$I_l = e\mu(n_+E_- + n_-E_+), \quad (3)$$

где e — заряд электрона, μ — подвижность носителей заряда, n_+ и E_+ — волны плотности зарядов и напряжённости электрич. поля, созданные волной, бегущей вправо, а n_- и E_- — волной, бегущей влево. n_{\pm} и E_{\pm} пропорциональны амплитуде акустич. волны. Для анализа встречного взаимодействия акустич. волн пользуются дисперсионной диаграммой (рис. 9), полученной в соответствии с правилами сложения векторов, в координатах: ω — частота, k — волновой вектор. Волнам, бегущим вправо, соответствует вектор (ω_1, k_1) , а волнам, бегущим влево, — вектор (ω_2, k_2) , наклон векторов определяется фазовой скоростью волны. Если частоты взаимодействующих волн одинаковы, взаимодействие наз. вырожденным (рис. 9, а); в этом случае для вектора результирующего сигнала $k = 0$ и $\omega_3 = 2\omega$. Это означает, что в прост-

равстве взаимодействия имеется однородный ток с частотой 2ω . Этот ток интегрируется параметрич. электродом 5 (рис. 8), и сигнал с частотой 2ω поступает на приёмное устройство.

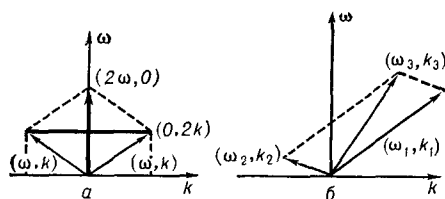


Рис. 9. Дисперсионные диаграммы встречного взаимодействия акустических волн: а — вырожденное взаимодействие; б — невырожденное взаимодействие.

При этом результирующий сигнал свёртки

$$V_{\text{св}}(2\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} V_1(\tau) V_2(2t - \tau) d\tau, \quad (4)$$

где $V_1(\tau)$ и $V_2(\tau)$ — огибающие взаимодействующих акустич. волн. В отличие от математич. определения операции свёртки (2) при акустич. свёртке (4) образуется сигнал, сжатый в два раза во времени вследствие встречного распространения акустич. волн. В случае прямоугольной формы огибающих взаимодействующих сигналов результирующий сигнал — треугольник (рис. 10, а), а при взаимо-

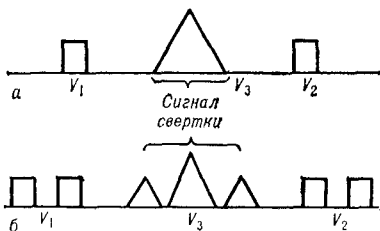


Рис. 10. Форма выходного сигнала при свёртке: а — двух прямоугольных и б — двух пар прямоугольных импульсов.

действию двух пар прямоугольных импульсов — трезубец (рис. 10, б).

Если частоты взаимодействующих волн различны (рис. 9, б), то выходной сигнал можно получить на суммарной или разностной частоте, но при этом параметрич. электрод должен быть не силовым, а иметь период

$$\Lambda = \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_1 \pm \lambda_2),$$

где знак $+$ берётся для сигнала разностной частоты, а знак $-$ для суммарной, λ_1 и λ_2 — длины взаимодействующих волн. Такое устройство свёртки наз. невырожденным. В случае симметричных сигналов свёртка совпадает с автокорреляционной функцией.

Устройство, показанное на рис. 8, позволяет производить и нек-рые другие интегральные преобразования акустич. сигналов. Если на входной преобразователе 1 подаётся сигнал $V_1(t)$ и в момент, когда он проходит под параметрич. электродом 5, на последний подать δ -импульс (или очень короткий радиоимпульс), то в направлении к преобразователю 1 побегит обратная волна — сигнал $V_2(t)$, представляющий собой инвертированный (обращённый) во вре-

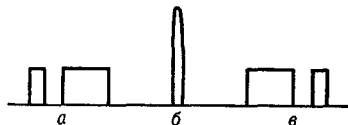


Рис. 11. Обращение акустического сигнала во времени в устройстве свёртки: а — входной сигнал; б — накачка — δ -импульс; в — выходной сигнал.

мени сигнал $V_1(t)$, т. е. $V_2(t) = V_1(-t)$. Например, если сигнал $V_1(t)$ представляет собой нару из короткого и длинного импульсов (рис. 11), то в сигнале $V_2(t)$ короткий и длинный импульсы меняются местами.

Помимо устройств свёртки в радиолокации, в системах автоматич. управления необходимы устройства, позволяющие получать функцию корреляции двух сигналов:

$$V_{\text{кор}} = \int_{-\infty}^{\infty} V_1(t) V_2(t \pm \tau) dt. \quad (5)$$

Рассмотренное ранее устройство свёртки позволяет получить функцию корреляции сигналов, если один из сигналов предварительно обратить во времени. Для этого можно использовать систему из двух устройств свёртки (рис. 12), первое из к-рых обращает один из сигналов во времени, а второе даёт свёртку обращённого во времени сигнала со вторым сигналом, к-рая является функцией корреляции двух первоначальных сигнала-

лов. При этом встречное взаимодействие приводит к тому, что сигнал корреляции снова будет сжат в два раза.

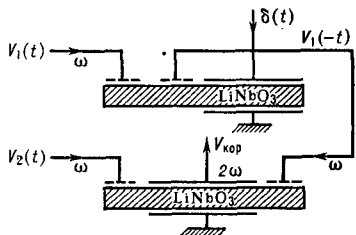


Рис. 12. Схема получения функции корреляции акустических сигналов системой из двух устройств свёртки.

Напряжение сигнала на выходе устройства свёртки определяется выражением:

$$V_{св} = \frac{M}{A} \sqrt{W_{1a}W_{2a}}, \quad (6)$$

где M — параметр нелинейности, A — апертура акустич. пучка, W_{1a} и W_{2a} — акустич. мощности взаимодействующих сигналов. Т. к. при свёртке выходной сигнал пропорционален произведению входных сигналов, то такое устройство свёртки нельзя характеризовать потерями в дБ, как линейные устройства (линии задержки или фильтры). Для нелинейных устройств вводит фактор потерь C в размерных децибелах — децибелах на милливатт (сокращённо дБм). При этом различают внутренние потери:

$$C_{вн} = 10 \lg \left(\frac{W_3}{W_{1a}W_{2a}} \right)$$

и внешние потери:

$$C_{внеш} = 10 \lg \left(\frac{W_3}{W_{1a}W_{2a}} \right),$$

где W_3 — мощность сигнала свёртки,

W_{1a} и W_{2a} — электрич. мощности входных сигналов, причём все мощности выражаются в милливаттах.

Согласно табл. 3, наиболее эффективными, т. е. обладающими меньшими внутренними потерями, являются устройства свёртки, в к-рых используется взаимодействие ПАВ в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник.

В структурах пьезоэлектрик — полупроводник наряду с операцией свёртки или корреляции осуществляют также сравнительно долговременное запоминание акустич. сигналов; такие устройства наз. устройствами акустич. памяти. Запоминание акустич. сигналов обусловлено наличием центров захвата электронов в полупроводнике и особенностью нелинейного взаимодействия волн. Согласно дисперсионной диаграмме (рис. 9), разность взаимодействующих волн (ω_1, k_1) и (ω_2, k_2) даёт сигнал с частотой $\omega_3 = 0$ (т. е. постоянный ток в течение времени взаимодействия волн) и волновым вектором $k_3 = 2k$ — это означает, что ток неоднороден в пространстве. Неоднородный в пространстве постоянный ток создаёт объёмный неоднородный заряд на примесных состояниях (центрах захвата) полупроводника, соответствующий форме акустич. сигнала, к-рый будет существовать до тех пор, пока тепловые процессы не выравняют это неоднородное распределение. Т. о., время памяти определяется временем релаксации для примесных состояний полупроводников. Использование легированного кремния позволяет запоминать акустич. сигналы на время в несколько сотен мкс, а сернистого

Табл. 3. — Параметры устройств свёртки

Материал	Рабочая частота, МГц	Полоса частот, МГц	Время интегрирования, мкс	Динамический диапазон, дБ	Внутренние потери, дБм	Примечание
LiNbO ₃	1350	14	8	—	—60	Объёмные волны, вырожденная схема
LiNbO ₃	102	30	3,6	50	—70	ПАВ, вырожденная схема
Керамика PZT	22	1	6,8	—	—30	»
CdS	52	7,5	8,7	70	—64	»
LiNbO ₃ + Si	105	5	2,5	—	—47	ПАВ, вырожденная схема, слоистая структура
LiNbO ₃ + CdSe	123 и 132	5	5	66	—16	ПАВ, невырожденная схема, слоистая структура
LiNbO ₃ + диоды	67 и 97	10	8	80	—35	ПАВ, невырожденная схема, диодная структура

кадия — до 10 мс. Охлаждение кристалла дополнительно увеличивает время памяти. Считывание запоминаемого сигнала осуществляется подачей на параметрич. электрод 5 (рис. 13)

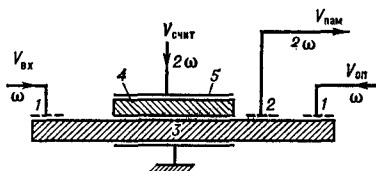


Рис. 13. Схема устройства акустической памяти: 1 — входные преобразователи; 2 — выходной преобразователь; 3 — звукопровод — пластина LiNbO_3 ; 4 — полупроводниковая пластина (Si или CdS) с параметрическим электродом 5.

сигнала на удвоенной частоте (короткого считывающего импульса). Запомненный сигнал снимается выходным преобразователем 2. Устройство памяти позволяет не только запоминать сигнал, но и проводить его корреляционную обработку.

Сигнал свёртки, как и сигнал акустич. памяти, зависит от проводимости полупроводника. Неоднородность проводимости изменяет форму выходного сигнала, поэтому по его форме можно акустич. методами контролировать однородность электр. параметров полупроводниковых материалов, а по сигналу памяти — измерять время релаксации примесных состояний.

Сравнительно медленное распространение акустич. волн позволяет применять их для сканирования оптич. изображений и преобразования их в электр. сигнал, для замены и

миниатюризации передающих телевизионных трубок. Для этой цели могут использоваться *акустоэлектрический эффект*, эффекты свёртки и памяти. При освещении fotocувствительного полупроводника 2 в устройстве свёртки (рис. 14) распределение освещённостей в оптич. изображении предмета 6 даст распределение проводимости в кристалле. Если в такой структуре производить свёртку короткого и длинного акустич. импульсов, то короткий сигнал будет как бы сканировать распределение освещённости и выходной сигнал будет представлять собой развёртку освещённости пластины — сигнал оптич. изображения (одна строка). Используя механич. развёртку по второй координате (перемещая либо кристалл, либо изображение), можно получить развёртку всего кадра.

Лит.: Пирогов В. Н. и др., «Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника», 1976, т. 19, № 3, с. 3—14; Поверхностные акустические волны — устройства и применения, Ипер. с англ. J., «ТИИЭР», 1976, т. 64, № 5; Корешак Б. А., Лямов В. Е., Солодов И. Ю., «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, № 8, с. 438—41; Кантор В. М., Монолитные пьезоэлектрические фильтры, М., 1977; Каринский С. С., Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах, М., 1975. В. Е. Лямов.

АКУСТОЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — то же, что *взаимодействие ультразвука с электронами*.

АМПЛИТУДА колебаний — наибольшее значение A величины x , совершающей *гармоническое колебание* $x = A \cos(\omega t + \varphi)$, где ω — круговая частота, t — время, φ — начальная фаза колебания. Эффективное значение $x_{\text{эфф}}$ колеблющейся величины связано с её A . соотношением $x_{\text{эфф}} = A/\sqrt{2}$. При записи колебаний в комплексном виде $x = A e^{-i\varphi} e^{-i\omega t}$ величину $A e^{-i\varphi}$ наз. комплексной A . При сложении гармонич. колебаний одинаковой частоты комплексные A , составляющих колебаний, рассматриваемые как векторы, складываются геометрически. Термин « A .» применяют условно и к колебаниям, мало отличающимся от гармонических («переменная» A). В бегущей плоской гармонич. волне A . одинакова во всех точках, в сферической волне — убывает по мере удаления от центра, в неоднородной плоской волне — экспоненциально меняется вдоль фронта. В стоячей плоской волне A . меняется от точки

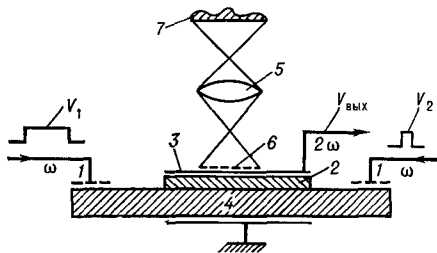


Рис. 14. Схема устройства для сканирования и преобразования оптического изображения акустическим методом: 1 — входные преобразователи; 2 — фотоувствительная полупроводниковая пластина (Si или CdS) с полупрозрачным электродом 3; 4 — пьезоэлектрический звукопровод (LiNbO_3); 5 — оптическая линза; 6 — оптическое изображение предмета 7.

к точке по синусоидальному закону. В рупорных концентраторах А. стоячей волны дополнительно нарастает к сужающемуся концу. А. колеблющихся величин в бегущей плоской волне пропорциональны корню квадратному из плотности потока энергии (интенсивности звука) I ; при фиксированном значении I А. звукового давления и колебательной скорости частиц не зависят от ω ; А. смещений обратно пропорциональна ω ; А. ускорений прямо пропорциональна ω . В воздухе при $I = 1$ эрг/см²·с А.

звукового давления и скорости частиц равны приблизительно 9 дин/см² (0,9 Па) и 0,21 см/с. В воде при $I = 1$ Вт/см² соответственные величины равны приблизительно 1,7 атм (1,7·10⁵ Па) и 11 см/с. Максимальная А. смещений рабочего конца УЗ-вых инструментов составляет несколько десятков мкм при частотах в несколько десятков кГц. А. ускорения частиц в УЗ-вой волне в воде при частоте 1 МГц и $I = 1$ Вт/см² составляет около 7·10⁴g (7·10⁷ см/с).

М. А. Исакович.

Б, В

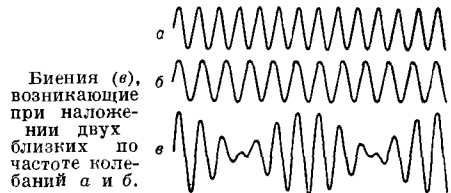
БИЕНИЯ — квазипериодические изменения амплитуды колебания, образующегося при сложении двух гармонических колебаний с близкими частотами ω_1 и ω_2 , т. е. при условии, что $|\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_1$. Б. обусловлены изменением с течением времени разности фаз составляющих колебаний. Результирующее колебание — квазигармоническое (см. рис.) со средней частотой $(\omega_1 + \omega_2)/2$ и амплитудой, изменяющейся от значения, равного сумме амплитуд составляющих колебаний, до значения, равного их разности:

$$\begin{aligned} & A_1 \cos \omega_1 t + A_2 \cos \omega_2 t = \\ & = (A_1 + A_2) \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \\ & - (A_1 - A_2) \sin \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t. \end{aligned}$$

Период Б. равен $2\pi/|\omega_1 - \omega_2|$; число циклов квазигармонич. колебания, укладывающихся на одном периоде, равно $\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)/|\omega_1 - \omega_2|$. Наблюдение Б. позволяет измерять с большой точностью малые разности частот двух гармонич. колебаний, а также устанавливать равенство частот, отмечая спадение частоты Б. до нуля (т. н. нулевые Б.).

В колебательной системе, выводимой из состояния покоя гармонической вынуждающей силой, имеющей

частоту, близкую к собственной частоте системы, возникают Б. между



Биения (в), возникающие при наложении двух близких по частоте колебаний а и б.

собственными и вынужденными колебаниями. Характерная картина Б. наблюдается при свободных колебаниях двух связанных систем с равными парциальными частотами при слабой связи. В этом случае имеются два нормальных колебания близких частот, образующих Б. в каждой из связанных систем. Т. к. одно колебание происходит в обеих системах сифазно, а другое — противофазно, то максимальная амплитуда Б. в одной из систем достигается при минимальной амплитуде Б. во второй системе, а энергия колебаний попеременно перекачивается из одной системы в др.

Пространственными Б. наз. квазипериодическую по координате интерференционную картину, образующуюся при сложении двух синусоидальных волн с близкими длинами волн, бегущих в одном направлении. Пространственные Б. перемещаются в том

же направлении, что и составляющие их волны, а в каждой данной точке пространства наблюдаются при этом временные Б.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Релей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1955; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. 2, § 5; Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964. М. А. Исакевич.

БОЛЬЦМАНА ПОСТОЯННАЯ — одна из основных физич. постоянных, равная отношению газовой постоянной R (где $R = pV/T$, p — давление, V — объём, T — темп-ра идеального газа) к числу Авогадро N_A (число молекул в грамм-молекуле любого вещества). Б. п. $k_B = R/N_A = (1,380622 \pm 0,000044) \cdot 10^{-23}$ Дж/К = $(1,380622 \pm 0,000044) \cdot 10^{-16}$ эрг/К. Б. п. входит во все формулы, описывающие распределение микрочастиц (электронов, атомов, молекул) по энергиям.

БЪЕРКНЕСА СИЛЫ — см. Лондеромоторные силы в звуковом поле.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКА С ЭЛЕКТРОНАМИ ПРОВОДИМОСТИ в металлах и полупроводниках (акустическое электронное взаимодействие — АЭВ). Взаимодействие акустич. волн с электронами проводимости в металлах и полупроводниках обусловлено тем, что смещение атомов кристаллич. решётки, вызванное УЗ-вой волной, приводит к изменениям внутрикристаллич. электрич. полей, к-рые и оказывают влияние на движение электронов проводимости. В свою очередь, изменение состояния электронов проводимости или их движение по кристаллу также приводит к нек-рым изменениям внутрикристаллич. полей, а следовательно, и к деформации решётки, что может проявляться как изменение параметров акустич. волн.

Акустич. волны в кристалле (особенно гиперзвук с частотами $\sim 10^{10}$ — 10^{13} Гц) можно рассматривать как поток когерентных фононов. Кроме того, любое твёрдое тело при температуре, отличной от абсолютного нуля, «наполнено» тепловыми колебаниями (см. Колебания кристаллической решётки) — газом фононов. Свободные электроны в кристалле обычно рассматривают как газ электронов. Внешнее электрич. поле создаёт в проводящем кристалле поток электронов — электрич. ток. Т. о., в твёр-

Табл. 1. — Эффекты и свойства твёрдых тел, обусловленные взаимодействием ультразвука с электронами проводимости

		Фононы	
		поток	газ
Электроны	поток	Усиление УЗ Генерация звука Акустоэлектрический эффект	Электросопротивление Генерация шумов Нелинейность вольт-амперных характеристик
	газ	Электронное поглощение УЗ Электронная дисперсия звука Акустоэлектрический эффект Электронная акустическая нелинейность	Теплоёмкость Теплопроводность Магнитные свойства —

дом теле можно рассматривать системы фононов (газ и поток) и электронов (газ и поток), к-рые взаимодействуют друг с другом. Это взаимодействие приводит к ряду эффектов (см. табл. 1).

При АЭВ происходит обмен энергией и импульсом между электронами и фононами. Передача энергии от УЗ-вой волны электронам проводимости приводит к электронному поглощению звука, а передача импульса — к акустоэлектрическому эффекту.

При определённых условиях, когда скорость дрейфа электронов больше скорости звука, электроны могут отдавать свою кинетич. энергию УЗ-вой волне. В этом случае наблюдается усиление ультразвука дрейфующими носителями заряда.

Механизм АЭВ. В зависимости от типа кристалла можно рассматривать следующие механизмы АЭВ.

1. Чисто электромагнитное (ионное) взаимодействие наблюдается в твёрдых телах, атомы к-рых ионизированы или в к-рых имеется высокая плотность ионизированных примесей. Акустич. волна смещает ионы из положения равновесия, в результате чего возникает ионный ток, вызывающий электрич. поле, действующее на электроны проводимости. При этом сила, действующая на электроны, пропорциональна амплитуде смещения частиц в акустич. волне u_z , концентрации положительных ионов n_0 и не зависит от частоты звука (см.

Табл. 2. — Силы взаимодействия ультразвука с электронами проводимости при различных механизмах АЭВ

Механизм взаимодействия	Силы взаимодействия F	Зависимость от частоты ω
Ионный	$F = 4\pi n_0 e^2 u$	$\sim \omega^0$
Потенциал-деформационный	$F = k^2 D u$	$\sim \omega^2$
Пьезоэлектрический	$F = e e_{\text{эфф}} k u$	$\sim \omega$
Пропорциональный внешнему полю	$F = e k e' E_0 u$	$\sim \omega$
С неоднородной деформацией	$F_t = e k \beta u$	$\sim \omega^2$

табл. 2). Этот механизм взаимодействия проявляется в металлах (медь, олово, кадмий, свинец), полуметаллах (висмут) и нек-рых полупроводниках на относительно низких частотах (ниже 10^7 Гц).

2. Потенциал-деформационное взаимодействие обусловлено зонной структурой твёрдых тел и возникает вследствие того, что деформация кристаллич. решётки приводит к локальным изменениям ширины запрещённой зоны полупроводника (см. *Деформационный потенциал*). В результате под действием волны образуются области пониженной и повышенной плотности зарядов, между к-рыми возникает электрич. поле, действующее на электроны проводимости. Сила потенциал-деформационного взаимодействия пропорциональна квадрату волнового вектора звуковой волны k , т. е. квадрату частоты. Она определяется константой потенциал-деформационного взаимодействия D_{ik} , к-рая является тензором и в свою очередь зависит от направления распространения и поляризации звуковой волны. Потенциал-деформационное взаимодействие существенно на высоких частотах в полуметаллах (висмут, сурьма, мышьяк) и в неполярных полупроводниках (германий, кремний и др.).

3. Пьезоэлектрич. взаимодействие наблюдается в полупроводниковых кристаллах без центра симметрии — в пьезоэлектрич. полупроводниках (см. *Пьезоэлектричество*), в к-рых деформация сопровождается появлением электрич. поля и, наоборот, электрич. поле вызывает деформацию кристалла. При деформациях в УЗ-вой волне возникает сила, действующая на электроны проводимости,

к-рая пропорциональна волновому вектору звуковой волны k (и, следовательно, частоте) и пьезоэлектрич. постоянной кристалла $e_{\text{эфф}}$ для данного направления и поляризации звука. На частотах до нескольких ГГц пьезоэлектрич. взаимодействие является преобладающим. Пьезоэлектрич. взаимодействие имеет место в полупроводниковых кристаллах группы $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$ (CdS, CdSe, ZnS, ZnO и др.) и группы $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ (GaAs, GaSb, InSb и др.) для нек-рых определённых направлений распространения звуковой волны и поляризации звука.

4. В кристаллах *сегнетоэлектриков* с большой диэлектрич. проницаемостью ϵ (напр., SbSI) сила взаимодействия пропорциональна внешнему постоянному электрич. полю E_0 вследствие эффекта *электрострикции*. Этот механизм взаимодействия обусловлен тем, что из-за деформации кристалла в акустич. волне его диэлектрич. проницаемость меняется пропорционально постоянной электрострикции ϵ' . При этом звуковая волна, распространяющаяся по кристаллу, сопровождается электрич. полем, пропорциональным $\epsilon' E_0$. Следовательно, сила, действующая на свободные электроны, пропорциональна волновому вектору k и внешнему электрич. полю E_0 , т. е. механизмом взаимодействия можно управлять, меняя внешнее поле.

5. При неоднородной деформации непьезоэлектрич. кристаллов, вызванной прохождением УЗ-вой волны, нарушается симметрия кристаллич. решётки и возникает поляризация, пропорциональная градиенту деформации. Сила взаимодействия при этом пропорциональна квадрату волнового вектора звуковой волны k и постоянной неоднородной деформации β . По порядку величины и по частотной зависимости это взаимодействие сходно с потенциал-деформационным.

6. В кристаллах *ферромагнетиков* возможно ещё и магнитоэлектрическое взаимодействие, обусловленное тем, что деформация кристалла сопровождается изменением намагничённости и появлением магнитного поля. Сила взаимодействия в этом случае пропорциональна магнитоэлектрической константе и не зависит от частоты звука. Этот механизм характерен для

ферромагнитных металлов, таких, как железо, никель, кобальт.

Экранирование. Действие рассмотренных выше сил (сил непосредственного воздействия акустич. волны на электрон проводимости) вызывает электронные токи, к-рые в свою очередь приводят к появлению новых электромагнитных полей, уменьшающих силу F . Эти токи как бы экранируют силу электрон-фононного взаимодействия. Отличие результирующей силы электрон-фононного взаимодействия F_p от силы F определяется частотой акустич. волны ω и проводимостью кристалла σ :

$$F_p = F \left(1 + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Т. о., экранирование, помимо изменения величины силы взаимодействия, приводит к изменению её частотной зависимости. Экранирование — процесс коллективный, в к-ром принимают участие все электроны. В то же время это релаксационный процесс, т. к. на установление результирующей силы требуется нек-рое время τ_m — максвелловское время релаксации, связанное с релаксационной частотой ω_c соотношением:

$$\tau_m = 2\pi/\omega_c = \varepsilon/\sigma. \quad (2)$$

При рассмотрении АЭВ следует также учитывать дебаевское экранирование, обусловленное поляризацией среды, т. е. разделением зарядов, уменьшающим результирующее электр. поле. Этот процесс характеризуется дебаевским радиусом экранирования:

$$r_d = \sqrt{\frac{\varepsilon k_B T}{4\pi e^2 n_e}}, \quad (3)$$

где T — абсолютная темп-ра, k_B — Больцмана постоянная, n_e — концентрация электронов.

Для электронного газа важными характеристиками являются время τ между столкновениями электронов (или частота их столкновений $\nu = 1/\tau$) и длина свободного пробега $l_e = v_e \tau$, где $v_e \sim 10^8$ см/с — тепловая скорость электронов. Учёт соотношения этих параметров электронного газа с параметрами УЗ-вой волны (частотой ω и длиной волны λ_s или волновым числом $k = \frac{2\pi}{\lambda_s}$) позволяет выделить три характерные области взаимодействия (см. табл. 3). В длинноволновой области I УЗ-вая

Табл. 3. — Характерные частотные области взаимодействия ультразвука с электронами

I	II	III
$\omega\tau < 1$ $kl_e < 1$	$\omega\tau < 1$ $kl_e > 1$	$\omega\tau > 1$ $kl_e > 1$

волна может рассматриваться как модулирующая внешнее воздействие, к-рое изменяет распределение электронов. Процессы здесь описываются классич. уравнениями, поэтому эту область часто наз. гидродинамической. В высокочастотной области III электроны и фононы можно рассматривать как взаимодействующие квазичастицы — это т. н. квантовая область.

Эти общие свойства АЭВ характерны для всех эффектов, рассмотренных в табл. 1. Одним из существенных признаков АЭВ в кристаллах является электронное поглощение УЗ, к-рое определяется как характеристиками кристалла, так и диапазоном частот УЗ.

Электронное поглощение ультразвука в металлах становится заметным при темп-рах ниже 10 К. В длинноволновой области I (табл. 3) электронное поглощение в основном обусловлено вязкостью электронного газа, коэфф. η к-рой определяется из кинетич. теории:

$$\eta = \frac{1}{3} n_e m v_e l_e, \quad (4)$$

где m — масса электрона.

При этом коэфф. поглощения продольных волн

$$\alpha_l = \frac{n_e m v_e}{15 \rho c_l^3} l_e \omega^2, \quad (5)$$

а сдвиговых волн

$$\alpha_t = \frac{n_e m v_e}{20 \rho c_t^3} l_e \omega^2, \quad (6)$$

где c_l и c_t — скорости продольных и сдвиговых волн соответственно, ρ — плотность металла. Температурная зависимость электронного поглощения определяется в основном температурной зависимостью длины свободного пробега электронов l_e . Рост величины l_e при низких темп-рах объясняет возрастание электронного поглощения звука в металлах.

В высокочастотной области III, когда $kl_e > 1$, с УЗ-вой волной эффектив-

но взаимодействуют только те электроны, проекции скорости k -рых на направление распространения волны равна скорости звука. Коэфф. электронного поглощения определяется при этом выражением:

$$\alpha = \frac{\pi n_e m v_s \omega}{6 \rho c_T^2} \quad (7)$$

и различается для продольных и сдвиговых волн только численными коэффициентами. Для области III характерна линейная зависимость от частоты и слабая зависимость от темп-ры.

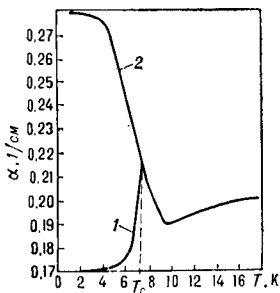


Рис. 1. Температурная зависимость электронного поглощения α ультразвука в сверхпроводящем металле: 1 — в сверхпроводящем состоянии; 2 — при разрушении сверхпроводимости магнитным полем.

Если металл — сверхпроводник, то при темп-ре T_c перехода в сверхпроводящее состояние электронное поглощение резко уменьшается (кривая 1 на рис. 1). Это объясняется тем, что с решёткой, а следовательно, и с УЗ-вой волной взаимодействуют только «нормальные» электроны, число k -рых уменьшается с понижением темп-ры, а сверхпроводящие, число k -рых при этом растёт, в поглощении звука не участвуют. Разрушение сверхпроводимости внешним магнитным полем приводит к резкому возрастанию поглощения (кривая 2 на рис. 1). В общем случае поглощение УЗ в сверхпроводниках имеет ряд особенностей, определяемых типом сверхпроводимости и поляризацией волны.

Электронное поглощение в металлах в магнитном поле. Постоянное магнитное поле существенно влияет на движение электронов, искривляя их траектории, что сказывается на характере АЭВ в металлах, и прежде всего на электронном поглощении. В области I возникает дополнительное, т. н. Лоренцево, поглощение УЗ, обусловленное появлением полей индукции из-за

колебательного движения ионов кристаллич. решётки с частотой звука в магнитном поле. В областях II и III зависимость поглощения от магнитного поля качественно связана с изменением длины свободного пробега электронов, т. к. искривление их траекторий приводит к уменьшению расстояния между столкновениями в направлении распространения. Поэтому в магнитном поле поглощение звука уменьшается. Наиболее интересна область III, где при изменении величины магнитного поля H имеют место осцилляции электронного поглощения (обычно при температуре жидкого гелия) (рис. 2). Экспериментально эти осцилляции можно наблюдать, если плоскопараллельный монокристаллич. образец металла 9 (рис. 3) с прикрепленным к нему посредством тонкого слоя связки 1 кварцевым преобразователем 2 поместить в криостат с жидким гелием 7, k -рый в свою очередь охлаждается жидким азотом 6. Вся система располагается между полюсами электромагнита 8 с индукцией 8—10 кГс. Генератор 3 возбуждает в образце импульсы УЗ, k -рые принимаются приёмником 4 и измеряются с помощью калибровочного генератора 5.

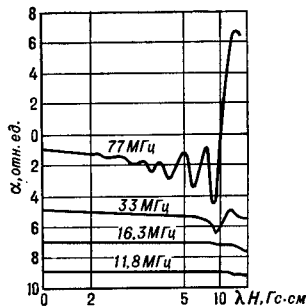


Рис. 2. Зависимость электронного поглощения α в магнитном поле в монокристалле меди при различных частотах и температуре жидкого гелия. С ростом магнитного поля наблюдается уменьшение поглощения, а при высоких частотах (77 МГц) хорошо заметны осцилляции.

Осцилляции электронного поглощения в магнитном поле могут быть вызваны различными причинами и подразделяются на геометрич. резонанс, магнетоакустич. резонанс, квантовые осцилляции (осцилляции де Гааза — ван Альфена или Шубнико-

ва — де Гааза) и акустич. циклотронный резонанс (см. *Металлы*).

Геометрич. резонанс возникает в достаточно сильном магнитном поле, когда выполняется условие $kl_e > 1$ и электрон за время между столкновениями успевает совершить много оборотов в плоскости, перпендикулярной направ-

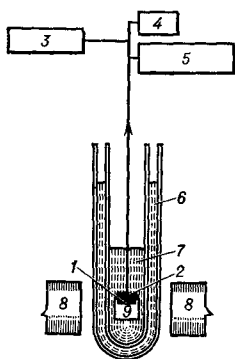


Рис. 3. Блок-схема установки для исследования электронного поглощения ультразвука в металлах в магнитном поле при низких температурах.

лению поля. Если УЗ-вая волна распространяется в направлении, перпендикулярном магнитному полю, то при условии $\omega_{ц\tau} > 1$ диаметр орбиты, зависящий от H , может стать больше длины волны (здесь $\omega_{ц} = eH/mc_1$ — циклотронная частота, c_1 — скорость света). Если диаметр орбиты равен половине длины волны (рис. 4), то электрон ускоряется (или тормозится) дважды за период (в точках 1 и 2) и взаимодействие максимально. Изменение магнитного поля (диаметра орбиты) или частоты звука (длины волны) при-

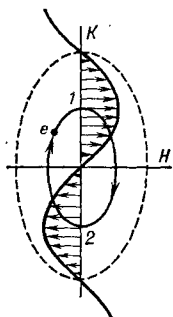


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая осцилляции поглощения в магнитном поле.

водит к изменению этого резонансного условия, и взаимодействие уменьшается. Т. о., при изменении поля или частоты звука поглощение осциллирует.

Магнетоакустический резонанс обусловлен особенностями строения поверхности Ферми. В магнитном поле движение электрона оказывается периодическим, что вызывает резонансное поглощение звука, аналогично геометрич. резонансу. Исследование осцилляций поглощения является од-

ним из методов определения формы поверхности Ферми металлов.

Квантовые осцилляции наблюдаются при низких темп-рах, если направление распространения звука не перпендикулярно магнитному полю. При этом поглощение также осциллирует в магнитном поле, но не зависит от частоты. Квантовые осцилляции вызваны тем, что энергия электронов на орбитах в магнитном поле квантуется.

Акустич. циклотронный резонанс наблюдается при частоте УЗ, равной или кратной циклотронной частоте $\omega_{ц}$ движений электронов. При этом необходимо, чтобы частота столкновений была меньше частоты звука, т. е. чтобы выполнялось неравенство $kl_e > v_e/c \sim 10^3$. Акустич. циклотронный резонанс, при котором поглощение также осциллирует, наблюдать сложнее, чем геометрический. При всех перечисленных резонансах поглощение периодически в функции от обратного поля $1/H$, однако в каждом случае периодичность определяется различными факторами.

Электронное поглощение в полупроводниках имеет в основном те же особенности, что и в металлах, за исключением нек-рых частных случаев. В многодолинных полупроводниках (Ge, Si) в нек-рых направлениях экранирование ослаблено, что приводит к росту электронного поглощения даже при не слишком больших концентрациях электронов.

Особый интерес представляет электронное поглощение УЗ в пьезоэлектрич. полупроводниках (CdS, CdSe, ZnS), в к-рых из-за сильного АЭВ оно значительно даже при сравнительно низких частотах и комнатных темп-рах. При этом становится заметной и дисперсия скорости УЗ, вызванная АЭВ. Коэфф. электронного поглощения УЗ при низких частотах:

$$\alpha = \frac{\omega}{c_0} \cdot \frac{K^2}{2} \frac{\omega_c/\omega}{1 + 2 \left(\frac{\omega_c}{\omega_D} \right) + \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2}, \quad (9)$$

а дисперсия скорости:

$$c = c_0 \left[1 + \frac{K^2}{2} \frac{1 + \frac{\omega_c}{\omega_D} + \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^2}{1 + 2 \left(\frac{\omega_c}{\omega_D} \right) + \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2} \right] \quad (10)$$

(c_0 — скорость звука в отсутствии взаимодействия, K^2 — коэфф. электромеханич. связи, ω_0 — т. н. диффузионная частота). Частотные зависимости электронного поглощения и дисперсии скорости звука в пьезополупроводниках (рис. 5) можно интерпретировать как зависимости от проводимости при постоянной частоте, поскольку $\omega_c = \sigma/\epsilon$. Электронное поглощение УЗ экспериментально легко наблюдать в фотопроводящих пьезополупроводниковых кристаллах, таких, как CdS, где проводимость сильно изменяется при освещении. Так, на частотах 20—30 МГц коэфф. электронного поглощения возрастает примерно на 60 дБ при изменении удельного сопротивления кристалла от $\sim 10^8$ Ом·см (в темноте) до 10^4 Ом·см (при освещении). Исследование электронного поглощения в пьезополупроводниках представляет большой интерес для целей создания усилителей УЗ.

Электронная акустическая нелинейность. При сравнительно больших амплитудах и при значительном АЭВ, к-рое имеет место в пьезополупроводниках, взаи-

Акустоэлектрический эффект) и с удвоенной частотой. Ток с удвоенной частотой приводит к появлению электрич. поля с удвоенной частотой и благодаря пьезоэффекту — к появлению второй акустич. гармоники. При этом амплитуда второй гармоники УЗ зависит от проводимости кристалла, т. е. концентрации электронов n_e (рис. 6). Электронная акустич.

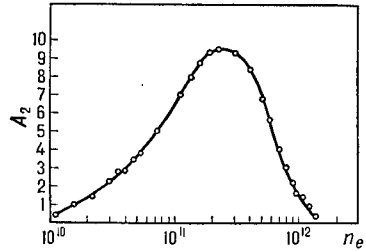


Рис. 6. Амплитуда второй акустической гармоники A_2 в сернистом кадмии в зависимости от концентрации электронов n_e .

нелинейность ограничивает усиление УЗ и играет существенную роль при генерации акустич. шумов в пьезополупроводниках. В последнее время электронная акустич. нелинейность начинает находить применение в нек-рых УЗ-вых корреляционных устройствах для выполнения операции свёртки сигналов (см. Акустоэлектроника).

Лит.: Пустовойт В. И., «Успехи физ. наук», 1969, т. 97, в. 2, с. 257—306; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Гуревич В. Л., «Физика и техника полупроводников», 1968, т. 2, с. 1557—92; Гуляев Ю. В., «Физика твердого тела», 1970, т. 12, в. 2, с. 415—28. В. Е. Лямов.

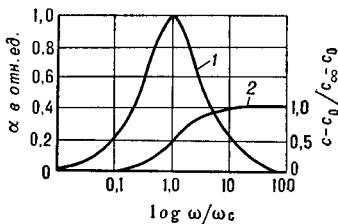


Рис. 5. Электронное затухание 1 и дисперсия скорости 2 ультразвука в пьезополупроводниковом кристалле в зависимости от отношения ω/ω_0 ; c_0 и c_{∞} — скорости звука при очень малых и очень больших частотах.

модействие УЗ с электронами становится нелинейным и возникает ряд новых эффектов. Так, УЗ-вая волна большой амплитуды при распространении по пьезополупроводниковому кристаллу искажается, что приводит к появлению акустич. гармоник (см. Нелинейное взаимодействие). УЗ-вая волна в пьезополупроводнике при АЭВ вызывает не только появление тока с частотой УЗ, но и появление составляющих тока с нулевой частотой (акустоэлектрич. ток — см.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ — методы получения види-

мой картины распределения величин, характеризующих звуковое поле. В. з. п. широко применяется для изучения полей сложной формы, для целей дефектоскопии и медицинской диагностики, а также для визуализации акустич. изображений предметов, получаемых либо с помощью акустич. фокусирующих систем, либо методами акустич. голографии.

В зависимости от характера используемого эффекта все методы В. з. п. могут быть разбиты на три основные группы. 1) Методы, в к-рых используются основные параметры звуко-

вого поля: звуковое давление, колебательное смещение частиц, переменная плотность среды. 2) Методы, основанные на квадратичных эффектах в звуковом поле — деформации водной поверхности под действием *пондеромоторных сил, акустических течений*, на эффекте *Рэля диска*. 3) Методы, использующие вторичные эффекты, возникающие при распространении звуковых волн достаточной интенсивности в жидкости: тепловые эффекты, ускорение процессов диффузии, непосредственное воздействие УЗ на фотослой, дегазация жидкости, акустич. *кавитация*. Сюда же можно отнести эффекты гашения и возбуждения люминесценции, изменение цвета красителей и т. д.

В методах первой группы для получения картины распределения звукового давления используются различные технич. приёмы. Самый распространённый — сканирование исследуемого поля миниатюрным приёмником звукового давления. Электрич. сигнал с такого приёмника после необходимого усиления преобразуется в световой, напр. с помощью электрич. лампочки или путём модуляции яркости луча электроннолучевой трубки. Способ сканирования одиночным приёмником может быть использован в том случае, когда исследуемое акустич. поле представляет собой стоячую волну или сумму стоячих волн. Для визуализации поля бегущей волны необходимо иметь набор (мозаику) приёмников, быстро переключаемых с помощью электронного устройства. Можно искусственно создавать поле стоячих волн, обеспечивая интерференцию исследуемого поля с нек-рой опорной акустич. волной или электрич. сигналом той же частоты. Этот приём, составляющий основу методов акустич. голографии, широко используется для В. з. п.

Методы механич. сканирования обычно применяют в низкочастотных диапазонах — до 100 кГц. В этой области частот трудно создать многоэлементную приёмную систему. В диапазоне частот от 100 кГц до нескольких десятков МГц наибольшее распространение получили электронные методы сканирования мозаики пьезоприёмников; вместо мозаики часто применяют сплошную пьезопластину с сек-

ционированным электродом на внутренней (тыльной) стороне. Одним из таких устройств является электронно-акустич. преобразователь, применяемый, в частности, в звуковизоре. Принцип его работы заключается в том, что с помощью пьезоэффекта картина падающего звукового поля преобразуется в соответствующий электрич. потенциальный рельеф на внутренней стороне приёмного элемента. Затем этот рельеф считывается тонким электронным лучом и далее средствами телевизионной техники преобразуется в видимое опич. изображение. Если впереди приёмного элемента установить акустич. линзу так, чтобы её плоскость изображения совпала с плоскостью приёмников, то получится устройство звуковидения — акустич. аналог телевизионной передающей трубки, позволяющее получить видимое изображение предмета, сформированное с помощью акустич. волн (рис. 1).

Изменение плотности среды в звуковом поле приводит к соответствующему изменению показателя преломления для световых лучей, проходящих через этот участок среды. В результате световой поток оказывается промодулированным по фазе, причём характер модуляции определяется в конечном счёте характером изменения звукового давления в среде. Визуализировать эти фазовые изменения можно разными приёмами: теньвым методом (метод Теплера), методом фазового контраста, голографич. методом и методом *дифракции света на ультразвуке*.

Широко распространён метод Теплера, в к-ром используется явление рефракции световой волны при прохождении среды с переменным показа-

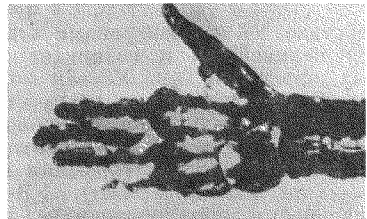


Рис. 1. Изображение кисти руки, полученное с помощью электронно-акустического преобразователя, совмещённого с акустической линзой.

телем преломления n . В первом приближении угол α отклонения светового луча пропорционален градиенту n по координате y , перпендикулярной первоначальному направлению его распространения x (рис. 2), а также размеру Δx области с переменным n . Параллельный пучок света, выходящий из объектива O_1 (рис. 2, а), проходит через область исследования D и собирается в фокальной плоскости объектива O_2 , давая изображение щели, к-рое почти полностью экранируется ножом Фуко H (рис. 2, б), так что на экран \mathcal{E} попадают лишь отклонённые лучи, т. е. видимыми становятся лишь области с переменным показателем преломления. При достаточно широкой щели

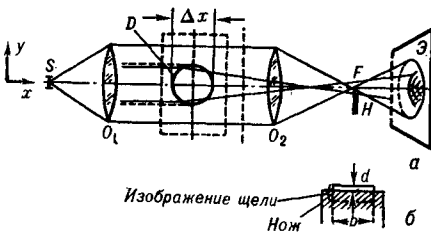


Рис. 2. а — схема метода Теплера: S — источник света; O_1 и O_2 — объективы; F — фокальная плоскость; \mathcal{E} — экран; H — нож Фуко; D — исследуемый участок звукового поля; б — нож Фуко.

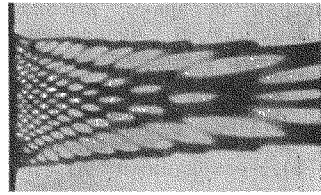


Рис. 3. Амплитудное поле у поверхности колеблющегося кварца, полученное посредством одной из модификаций теневого метода.

гих варианты метода Теплера, напр. метод, где вместо ножа применена нить или решётка, а также методы, в к-рых нить и решётка устанавливаются вне фокальной плоскости. В рассмотренном виде теневого метод удобен для В. з. п. стоячих волн. Применение его для меняющихся со временем звуковых полей, напр. поля бегущих волн, требует использования мгновенного или стробоскопического освещения (используют и другие специальные приёмы получения мгновенной картины звукового поля теньевым методом — рис. 3).

В методе фазового контраста нож Фуко, частично экранирующий изображение щели, заменяется пластинкой четвертьволновой толщины, благодаря чему модуляция светового луча по фазе преобразуется в модуляцию по амплитуде, дающую видимое изображение.

Для неразрушающего контроля начинают применять методы В. з. п., основанные на оптич. голографии, интерференции, при к-рой на одной и той же фото-пластинке формируют две, три и т. д. оптич. голограммы исследуемого тела, излучающего звук (колеблющегося). На восстановленном изображении объекта (тела) будут видны интерференционные полосы, соответствующие распределению амплитуды колебаний по поверхности тела (рис. 4). Методы голографич. интер-

освещённость E в поле изображения на экране \mathcal{E} практически пропорциональна углом отклонения лучей в соответствующих участках исследуемого поля: $E = E_0 b(d + \alpha F)$, где E_0 — освещённость от единичной площадки изображения щели, F — фокусное расстояние объектива O_2 , d — ширина открытой части изображения щели, b — её длина. Метод Теплера в таком виде является количественным методом исследования, позволяющим определить пространственное распределение показателя преломления. Чувствительность его возрастает с уменьшением величины d и ограничивается лишь дифракционными явлениями. В звуковом поле распределение $n(x, y, z)$ обусловлено распределением плотности среды $\rho(x, y, z)$, к-рое в свою очередь связано с распределением звукового давления p . Для газов связь n и ρ имеет простой вид: $(n - 1)/\rho = \text{const}$. Известны и дру-

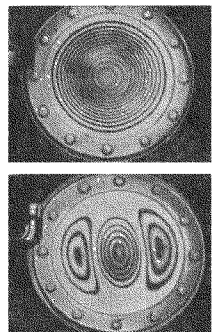


Рис. 4. Интерферограммы поверхности вибрирующей мембраны.

ферометрии обладают высокой чувствительностью и позволяют обнаруживать чрезвычайно малые механич. смещения $\sim 0,0002$ мм.

Среди методов второй группы наибольшее распространение получил метод поверхностного рельефа (рис. 5), основанный на свойстве

лучом света матовую серую поверхность. Принимая под действием звуковой волны определённую ориентацию, частицы дают зеркальное отражение, в результате чего на сером фоне появляется светлая область — видимое изображение звукового поля. При этом степень ориентации и, сле-

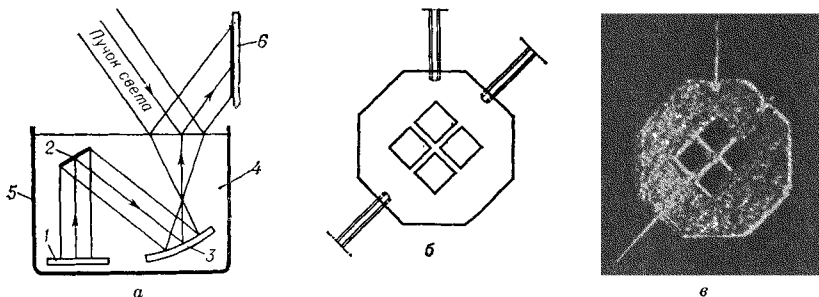


Рис. 5. а — схема метода поверхностного рельефа: 1 — источник звука; 2 — объект; 3 — вогнутое зеркало (объектив); 4 — жидкость; 5 — сосуд; 6 — экран; б — деталь, в — её изображение, полученное методом поверхностного рельефа.

свободной поверхности жидкости вспучиваться под воздействием УЗ. Обусловленный УЗ-вым полем рельеф визуализируют с помощью направленного на поверхность жидкости светового пучка, при этом используются различные методы, в т. ч. и теневой. При использовании модификации голографич. метода, получившей широкое применение в диапазоне частот 0,5—5 МГц, в образовании рельефа на поверхности участвуют две интерферирующие акустич. волны, одна из к-рых является опорной, а другая — исследуемой.

Голографическая модификация метода поверхностного рельефа позволяет получить информацию не только об амплитудном распределении звукового поля, но и о его фазовой структуре.

Метод диска Рэлея основан на том, что свободно подвешенная пластинка поворачивается в поле звуковой волны таким образом, что её плоскость становится перпендикулярной направлению распространения звука. Для реализации этого метода в смеси воды и ксилола образуют взвесь мельчайших чешуек лёгкого металла, напр. алюминия. В отсутствие акустического поля эти частицы совершают беспорядочное броуновское движение, образуя при освещении направленным

довательно, яркость изображения зависит от интенсивности звука.

Среди методов третьей группы следует отметить методы, основанные на тепловом воздействии УЗ и на его способности ускорять процессы диффузии. Для реализации тепловых эффектов в исследуемое звуковое поле помещают тонкий поглощающий звук экран. Неравномерное нагревание этого экрана может быть визуализировано различными способами: с помощью термочувствительных красок и жидких кристаллов, нанесённых тонким слоем на поглощающий экран; применением электронно-оптич. преобразователей, чувствительных в инфракрасной области; возбуждением или гашением люминесценции нанесённых на экран специальных люминофоров и др. На способности УЗ ускорять процессы диффузии основаны фотодиффузионные методы В. з. п.: предварительно засвеченная фотобумага погружается в раствор проявителя, и в местах, на к-рые действовал УЗ, диффузия проявителя в желатину сильно ускоряется, так что бумага быстро чернеет.

Сравнительно простой, но мало чувствительный метод В. з. п. основан на эффекте дегазации жидкости под действием УЗ: выделяющиеся при

дегазации пузырьки газа располагаются вдоль линий максимального звукового давления и дают представление о картине исследуемого звукового поля. Для В. з. п. используются также другие кавитационные эффекты: кавитационная эрозия фольги, помещённой в УЗ-вое поле, химич. действие УЗ. Среди звукохимич. эффектов наиболее наглядным является потемнение крахмала в растворе иодистого калия, разлагающегося под действием УЗ-вой кавитации в слабо подкислённой среде. Использование кавитации, ускоряю-

Сравнительные характеристики различных методов визуализации звуковых полей

Название метода	Характеристики			
	Пороговая интенсивность, Вт/см ²	Диапазон частот, МГц	Минимальное время экспозиции, с	
Методы первой группы	Механическое сканирование пьезоприёмником	10 ⁻¹¹	практически любой	10 ⁻⁷ —10 ⁻⁸
	Электронное сканирование пьезокерамической пластины	10 ⁻¹¹	0,1—10*	10 ⁻⁷ —10 ⁻⁸
	Электронное сканирование кварцевой пластины	10 ⁻¹⁰	0,5—10	10 ⁻⁶
	Пьезоэлектрический электролюминесцентный датчик	10 ⁻⁸	0,1—2	0,1—1
	Теневой метод, метод фазового контраста, дифракция света на УЗ	10 ⁻⁸ —10 ⁻⁵	0,5—30	10 ⁻⁵ —20 ⁻⁶
	Голографическая интерферометрия	10 ⁻² —10 ⁻⁵	не ограничен	10 ⁻⁵ —20 ⁻⁶
Методы второй группы	Метод поверхностного рельефа: в жидкости в твёрдом теле	2 · 10 ⁻⁸ 3 · 10 ⁻⁵	0,3—10 0,5—15	0,1 0,01
	Акустооптические эффекты в жидких кристаллах	10 ⁻² —10 ⁻³	0,7—10	—
	Метод диска Рэлея	2 · 10 ⁻⁶	0,1—1	1

Продолжение

Название метода	Характеристики			
	Пороговая интенсивность, Вт/см ²	Диапазон частот, МГц	Минимальное время экспозиции, с	
Методы третьей группы	Ускорение процесса фотографического проявления пластинки со слоем крахмала в иодном растворе	0,1	0,1—1	10—100
	Обесцвечивание красителя из-за диффузии	1	0,1—1	100
	Возбуждение люминесценции	0,5—1	0,1—1	10—150
	Гашение люминесценции	1	0,1—1	0,1—1
	Изменение цвета термочувствительных красок	—	—	0,1—1
	Изменение фотоземиссии	1	0,01—10	0,1
		0,1	0,1—1	0,1

щей ход химич. реакций, а также непосредственное действие УЗ на фотослой не получили широкого применения вследствие малой чувствительности. В таблице приведено сравнение методов В. з. п. с указанием пороговой интенсивности *I* и частоты *f* (или диапазона частот), на к-рой она была получена, а также ориентировочные значения минимальных времён экспозиции т.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Розенберг Л. Д., «Акуст. ж.», 1955, т. 1, № 2, с. 99—109; Свет В. Д., Методы акустической голографии. [Обзор], Л., 1976; Эल्पинер И. Е., Ультразвук. Физико-химическое и биологическое действие, М., 1963.

В. Д. Свет.

ВИСКОЗИМЕТРЫ ультразвуковые — приборы для измерения сдвиговой вязкости ньютоновских жидкостей с помощью акустич. колебаний. Принцип действия УЗ-вых В. основан на зависимости характера колебаний контактирующего с жидкостью вибратора от её вязкости. Вибратор обычно представляет собой стержень или узкую пластину, к-рые совершают свободные или вынужденные колебания на частоте резонанса. В В. используются продольные, крутильные, а также изгибные

колебания. Контакт с жидкостью вносит дополнительные потери энергии колебаний, связанные с возбуждением в жидкости поперечных вязких волн. При этом снижается добротность вибратора, а следовательно, уменьшается амплитуда его колебаний в вынужденном режиме или быстрее затухают свободные колебания. Ре-

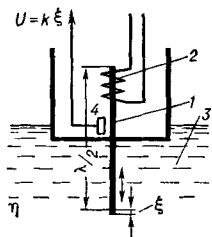


Рис. 1. Схема датчика вискозиметра с вибратором на продольных колебаниях: 1 — пластина; 2 — соленоид; 3 — жидкость; 4 — преобразователь, создающий электрический сигнал.

акция жидкости имеет не только активный, но и реактивный характер, приводящий к изменению резонансной частоты вибратора. Как активная, так и реактивная компоненты вносимого жидкостью дополнительного импеданса вибратора (см. *Излучение звука*) пропорциональны величине $\sqrt{\omega \rho \eta}$, где ω — круговая частота колебаний, ρ — плотность, а η — коэф. сдвиговой вязкости жидкости. Наибольшее распространение получили В., вибраторы к-рых работают в диапазоне УЗ-вых частот порядка десятков кГц.

Вибратор продольных колебаний представляет собой обычно узкую пластинку полутолщины длины из

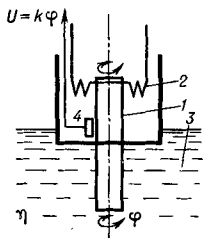


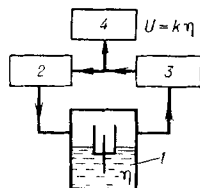
Рис. 2. Схема датчика вискозиметра с вибратором на крутильных колебаниях: 1 — круглый стержень; 2 — электромеханический преобразователь; 3 — жидкость; 4 — преобразователь, создающий электрический сигнал.

магнитострикционного материала, закреплённую в узле колебаний (рис. 1). Верхняя половина пластины 1 находится в поле возбуждающего колебания соленоида 2, а нижняя опущена в контролируемую жидкость 3. Вибратор крутильных колебаний — круглый стержень 1, также закреплённый в узле колебаний (рис. 2). Крутильные колебания возбуждаются

при помощи электромагнитного или к.-л. другого электромеханич. преобразователя 2, создающего в верхней части стержня крутящий момент. В конструкцию погружаемого в жидкость датчика В., кроме вибратора и системы возбуждения колебаний (напр., соленоида), входит преобразователь 4, создающий электрич. сигнал, напряжение к-рого U пропорционально амплитуде продольных ξ или крутильных φ колебаний.

Вязкость чаще всего оценивают по изменению добротности вибратора. При этом используются две измерительные схемы. Первая позволяет определить изменение амплитуды колебаний вибратора при нагрузке его жидкостью (рис. 3). Возбуждающая обмотка вибратора в датчике 1 подключается к выходу усилительного блока 2 с ограниченной амплитудой выходного напряжения. Сигнал с преобразователя подаётся на вход линейного усилителя 3, выход к-рого соеди-

Рис. 3. Блок-схема вискозиметра, измеряющего вязкость по амплитуде колебаний вибратора: 1 — датчик; 2 — блок усилителя-ограничителя; 3 — линейный усилитель; 4 — блок индикации и регистрации.



нён со входом усилительного блока 2. Таким образом замыкается петля положительной обратной связи, обеспечивающей поддержание колебаний вибратора на собственной резонансной частоте. Напряжение на выходе усилителя 3 измеряется или регистрируется блоком 4. Величина этого напряжения пропорциональна амплитуде колебаний, к-рая функционально связана с добротностью вибратора и определяется вязкостью жидкости.

Вторая схема измерений основана на определении времени затухания колебаний вибратора после его возбуждения электрич. импульсом (рис. 4). Импульсный генератор 1 питает возбуждающую обмотку датчика 2. С преобразователя сигнал, пропорциональный амплитуде колебаний, подаётся на линейный усилитель с компаратором 3. После импульсного возбуждения амплитуда колебаний виб-

ратора уменьшается по экспоненциальному закону. Когда амплитуда колебаний достигает некоего уровня, составляющего заранее выбранную долю от максимального значения возбуждающего напряжения, блок 4 выдаёт сигнал запуска импульсного генератора. Чем меньше добротность

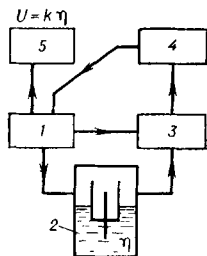


Рис. 4. Блок-схема вискозиметра, измеряющего вязкость по времени затухания свободных колебаний вибратора: 1 — импульсный генератор; 2 — датчик; 3 — усилитель с компаратором; 4 — формирователь запускающего импульса; 5 — частотомер, индикатор, регистратор.

вибратора (т. е. чем выше вязкость жидкости), тем скорее напряжение на преобразователе будет достигать выбранного уровня и тем меньше будет период следования импульсов генератора 1. Устройство 5 выдаёт сигнал, пропорциональный частоте следования импульсов, функционально связанной с искомой вязкостью жидкости.

В низкочастотном УЗ-вом диапазоне и на звуковых частотах применяются т. н. вибрационные В., вибраторы к-рых выполняются в виде элементов с сосредоточенными параметрами (напр., пластина на упругом подвесе) или в виде стержней, совершающих изгибные колебания. В высокочастотном УЗ-вом диапазоне (десятки МГц) вязкость жидкости может быть определена принципиально другим способом — путём измерения комплексного коэфф. отражения волн при наклонном падении УЗ-вого пучка на поверхность раздела твёрдое тело — исследуемая жидкость.

УЗ-вые В. (в т. ч. вибрационные) применяются в производстве синтетич. каучука, в лакокрасочной, электротехнической и нефтеперерабатывающей промышленности, в производстве нек-рых полимеров. Диапазон измеряемых вязкостей простирается от десятых долей сП до десятков тысяч П. Погрешность измерений, определяемая в процессе тарировки В. по ньютоновским жидкостям с известной вязкостью, не превышает 3—5%. Основными преимуществами

УЗ-вых В. являются возможность непрерывных измерений непосредственно в ходе технологич. процесса (без вятия проб), широкий интервал рабочих темп-р (от 4 до 700 К) и давлений (до 100 атм), простота обеспечения условий взрывобезопасности. УЗ-вые В. позволяют осуществлять дистанционный контроль технологич. процессов. Благодаря электрич. выходному сигналу они легко включаются в системы автоматического управления и регулирования.

Лит.: Попухов В. П., Коган И. Н., Глазунов В. М., «Механизация и автоматизация производства», 1969, № 11, с. 27—30; Смирнов Ю. К., в кн.: VI Всесоюзная акустическая конференция, М., 1968, секц. С, № СИП2; Кремлевский В. П., Степичев А. А., Новые автоматические вибрационные вискозиметры, Л., 1969; Соловьев А. Н., Каплун А. Б., Вибрационный метод измерения вязкости жидкостей, Новосибир., 1970.

Б. Е. Михалёв, А. С. Хмурихин.

ВОЗДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ. Процессы электрохимич. осаждения металлов, используемые в технике для нанесения металлических покрытий, могут интенсифицироваться под действием УЗ. При прохождении постоянного тока через электролит на катоде выделяются атомы металла, к-рые образуются в результате присоединения электронов к ионам электролита. Эффективность этого процесса характеризуют т. н. выходом металла по току, т. е. отношением фактически выделенного на катоде вещества к теоретически возможному по закону Фарадея. В обычных условиях выход металла по току с увеличением плотности тока резко падает. Это обусловлено, во-первых, тем, что при прохождении тока концентрация ионов в электролите становится неравномерной и вблизи катода он обедняется, т. е. число ионов металла уменьшается. Во-вторых, на катоде выделяется водород, ионы к-рого вместе с гидроксильными группами содержатся в водном растворе электролита; при этом прикатодное пространство обогащается газовой фазой. В результате процессы электроосаждения идут при значительном перенапряжении на катоде (т. е. повышается необходимый для проведения процесса потенциал катода), это и обуславливает уменьшение выхода металла по току и увеличение

длительности электролиза. Наконец, процесс электролиза затрудняется из-за адсорбции на поверхности катода чужеродных молекул, что можно трактовать как уменьшение активной поверхности катода. Выделение водорода на катоде (т. н. поляризация катода), а также наличие посторонних примесей на нём ухудшают качество покрытия (делают его пористым), уменьшают степень адгезии покрытия к подложке.

Воздействие УЗ на кинетику электрохимич. процессов при малых интенсивностях обусловлено гл. обр. возникновением в электролите акустических течений, к-рые, вызывая перемешивание электролита, способствуют выравниванию концентрации ионов и дегазации электролита в прикатодном слое. При увеличении интенсивности УЗ и возникновении кавитации эффективность УЗ-вого воздействия на электрохимич. процессы возрастает. Находящиеся в порах и трещинах катода зародыши газовой фазы усиленно растут и покидают электролит, т. е. усиливается дегазация; происходит очистка поверхности катода, к-рая приводит к увеличению его активной поверхности почти в 3 раза; резко усиливаются микромасштабные акустич. течения, а с ними и процессы перемешивания. Всё это способствует интенсификации процесса электроосаждения: ускоряется растворение металла анода, ослабляется истощение электролита вблизи катода (даже при плотностях тока до 7—8 А/дм²). Под действием УЗ снижается потенциал выделения водорода (см. табл.), и, следовательно, процесс дегазации электролита идёт при меньших напряжениях. В результате действия этих факторов заметно увеличивается выход металла по току

(рис. 1), допустимые значения тока возрастают для большинства типов электролитов в несколько раз (до 10 и более) и достигают 8—10 А/дм².

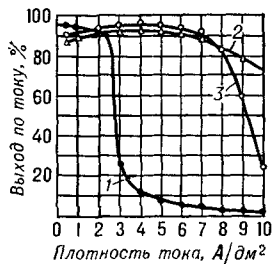


Рис. 1. Влияние ультразвука на выход по току никеля из электролита с водородным показателем рН=5 при температуре 20 °С: 1 — без ультразвука; 2 и 3 — с ультразвуком частоты $f = 24$ кГц при интенсивности $I = 0,5-1$ Вт/см² и $I = 5,0$ Вт/см².

Т. о., под действием УЗ повышается производительность электроосаждения, характеризуемая увеличением толщины покрытия в единицу времени (рис. 2).

Под воздействием явлений, обусловленных УЗ, улучшается качество покрытий: повышается плотность,

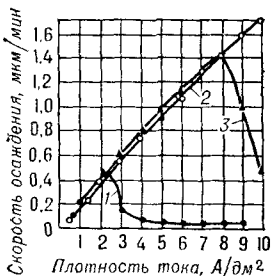


Рис. 2. Влияние ультразвука на скорость осаждения никеля из электролита с рН = 5 : 1 — без ультразвука, 2 и 3 — с ультразвуком частоты $f = 27$ кГц при интенсивности $I = 0,5-1,0$ Вт/см² и $I = 5,0$ Вт/см².

Влияние ультразвука на потенциал выделения водорода

Материал катода	Потенциал катода, мВ	
	Ультразвуковое поле без кавитации	при кавитации
Платина	900	500
Мель	1250	320
Железо	1140	460
Никель	1140	360
Алюминий	1320	600

улучшается структура (металл становится мелкозернистым, блестящим — рис. 3), увеличивается микротвёрдость. Покрытие получается равномерное и толще в несколько раз, улучшается его адгезия к подложке. Однако при больших интенсивностях УЗ и сильно развитой кавитацией возможна кавитационная эрозия по-

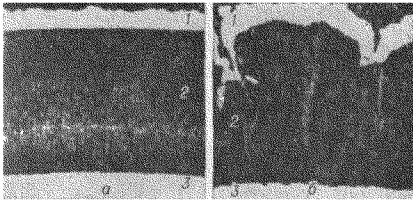


Рис. 3. Структура покрытий меди на стали, полученных с применением (а) и без применения (б) ультразвука (увеличение 250): 1 — никель; 2 — медь; 3 — сталь (верхний слой никеля везде нанесён специально для облегчения приготовления шлифов).

крытия, поэтому интенсивность УЗ ограничивают величиной 3—5 Вт/см².

В. у. на э. п. применяется в машиностроении для интенсификации гальванич. процессов: блестящего никелирования, меднения, цинкования, кадмирования, серебрения, золочения, хромирования и др. В большинстве случаев используются частоты от 16 до 44 кГц и интенсивности 3—5 Вт/см². В качестве источников УЗ обычно применяют погружные устройства, компактованные из стандартных *машинострикционных преобразователей* (реже из *пьезоэлектрических преобразователей*), или специальные ванны, в дно которых снаружи смонтированы преобразователи. Применение погружных преобразователей из пермендюра или пьезокерамики требует специальных мер для их защиты от электролита, напр. помещения в коррозионностойкий кожух с излучением через диафрагму из нержавеющей стали. Ферритовые преобразователи обладают высокой стойкостью по отношению к коррозии и могут использоваться без защитных устройств. Это даёт возможность располагать их в ванне так, чтобы создавалось УЗ-ное поле любой заданной конфигурации. При этом обмотка их выполняется с проводом с химической стойкой изоляцией.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике; пер. с нем., М., 1956; Гинзбург А. М., Федотова Н. Я., Ультразвук в гальванотехнике, М., 1969; Капустин А. П., Трофимов А. Н., Электрокристаллизация металлов в ультразвуковом поле, М., 1969; Архангельский М. Е., Статников Ю. Г., в кн.: Физические основы ультразвуковой технологии (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 3), М., 1970, с. 515—78. Г. И. Эскин,

ВОЛНОВОД — участок среды, ограниченный в одном или двух направлениях и служащий для передачи волн, напр. слой или труба, заполненные жидкостью или газом, стержень или пластина (твёрдые волноводы). Распространение волн в В. возможно как в виде плоской волны, такой же, как в неограниченных средах (слой и труба с жёсткими стенками), так и (при достаточной толщине слоя) в виде нормальных волн, образующихся в результате последовательных отражений от стенок (т. н. волноводное распространение нормальных волн в слоях и трубах), или в виде совместного распространения продольных и сдвиговых волн в твёрдых волноводах (см. *Нормальные волны в пластинках и стержнях*). В устройствах УЗ-вой технологии В. наз. также твёрдые звукопроводы: прямые и изогнутые тонкие стержни и *концентраторы*, служащие для передачи продольных, изгибных или крутильных колебаний от электроакустич. преобразователя к объекту ультразвукового воздействия.

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в газообразной или жидкой среде — отношение звуковой давления p в бегущей плоской волне к *колебательной скорости частиц* среды v . При отсутствии *дисперсии скорости звука* В. с. не зависит от формы волны и выражается ф-лой: $p/v = \rho c$, где ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. В. с. представляет собой удельный *импеданс акустической* среды для плоских волн. В. с. — важнейшая характеристика среды, определяющая условия *отражения звука и преломления звука* на её границе. При нормальном падении плоской волны на плоскую границу раздела двух сред коэфф. отражения определяется только отношением В. с. этих сред; если В. с. сред равны, то волна проходит границу без отражения. Сопротивление излучения в данную среду пропорционально её В. с. для излучателей любого порядка (см. *Излучение звука*).

Понятием В. с. можно пользоваться и для твёрдого тела (для продольных и поперечных упругих волн в неограниченном твёрдом теле и для продольных волн в стержне), определяя В. с. как отношение соответствующего механич. напряжения, взятого

с обратным знаком, к колебательной скорости частиц среды.

ВОЛНЫ — изменения состояния среды (возмущения), распространяющиеся в этой среде и несущие с собой энергию. Напр., удар по концу стального стержня вызывает на этом конце местное сжатие (упругую В.), к-рое распространяется затем вдоль стержня со скоростью около 5 тысяч м/с. Упругие В. существуют в твёрдых

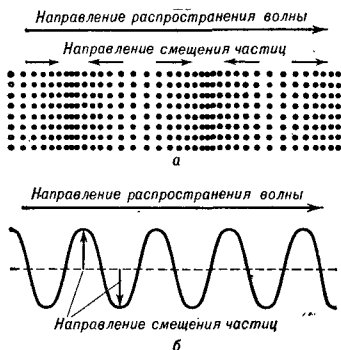


Рис. 1. а — продольная волна; б — поперечная волна.

телах, жидкостях и газах. Звуковые и сейсмич. волны в земной коре являются частными случаями упругих В. К электромагнитным волнам относятся радиоволны, свет, рентгеновские лучи и др. Основное свойство всех В., независимо от их природы, состоит в том, что в В. осуществляется перенос энергии без переноса вещества (последний может иметь место лишь как побочное явление). Волновые процессы встречаются почти во всех областях физич. явлений, поэтому изучение В. важно как для физики, так и для техники.

В. могут различаться по тому, как возмущения ориентированы относительно направления их распространения. Так, напр., звуковая В. распространяется в газе в том же направлении, в каком происходит смещение частиц газа (рис. 1, а); в В., распространяющейся вдоль струны, смещение точек струны происходит в направлении, перпендикулярном струне (рис. 1, б). В. первого типа наз. продольными, а второго — поперечными.

В жидкостях и газах упругие силы возникают только при сжатии и не возникают при сдвиге, поэтому уп-

ругие деформации в жидкостях и газах могут распространяться только в виде продольных В. («В. сжатия»). В твёрдых телах, в к-рых упругие силы возникают также при сдвиге, упругие деформации могут распространяться не только в виде продольных В. («В. сжатия»), но и в виде поперечных («В. сдвига»). В твёрдых телах ограниченного размера (напр., в стержнях, пластинках) картина распространения В. более сложна, здесь возникают ещё и другие типы В., являющиеся комбинацией первых двух основных типов (подробнее см. *Упругие волны*). В жидкостях могут существовать В., не связанные с упругостью среды, — поверхностные гравитационные В., внутренние В. в стратифицированной по плотности жидкости и т. д.

В электромагнитных В. направления электрического и магнитного полей почти всегда (за исключением случаев анизотропных сред и распространения в несвободном пространстве) перпендикулярны направлению распространения В., поэтому электромагнитные В. в свободном пространстве поперечны.

Общие характеристики и свойства волн. В. могут иметь различный вид. Одной В., или *импульсом*, наз. сравнительно короткое возмущение, не имеющее регулярного характера (рис. 2, а). Ограниченный

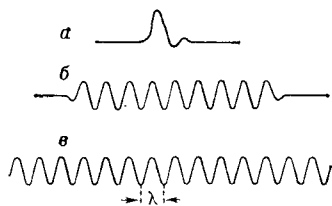


Рис. 2. а — одиночная волна; б — цуг волн; в — бесконечная синусоидальная волна.

ряд повторяющихся возмущений наз. *цугом В.* Обычно понятие цуга относят к отрезку синусоиды (рис. 2, б). Особое значение в теории В. имеет представление о гармонич. В., т. е. бесконечной и синусоидальной В., в к-рой все изменения состояния среды происходят по закону синуса или косинуса (рис. 2, в); такие В. могли бы распространяться в однородной

среде (если амплитуда их невелика) без искажения формы (о В. большой амплитуды см. ниже). Понятие бесконечной сиусоидальной В., разумеется, является абстракцией, применимой к достаточно длинному пути сиусоидальных В.

Основными характеристиками гармонич. В. являются длина В. λ — расстояние между двумя максимумами или минимумами возмущения и период В. T — время, за которое совершается один полный цикл колебания. Т. о., бескопечная В. обладает строгой периодичностью в пространстве (что обнаруживается в случае, напр., упругих В., хотя бы на моментальной фотографии В.) и периодичностью во времени (что обнаруживается, если следить за движением во времени определённой частицы среды). Длина В. λ связана с периодом T соотношением $\lambda/c = T$, где c — скорость распространения В. Это соотношение справедливо для гармонич. В. любой природы.

Вместо периода T можно пользоваться частотой f , равной числу периодов в единицу времени: $f = 1/T$, при этом $\lambda f = c$. В теории В. используются также понятие в о л н о в о г о век т о р а \mathbf{K} , ориентированного в направлении распространения В., абсолютная величина к-рого $k = 2\pi/\lambda = 2\pi f/c$, т. е. равна числу В. на отрезке 2π .

Гармоническая волна. Амплитуда и фаза. В гармонич. В. изменение колеблющейся величины W во времени происходит по закону синуса (или косинуса) и описывается в каждой точке ϕ -лой: $W = A \sin 2\pi t/T$ (где t — время), т. е. эта величина совершает гармонические колебания. В положении равновесия величина W принимается равной нулю. A — а м п л и т у д а В., т. е. значение, к-рое эта величина принимает при наибольших отклонениях от положения равновесия. В любой другой точке, расположенной на расстоянии r от первой в направлении распространения В., колебания происходят по такому же закону, но с опозданием на время $t_1 = r/c$, что можно записать в виде:

$$W = A \sin \frac{2\pi}{T} (t - t_1) = \\ = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{r}{c} \right).$$

Выражение $\varphi = \frac{2\pi}{T} (t - t_1)$ наз. ф а з о й В. Разность фаз в двух точках r_1 и r_2 равна:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{Tc} (r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1).$$

В точках, отстоящих друг от друга на целое число В., разность фаз составляет целое число 2π , т. е. колебания в этих точках протекают синхронно — в фазе. Наоборот, в точках, отстоящих друг от друга на нечётное число полуволн, то есть для k -рых $r_2 - r_1 = (2N - 1)\lambda/2$, где $N = 1, 2, \dots$, разность фаз равна нечётному числу π , т. е. $\varphi_2 - \varphi_1 = (2N - 1)\pi$. Колебания в таких точках происходят в противофазе: в то время как отклонение в одной равно A , в другой оно обратно по знаку, т. е. равно $-A$, и наоборот.

Распространение В. всегда связано с переносом энергии, к-рый можно количественно характеризовать вектором плотности потока энергии \mathbf{I} . Этот вектор для упругих В. наз. вектором Умова (по имени рус. учёного А. А. Умова, к-рый ввёл это понятие). Направление вектора Умова совпадает с направлением переноса энергии, а его абсолютная величина, наз. также *интенсивностью звука*, равна энергии, переносимой В. за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно вектору \mathbf{I} . При малых отклонениях от положения равновесия $I = K A^2$, где K — коэфф. пропорциональности, зависящий от природы В. и свойств среды, в к-рой В. распространяется.

Фронт волны. Поверхности равных фаз. Важной характеристикой В. является вид поверхностей равных фаз, т. е. таких поверхностей, в любой точке к-рых в данный момент времени фазы одинаковы. Форма поверхности равной фазы зависит от условий возникновения и распространения В. В простейшем случае такими поверхностями являются плоскости, перпендикулярные направлению распространения В., и В. наз. п л о с к о й. В., у к-рых поверхности равных фаз являются сферы и цилиндры, наз. соответственно с ф е р и ч е с к и м и и ц и л и н д р и ч е с к и м и. Поверхности равных фаз наз. также ф р о н т а м и В. В случае конечной или одиночной В. фронтом

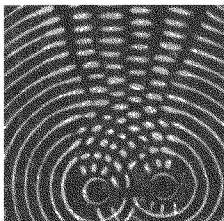


Рис. 3. Интерференция волн на поверхности воды, возбуждаемых в двух различных точках.

разность фаз к-рых не меняется со временем). В случае когерентности В. имеет место явление, наз. интерференцией: в точках, куда обе В. приходят в фазе, они усиливают друг друга, в точках же, куда они попадают в противофазе, — ослабляют друг друга. В результате получается характерная интерференционная картина (рис. 3).

Стоячие волны. Собственные колебания. При падении плоской В. на плоское отражающее препятствие возникает отражённая плоская В. Если при распространении В. в среде и при отражении их от

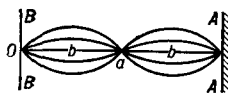


Рис. 4. Стоячая волна, возникшая в результате интерференции падающей и отражённой от препятствия АА волн: в точке *a* — узел колебания, в точках *b* — пучности.

отражении их от препятствия не происходит потеря энергии, то амплитуды падающей и отражённой В. равны между собой. Отражённая В. интерферирует с падающей В., в результате чего в тех точках, куда падающая и отражённая В. приходят в противофазе, результирующая амплитуда падает до нуля, т. е. точки всё время остаются в покое, образуя неподвижные узлы колебаний, а в тех местах, где фазы В. совпадают, В. усиливают друг друга, образуя пучности колебаний. В результате получается т. н. стоячая В. (рис. 4). В стоячей В. поток энергии отсутствует: энергия в ней (при условии, что потеря нет) перемещается только в пределах, ограниченных смежным узлом и пучностью.

Стоячая В. может существовать также и в ограниченном объёме. В частности, в случае, изображённом

называется передний край волны, непосредственно граничащий с невозмущённой средой.

Интерференция волн. При приходе в данную точку среды двух В. их действие складывается. Особо важное значение имеет наложение т. н. когерентных В. (т. е. В.,

не меняется со временем). В случае когерентности В. имеет место явление, наз. интерференцией: в точках, куда обе В. приходят в фазе, они усиливают друг друга, в точках же, куда они попадают в противофазе, — ослабляют друг друга. В результате получается характерная интерференционная картина (рис. 3).

Стоячие волны. Собственные колебания. При падении плоской В. на плоское отражающее препятствие возникает отражённая плоская В. Если при распространении В. в среде и при отражении их от

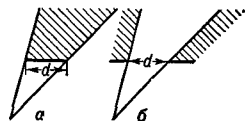
отражении их от препятствия не происходит потеря энергии, то амплитуды падающей и отражённой В. равны между собой. Отражённая В. интерферирует с падающей В., в результате чего в тех точках, куда падающая и отражённая В. приходят в противофазе, результирующая амплитуда падает до нуля, т. е. точки всё время остаются в покое, образуя неподвижные узлы колебаний, а в тех местах, где фазы В. совпадают, В. усиливают друг друга, образуя пучности колебаний. В результате получается т. н. стоячая В. (рис. 4). В стоячей В. поток энергии отсутствует: энергия в ней (при условии, что потеря нет) перемещается только в пределах, ограниченных смежным узлом и пучностью.

на рис. 4, слева, на месте ВВ, можно вообразить себе такое же препятствие, что и справа. Между двумя препятствиями будет существовать стоячая В., если расстояние между ними равно целому числу полуволи. Вообще стоячая В. может существовать в ограниченном объёме лишь в том случае, если длина В. находится в определённом соотношении с размерами объёма. Это условие выполняется для ряда частот f_1, f_2, f_3, \dots , наз. собственными частотами данного объёма.

Стоячая В. может существовать также и в ограниченном объёме. В частности, в случае, изображённом

на рис. 4, слева, на месте ВВ, можно вообразить себе такое же препятствие, что и справа. Между двумя препятствиями будет существовать стоячая В., если расстояние между ними равно целому числу полуволи. Вообще стоячая В. может существовать в ограниченном объёме лишь в том случае, если длина В. находится в определённом соотношении с размерами объёма. Это условие выполняется для ряда частот f_1, f_2, f_3, \dots , наз. собственными частотами данного объёма.

Дифракция волн. При падении В. на непрозрачное для неё тело или на экран позади тела образуется теневое пространство (рис. 5, а и 6, а). Однако границы тени не резки, а размыты, причём размытость увеличивается при удалении от тела. Это явление огибания тел В. наз. дифракцией. На расстояниях от тела, существенно больших, чем d^2/λ , где d — его поперечный размер,

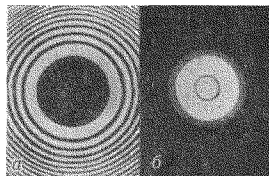


тень практически полностью смазана. Чем больше размеры тела, тем большее пространство занимает тень. Тела, размеры к-рых малы по сравнению с длиной В., вообще не создают тени, они рассеивают падающую на них В. во всех направлениях. Изменение амплитуды В. при переходе из «освещённой» области в область тени происходит по сложному закону с чередующимися уменьшением и увеличением амплитуды (рис. 6, а и 7), что обусловлено интерференцией В., огибающих тело.

Дифракция имеет место и при прохождении В. через отверстие (рис. 5, б и 6, б), где она также выражается в проникновении В. в область тени и в нек-ром изменении характера В. в «освещённой» области: чем меньше

тело. Дифракция имеет место и при прохождении В. через отверстие (рис. 5, б и 6, б), где она также выражается в проникновении В. в область тени и в нек-ром изменении характера В. в «освещённой» области: чем меньше

Рис. 6. Дифракционная картина при падении света: *a* — на круглый экран; *б* — на круглое отверстие.



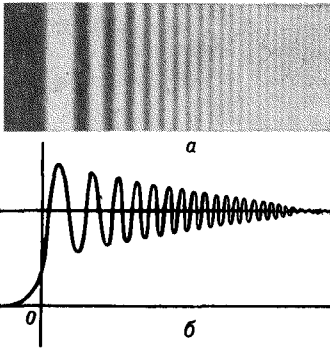


Рис. 7. *a* — дифракция света от края экрана; виден сложный переход от света к тени; *b* — кривая, характеризующая освещённость пространства между светом и тенью; край экрана — нулевое значение горизонтальной координаты.

диаметр отверстия по сравнению с длиной V ., тем шире область, в k -ую проникает V .

Поляризация волн. Как уже говорилось, плоскость, в k -рой происходят колебания поперечной V ., пер-

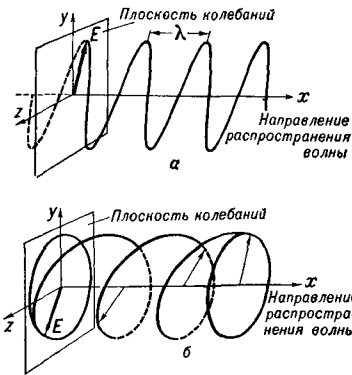


Рис. 8. *a* — линейно-поляризованная волна; *b* — волна, поляризованная по кругу (E — вектор, изображающий распространяющееся возмущение).

пендикулярна направлению распространения. Эта особенность поперечных V обуславливает возможность возникновения явления поляризации, k -рая заключается в нарушении симметрии распределения возмущений (напр., смещений и скоростей в упругих V или напряжённостей электрич. и магнитных полей в электромагнитных V .) относительно направ-

ления распространения. В продольной V ., в k -рой возмущения всегда направлены вдоль направления распространения V ., явления поляризации возникнуть не могут.

Если колебания возмущения E происходят всё время в каком-то одном направлении (рис. 8, *a*), то имеет место простейший случай линейно-поляризованной или плоско-поляризованной V . Возможны и другие, более сложные типы поляризации. Напр., если конец вектора E , изображающего возмущение, описывает эллипс или окружность в плоскости колебаний (рис. 8, *b*), то имеет место эллиптическая или круговая поляризация. Скорость распространения поперечных V может зависеть от состояния поляризации. Поляризация может возникнуть: из-за отсутствия симметрии в возбуждающем V излучателе, при распространении V в анизотропной среде, при преломлении и отражении V на границе двух сред.

Отражение и преломление волн. При падении на плоскую границу раздела двух разных сред плоская V частично отражается, частично проходит в другую среду, оставаясь плоской, но меняет при этом своё направление распространения (преломляется) (рис. 9, *a*). Углы, образуемые направлениями падающей и преломлённой V (рис. 9, *b*) с перпендикуляром к границе раздела сред, наз. соответственно углом падения α , углом отражения α_1 и углом преломления α_2 . Согласно закону отражения, угол падения равен углу отражения, т. е. $\alpha = \alpha_1$. Согласно закону преломления, синус угла падения относится к синусу угла преломления, как ско-

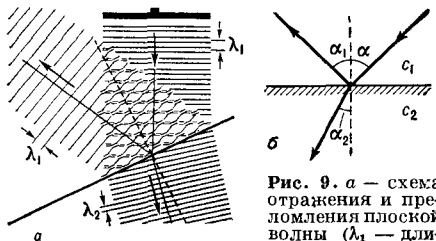


Рис. 9. *a* — схема отражения и преломления плоской волны (λ_1 — длина падающей и отражённой волн, λ_2 — длина преломлённой волны); *b* — изображение лучей, соответствующих падающей, отражённой и преломлённой волнам.

рость V . в первой среде к её скорости во второй среде, т. е.:

$$\sin \alpha / \sin \alpha_2 = c_1 / c_2 = n,$$

где n — показатель преломления.

Смесь V . с различными состояниями поляризации, распространяющаяся в одном и том же направлении, разделится, попадая в среду, в k -рой скорость распространения зависит от состояния поляризации: V ., поляризованные различно, пойдут по разным направлениям (двойное лучепреломление). Во многих случаях скорость распространения зависит также от частоты колебаний (т. е. имеет место дисперсия); в этих случаях смесь V . с различными частотами при преломлении разделится. При отражении расходящейся (сферич. или цилиндрич.) V . под малыми углами к плоской границе раздела двух сред возникают некоторые особенности. Так, напр., когда скорость c_2 в нижней среде больше, чем c_1 в верхней среде (рис. 10), кроме обычной отра-

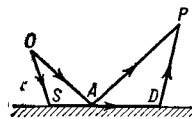


Рис. 10. Схема образования боковой волны.

жённой V ., к-рой соответствует луч OAP , возникает т. н. боковая V . Соответствующий ей луч $OSDP$ часть своего пути (отрезок SD) проходит в среде, от к-рой происходит отражение. Иногда, особенно в сейсмологии, боковая V . наз. головной.

Форма волны. Дисперсия и нелинейность волн. В процессе распространения V . её форма претерпевает изменения. Характер изменений существенно зависит от первоначальной формы V . Лишь бесконечная синусоидальная (гармоническая) V . (за исключением V . очень большой интенсивности) сохраняет свою форму неизменной при распространении, если при этом она не испытывает заметного поглощения. Но всякую V . (любой формы) можно представить как сумму бесконечных гармонич. V . разных частот (как говорят, разложить в спектр). Напр., одиночный импульс можно представить как бесконечную сумму наложенных друг на друга гармонич. V . Если среда, в к-рой распространяются V ., линейна, т. е. её свойства не меняются под действием возмущений, создаваемых

V ., то все эффекты, вызываемые негармонич. V ., могут быть определены как сумма эффектов, создаваемых в отдельности каждой из её гармонич. составляющих (т. н. суперпозиционный принцип).

В реальных средах нередко скорости распространения гармонич. V . зависят от частоты V . (т. н. дисперсия V .). Поэтому негармонич. V ., состоящая из совокупности гармонич. V . разных частот, в процессе распространения меняет свою форму вследствие того, что соотношения между фазами составляющих её гармонич. V . меняется. Искажение формы V . может происходить и при дифракции и рассеянии негармонич. V ., т. к. оба эти процесса зависят от длины V ., и поэтому для гармонич. V . разной длины дифракция и рассеяние будут происходить по-разному. При наличии дисперсии изменение формы негармонич. V . может происходить также в результате её преломления. Иногда может искажаться и форма гармонич. V . Это происходит в тех случаях, когда амплитуда распространяющейся V . достаточно велика, так что уже нельзя пренебрегать изменениями свойств среды под её воздействием, т. е. когда сказываются нелинейные свойства среды. В нелинейной среде существенно изменяются и другие законы распространения V ., в частности законы отражения и преломления (см. *Нелинейные эффекты*).

Фазовая и групповая скорости. Введённая выше скорость V . наз. фазовой скоростью, это скорость, с к-рой перемещается к-н. определённая фаза бесконечной синусоидальной V . (напр., фаза, соответствующая гребню или впадине). Фазовая скорость V . входит, в частности, в формулу закона преломления. Однако на опыте имеют дело с V . не в виде бесконечных синусоид, наз. также монохроматич. V ., для к-рых только и имеет смысл понятие фазовой скорости, а с ограниченными V . Как уже было указано, любая ограниченная V . может быть представлена в виде наложения большого (точнее, бесконечно большого) числа монохроматич. V . разных частот. Если фазовые скорости V . всех частот одинаковы, то с этой же скоростью распространяется и вся совокупность,

или группа, В. Если же эти скорости не одинаковы, т. е. имеет место дисперсия, то вопрос о скорости распространения ограниченной В. усложняется. Если ограниченная В. состоит из В., частоты к-рых мало отличаются друг от друга, то эта В., или как её часто наз. волновой пакет, распространяется с определённой скоростью, наз. групповой скоростью: $u = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda}$. С групповой скоростью происходит также перенос энергии В.

Эффект Доплера. При движении источника или наблюдателя происходит изменение частоты В. Наблюдатель, движущийся по направлению к источнику В. (любого вида), воспринимает несколько повышенную частоту по сравнению с неподвижным наблюдателем, между тем как наблюдатель, удаляющийся от источника В., воспринимает пониженную частоту. Аналогичное явление (качественно) имеет место также, когда наблюдатель неподвижен, а источник В. движется (см. *Доплера эффект*).

Волны и лучи. Линия, направление к-рой в каждой точке совпадает с направлением потока энергии в В., наз. лучом (рис. 9,б). В изотропной среде это направление совпадает с направлением нормали к фронту В. Плоской В. соответствует параллельный пучок прямолинейных лучей, сферической В. — радиально расходящийся пучок и т. д. При нек-рых условиях сложный расчёт распространения В. можно заменить более простым расчётом формы лучей. Этим пользуются в *геометрической акустике* и геометрич. оптике. Такой упрощённый подход применим, когда длина В. достаточно мала по сравнению с нек-рыми характерными размерами, напр. размерами препятствий, лежащих на пути распространения В., поперечными размерами фронта В., расстояниями до точки, в к-рой сходятся В., и т. п.

Излучение и распространение волн. Для излучения В. необходимо произвести в среде нек-рое возмущение за счёт внешнего источника энергии. Работа, совершаемая этим источником, за вычетом нек-рых потерь превращается в энергию излучаемых В. Так, напр., мембрана телефона или диафрагма громкоговорителя, получая энергию от *электроакустического преобразователя*, излучает звуковые В. Излучение В. производится всег-

да источниками ограниченных размеров, в результате чего возникает расходящаяся В.

Волновое уравнение. Несмотря на разную природу В., закономерности, к-рыми определяется их распространение, имеют между собой много общего. Так, упругие В. в однородных жидкостях (газах) или электромагнитные В. в свободном пространстве (а в нек-рых случаях и в пространстве, заполненном однородным изотропным диэлектриком), возникающие в к.-л. малой области (точке) и распространяющиеся без поглощения в окружающем пространстве, подчиняются одному и тому же волновому уравнению. Пусть сферическая В. возбуждается синусоидальными колебаниями в начале прямоугольной системы координат x, y, z . Эти возмущения повторяются с запозданием на время $t = r/c$, а также с нек-рым уменьшением амплитуды на любом расстоянии $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ от начала. Если можно пренебречь затуханием В. в среде (обусловленным трением частиц среды и др. причинами), то амплитуда В. будет убывать обратно пропорционально расстоянию r . С учётом запаздывания во времени и убывания амплитуды математич. выражение сферической В. будет иметь следующий вид:

$$W = \frac{A_0}{r} \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{r}{c} \right). \quad (1)$$

При увеличении расстояния кривизна сферич. поверхности стремится к нулю и В. на определённых, не слишком больших, участках пространства может быть принята за плоскую В., математич. выражение к-рой

$$W = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{c} \right), \quad (2)$$

где x — направление распространения В.

Обе В. являются лишь частными видами решений дифференциального уравнения 2-го порядка с частными производными

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}, \quad (3)$$

наз. в о л н о в ы м у р а в н е н и е м, к-рое можно записать сокращённо:

$$\Delta W = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}, \quad (4)$$

где Δ — оператор Лапласа.

Различные случаи волнового движения отличаются друг от друга граничными и начальными условиями. Эти условия характеризуют состояние В. на границах тел, а также состояние волнового процесса в начальный момент времени и должны быть заданы независимо от волнового ур-ния.

При помощи более частных видов волнового ур-ния описывается распространение В. в одном и двух измерениях. Так, распространение В. по струне (одно измерение) описывается волновым ур-нием

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial t^2},$$

а распространение волны по натянутым плёнкам-мембранам (два измерения) ур-нием

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}.$$

Ур-ние для стоячих В., или собственных колебаний, получится, если положить $W = A \sin \frac{2\pi}{T} t$, где A — ф-ция x, y, z . Подставляя это выражение в ур-ние (3), получим волновое ур-ние, не содержащее производной по времени (ур-ние Гельмгольца):

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + k^2 W = 0, \quad (5)$$

где $k = 2\pi/\lambda = 2\pi f/c$ — волновое число, т. е. число В. на отрезке 2π см.

Ур-ние (5) допускает решение в виде стоячих В. в замкнутом объёме, удовлетворяющих определённым граничным условиям, только для определённого ряда частот f_1, f_2, \dots , называемых собственными колебаниями.

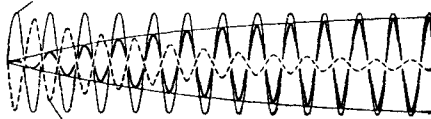
Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твёрдых телах, 3 изд., М., 1960; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., М., 1974 (Берклевский курс физики, т. 3).
Л. М. Бреховских.

ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ — акустические волны большой интенсивности, к-рые при распространении в среде влияют на её свойства, вызывая *нелинейные эффекты*.

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, возникающие в к.-л. системе под воздействием переменной внешней силы (например, колебания пьезоэлектрич. пластинки под действием

переменного электрич. поля или колебания диафрагмы приёмника звука под действием падающей на неё звуковой волны). Характер В. к. определяется как характером внешней силы, так и свойствами самой системы. В начале действия периодич. внешней силы характер колебаний системы изменяется со временем (в частности, колебания её не являются периодическими), и лишь по прошествии некоторого времени в системе устанавливаются периодич. В. к. с периодом, равным периоду внешней силы (установившиеся В. к.). Установление В. к. в колебательной системе происходит тем быстрее, чем больше затухание колебаний в этой системе. Так, в линейных колебательных системах процесс установления В. к. представляет собой результат наложения установившихся В. к. и затухающих собственных колебаний. При включении внешней силы в системе одновременно возникают собственные колебания и В. к., причём амплитуды этих колебаний в начальный момент равны, а фазы противоположны (рис.).

Установившиеся В. к.



Собственные колебания

После постепенного затухания собственных колебаний в системе остаются только установившиеся В. к. Если частота внешней силы не совпадает с частотой собственных колебаний, но близка к ней, то переходный процесс, во время к-рого сосуществуют собственные и В. к., характеризуется периодич. изменением амплитуды, т. н. *биениями*.

Амплитуда В. к. определяется амплитудой действующей силы и затуханием системы. Если затухание мало, то амплитуда В. к. существенно зависит от соотношения между частотой действующей силы и частотой собственных колебаний. При приближении частоты внешней силы к собственной частоте системы амплитуда В. к. резко возрастает — наступает *резонанс*.

Лит.: Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971.



ГАЗОСТРУЙНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ — механические генераторы звуковых и УЗ-вых колебаний, не имеющие движущихся частей, источником энергии к-рых служит кинетическая энергия газовой струи. Г. и. делятся на излучатели низкого давления, наз. свистками, и высокого давления — разного рода мембранные излучатели, Гартмана генератор и его разновидности.

Свистки работают при дозвуковых режимах истечения струи: при работе в воздухе перепады между рабочим давлением и давлением окружающей атмосферы у них не достигают критического значения $1,9 \text{ кгс/см}^2$; у генератора Гартмана и его разновидности перепады давления сверхкритические.

Г. и. наряду с сиренами являются почти единственными мощными источниками акустич. колебаний для газовых сред, в к-рых из-за малого волнового сопротивления излучатели с твёрдой колеблющейся поверхностью практически не применяются. В нек-рых случаях (напр., в УЗ-вых форсунках) газоструйные излучатели используются и для воздействия на жидкость.

Г. и. низкого давления отличаются сравнительно высоким кпд (до 30%), но акустич. мощность их невелика и обычно не превышает нескольких Вт, в связи с чем они используются гл. обр. в контрольно-измерительных устройствах. Для повышения издаваемой мощности применяются батареи идентичных свистков. Однако из-за необходимости синхронизации отдельных излучателей такие системы сложны по конструкции и поэтому менее пригодны для промышленных установок, чем Г. и. высокого давления, несмотря на меньшую экономичность последних. Г. и. высокого давления более компактны и позволяют получать в диапазоне высоких звуковых и низких УЗ-вых частот акустич. мощность до десятков и сотен Вт. При работе в непрерывном режиме излучения Г. и. ис-

пользуются в ряде технологич. устройств: в установках для акустич. коагуляции аэрозолей, в акустич. газовых и мазутных горелках (см. Горение в ультразвуковом поле), в системах ускорения процессов теплообмена в ультразвуковом поле и др. При работе в импульсном режиме, к-рый достигается путём импульсной подачи сжатого газа или периодич. срывом генерации в Г. и. с помощью механич. заслонок, они применяются в устройствах ультразвуковой локации и системах дистанционного управления.

В УЗ-вых технологич. установках, где решающую роль играют большая мощность звука и простота устройства, применяются в основном Г. и. высокого давления. В генераторе Гартмана используется неустойчи-

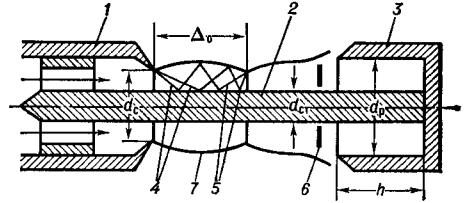


Рис. 1. Схема стержневого газоструйного излучателя: 1 — сопло; 2 — стержень; 3 — резонатор; 4 — волны разрежения; 5 — косые скачки уплотнения; 6 — отсоединённый скачок уплотнения; 7 — граница струи (для наглядности резонатор расположен так, что рабочей является вторая ячейка, хотя работа осуществляется в первой ячейке).

вость сверхзвуковой струи при торможении её твёрдой стенкой. Основной недостаток его — низкий кпд (5—6%) — в значительной мере устранён в стержневых Г. и., работающих по тому же принципу, но отличающихся от «классического» прототипа наличием центрального стержня 2 (или трубки, проходящего по оси системы через сопло 1 и резонатор 3 (рис. 1). Стержень служит для крепления резонатора и одновременно играет важную аэродинамич. роль, изменяя профиль скорости в струе.

Кроме того, наличие твёрдой границы вблизи оси струи приводит к изменению структуры косых скачков уплотнения и разрежения в ячейке (см. *Гартмана генератор*) и к уменьшению её длины, благодаря чему почти при неизменных расходе газа и акустич. мощности повышается частота генерации.

В пределах рабочих перепадов давлений $P_{и} = P_0 - P_a = 1,5 - 4 \text{ кгс/см}^2$ (P_0 и P_a — давления в сопле и в окружающей атмосфере), характерных для работы стержневых газоструйных излучателей, длина первой ячейки Δ_0 в струе, вытекающей из сопла диаметром d_c с центральным стержнем диаметром $d_{ст}$, выражается зависимостью:

$$\Delta_0 = 1,1 (d_c - d_{ст}) \left(1 + 0,8 \frac{d_{ст}}{d_c}\right) \times \sqrt{\frac{P_{и} - 0,9}{P_a}}$$

Стержневые Г. и. работают в широком интервале изменения расстояния l сопло — резонатор ($0,4d_c < l < 1,2d_c$) и глубины h резонатора [$1,2l \leq (l + h) \leq 2,1\Delta_0$]. При этом частота генерации f при $P_{и} = 3 \text{ кгс/см}^2$ определяется по ф-ле:

$$f = \frac{c}{4[h + 0,4l + (d_p - d_{ст})(0,4 - 0,2h/d_c)]} \text{ кГц,}$$

где c — скорость звука в м/с, d_p — диаметр резонатора (все размеры в мм). При давлениях, отличных от 3 кгс/см^2 , для режимов, близких к оптимальной настройке (максимальная излучаемая мощность) и наблюдающихся при $h \approx l$, в ф-лу следует ввести множитель

$$\varphi = 0,78 \sqrt[3]{P_{и} - 0,9}.$$

Максимальная мощность в стержневом Г. и. достигается при $d_p/d_c = 1,6$. При этом существуют две области, равноценные по мощности, но отличающиеся по частоте генерации и по направлению выхода отработанного воздуха. В первой (высокочастотной) области (рис. 2, а), характеризующейся параметрами настройки $l_1 + h_1 = 1,3\Delta_0$, отработанный газ, выходя из резонатора, движется в сторону сопла и обтекает его с наружной стороны, благодаря чему при работе Г. и. в этом режиме можно полностью удалить отработанный газ из озвучиваемого пространства. Во второй облас-

ти генерации (низкочастотной) газ обтекает резонатор (рис. 2, б); этот режим, возникающий при $l_2 + h_2 = 2\Delta_0$, используется, напр., в акустич. газовых горелках, когда Г. и. одновременно играет роль газового сопла, через к-рое подается горючий газ.

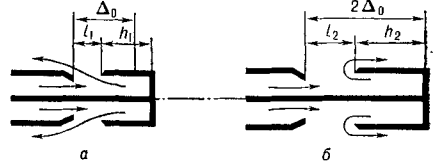


Рис. 2. Схема выброса отработанного газа при работе в высокочастотной области генерации (а) и в низкочастотной (б).

Максимальный кпд стержневых Г. и. приближается к кпд свистков и составляет $18-25\%$.

Стержневые Г. и. можно считать точечными источниками звука, не обладающими направленностью; для создания однонаправленного излучения их помещают в рефлекторы или согласующие рупоры. При этом можно получать интенсивности звука $2-5 \text{ Вт/см}^2$, а с применением эллиптических рефлекторов — до $40-60 \text{ Вт/см}^2$.

Мембранные Г. и. работают на принципе возбуждения колебаний эластичной мембраны. К мембране поджимают цилиндр, сопло с фланцем и продувают через него сжатый газ, возбуждающий колебания мембраны. Для максимального излучения диаметр мембраны должен вдвое превосходить диаметр фланца. Такие Г. и. работают без выброса отработанного воздуха в зону озвучивания, но их мощность и коэффициент полезного действия значительно уступают мощности и кпд других типов Г. и.

Лит.: Источники мощного ультразвука, М., 1967 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 1); Hartmann J., Tundso E., Synchronisation of air-jet generators with an appendix on the stem generator, «Dann. Math. Fys. Medd.», 1951, bd 26, № 10. Ю. А. Борисов.

ГАЛЬТОНА СВИСТОК — газоструйный излучатель звуковых и УЗ-вых волн, работающий при малых скоростях истечения газа. Г. с. представляет собой сопло I (рис. 1) с узкой кольцевой щелью, перед к-рой расположен полный цилиндр. резонатор с острыми клиновидными краями. Газ, выходящий из щели под не-

большим избыточным давлением (обычно не превышающим 0,1 кгс/см²), попадает на острый край резонатора, возбуждая на нём периодич. вихри. Частота f клинового тона определяется скоростью истечения газа v и расстоянием l между соплом и остриём клина:

$$f = 0,466iv/l$$

$$(i = 1, 2, 3, \dots).$$

Одна из гармонич. составляющих

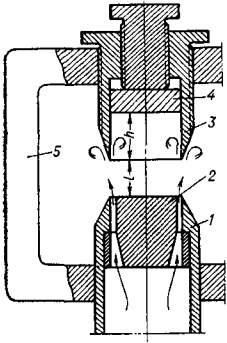


Рис. 1. Схема свистка Гальтона: 1 — сопло; 2 — клапан; 3 — резонатор; 4 — подвижное дно резонатора; 5 — крепежная скоба.

щих (обычно первая) усиливается резонатором и излучается в окружающее пространство в виде акустич. волн. Частота звука, излучаемого Г. с., зависит от глубины h резонатора и положения его по отношению к соплу (параметр l), к-рые регулируются с помощью микрометрич. винтов. Настроенный Г. с. работает на частоте

$$f = c/4(h + s),$$

где c — скорость звука в газе, продуваемом через сопло, s — коэфф., зависящий от давления газа. Для воздуха при изменении избыточного давления от 0,03 до 0,4 кгс/см² s меняется в пределах 7,3—4,7 (s выражается в тех же единицах, что и h). При работе на воздухе акустич. мощность Г. с. на частоте 50 кГц составляет несколько Вт. Значение частоты 50 кГц является практически предельным для Г. с. при продувке воздухом; для повышения частоты излучения либо повышают темп-ру рабочего тела, либо применяют газы с высокой скоростью звука (с водородом, напр., получают частоты до 170 кГц). Как большинство газоструйных излучателей низкого давления, Г. с. имеет сравнительно высокий кпд — 15—25%. Вследствие малой мощности «классические» Г. с. применяются в основном для дистанционного управления механизмами (на расстояниях до 15 м), а также для бесшумной или охранной сигнализации. В современных вариантах Г. с. обеспечена автоматич. подстройка частоты

клинового тона под заданную частоту резонатора, а также в 3 раза увеличена мощность за счёт использования отработанного газа для периодич. отклонения струи путём установки специального рассекателя $З$ (рис. 2).

Для увеличения акустич. мощности применяются также многосвистковые устройства, состоящие из идентичных излучателей, синхронизация к-рых осуществляется с

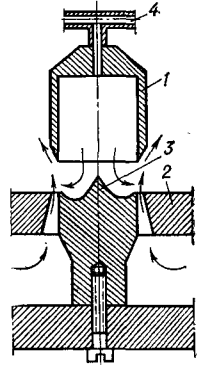


Рис. 2. Модифицированный свисток Гальтона: 1 — резонатор; 2 — сопло; 3 — клапан; 4 — выхлопная трубка для синхронизации.

помощью полуволновых трубок, соединяющих полости резонаторов.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962. Ю. Я. Борисов.

ГАРМОНИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ —

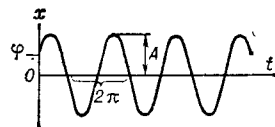
волны, в к-рых все изменения состояния среды происходят по синусоидальному закону. Напр., в звуковой волне по закону синуса меняется *звуковое давление, колебательная скорость частиц* и т. п. (см. *Волны, Гармонические колебания*).

ГАРМОНИЧЕСКИЕ КОЛЕБА-

НИЯ — колебания, при к-рых физическая величина изменяется с течением времени по синусоидальному закону:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi),$$

где x — значение колеблющейся величины в данный момент времени t (для механич. Г. к., напр., x — *колебательное смещение частиц* или *ко-*



лебательная скорость частиц), A — амплитуда колебаний (рис.), ω — круговая частота колебаний, $(\omega t + \varphi)$ — фаза колебаний, φ — начальная фаза колебаний.

Г. к. занимают среди всех разнообразных форм колебаний важное место, т. к., во-первых, на практике очень часто встречаются колебательные процессы, по форме близкие к Г. к., во-вторых, при воздействии Г. к. на линейные колебательные системы с постоянными параметрами в них возникают *вынужденные колебания*, имеющие ту же форму (когда форма внешнего воздействия отличается от Г. к., форма вынужденного колебания системы отличается от формы внешнего воздействия). Иначе говоря, в большинстве случаев Г. к. — единственный тип колебаний, форма которых не искажается при воспроизведении. Особое значение Г. к. определяется тем, что любое негармонич. колебание можно представить в виде *спектра* Г. к.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971.

ГАРТМАНА ГЕНЕРАТОР — газоструйный излучатель высокого давления звуковых и УЗ-вых волн, работа которого основана на использовании автоколебаний, возникающих в сверх-

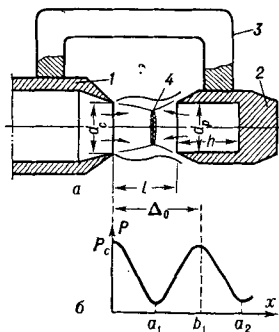


Рис. 1. Генератор Гартмана. а — схема: 1 — сопло, 2 — резонатор, 3 — скоба для крепления резонатора, 4 — отсоединённый скачок уплотнения, P_c — давление на срезе сопла; б — распределение статического давления вдоль оси в свободной струе (без резонатора).

звуковой струе при её торможении резонатором. Г. г. состоит из конич. сопла 1 (рис. 1, а) и расположенного перед ним соосно цилиндрич. резонатора 2. При сверхкритич. перепаде давлений между давлением в сопле P_0 и в окружающей атмосфере P_a струя вне сопла становится сверхзвуковой и приобретает ячеистую струк-

туру. Длина первой ячейки Δ_0 (в к-рой обычно и ведётся работа), определяющая диапазон частот генерации, зависит от диаметра сопла d_c и избыточного давления $P_{и} = P_0 - P_a$:

$$\Delta_0 = 1,12 d_c \sqrt{P_{и} - 0,93}$$

($P_{и}$ — в кгс/см²). При торможении струи резонатором перед ним возникает отсоединённый скачок уплотнения 4, а кинетич. энергия струи в резонаторе переходит в потенциальную энергию сжатого газа. Если резонатор находится в области, где давление в свободной струе повышается (т. н. зона неустойчивости), то процесс опорожнения резонатора становится периодическим. Область неустойчивости начинается на расстоянии a_1 от сопла:

$$a_1 = d_c [1 + 0,041 (P_{и} - 0,93)^2]$$

и конец её определяется длиной Δ_0 (точка b_1 на рис. 1, б). Взаимодействие струй основной и вытекающей из резонатора приводит к тому, что участок струи между скачком уплотнения 4 и дном резонатора становится источником мощных акустич. колебаний. Однако детально механизм образования в струе периодич. ударных волн, излучаемых в окружающее пространство, не выяснен.

Для настройки Г. г. дно резонатора делают подвижным (с целью изменения глубины резонатора h), а сам резонатор — перемещающимся по отношению к соплу. Для «классического» Г. г. характерны следующие соотношения между основными конструктивными размерами: $d_p/d_c = 1$ (d_p — диаметр резонатора), $h = d_c$ и $\Delta_0 > l > 0,66(\Delta_0 - a_1)$. При таких соотношениях частота генерации определяется лишь размерами резонатора и скоростью c звука в газе, продуваемом через сопло:

$$f = \frac{c}{4(h + 0,3d_p)} \text{ Гц.}$$

Для воздуха при частотах свыше 50—60 кГц размеры резонатора становятся очень малыми, а излучаемая мощность не превышает единиц Вт. Поэтому для получения более высоких частот следует использовать газы с высокой скоростью звука (с водородом получены частоты до 180 кГц). Мощность звука, излучаемая Г. г., зави-

сит от расхода газа и для воздуха определяется ф-лой:

$$W_a = 295 d_c^2 \sqrt{P_{II} - 0,93} \text{ Вт,}$$

где d_c — в см. При больших расходах газа (на низких частотах генерации) W_a достигает сотен Вт. Максимальный кпд Г. г. составляет 5—6% (при $P_{II} = 2$ кгс/см²), уменьшаясь с повышением давления; при $P_{II} > 4$ кгс/см² периодическая структу-

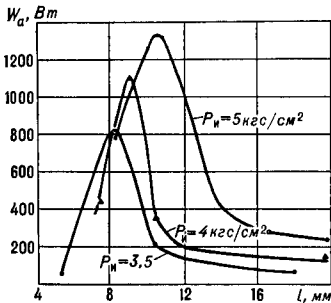


Рис. 2. Зависимость акустической мощности от параметра l и избыточности давления воздуха в генераторе Гартмана с $d_c = 6$ мм при $d_p/d_c = 1,66$.

ра струи нарушается, поэтому работа Г. г. на воздухе возможна в интервале давлений $0,21 < P_a/P_0 < 0,528$. Отдаваемая мощность сильно зависит от параметров настройки, и в частности от l (рис. 2), поэтому формула для W_a справедлива лишь для Г. г. с $d_c = d_p = h$. При увеличении d_p/d_c до 2—3 раза, в связи с чем в современных Г. г. $d_p \geq 1,6 d_c$.

Г. г. обычно работает в рефлекторе, обеспечивающем необходимую направленность излучения; с параболич. рефлектором можно получить плоскую волну, с эллиптическим — сходящуюся, при этом интенсивность звука в фокусе достигает десятков Вт/см². Для согласования излучателя со средой применяются также рупоры. Т. к. мощность одиночных Г. г. на высоких частотах невелика ($W_a \sim f^{-2}$), для получения повышенной мощности применяют батареи идентичных Г. г., работающих на общий рупор и синхронизованных вторичным (обычно тороидальным) резонатором. Для Г. г., работающих на звуковых частотах, используются рупоры экспоненциаль-

ной формы, а на УЗ-вых, где согласование менее существенно и важна лишь определённая направленность излучения, — конические.

Существует много разновидностей Г. г., в том числе с дисковыми и щелевыми соплами для увеличения расхода газа и, следовательно, акустич. мощности; однако последние имеют пониженный кпд (до 1—2%). Г. г. со сверхзвуковым соплом Лавала может работать при более высоких перепадах давления (до 6—7 кгс/см²). На практике наилучшее распространение получили Г. г. с центральным стержнем, расположенным между соплом и резонатором (см. *Газоструйные излучатели*), к-рые обладают повышенным кпд и высокой стабильностью. Г. г. применяются в устройствах для акустич. коагуляции аэрозолей, пеногашения, интенсификации процессов теплообмена в ультразвуковом поле и др.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Источники мощного ультразвука, М., 1967 (Физика и техника мощного ультразвука, кн.1). Ю. Я. Борисов.

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

— упрощённая теория распространения звука, пренебрегающая дифракционными явлениями (см. *Дифракция звука*). Г. а. основана на представлении о звуковых лучах, вдоль каждого из к-рых звуковая энергия распространяется независимо от соседних лучей. В однородной среде звуковые лучи — прямые линии. Г. а. позволяет рассматривать образование звуковых теней позади препятствий, отражение и преломление лучей на границе между средами или на границе между средой и препятствием (см. *Отражение звука, Преломление звука, фокусировку звука акустич. линзами и зеркалами, рефракцию лучей в неоднородных средах, рассеяние звука* в статистически-неоднородных средах с крупномасштабными неоднородностями и т. д. Расчёт звуковых полей при помощи Г. а. даёт удовлетворительную точность только при *длине волны звука, достаточно малой* по сравнению с характерными размерами параметров задачи (как, напр., размерами препятствия, фокусирующей линзы). Г. а. неприменима или даёт значительную погрешность в областях, где вследствие волновой природы звука существенны дифракцион-

ные явления (напр., в переходной области вблизи границы звуковой тени, вблизи мест фокусировки и т. п.), к-рые в Г. а. не учитываются принципиально.

С математической точки зрения Г. а. есть предельный случай волновой теории распространения звука при стремлении длины волны к нулю и в этом отношении аналогична геометрической оптике в теории распространения света.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959. М. А. Исакович.

ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ — устройства, обеспечивающие приём или излучение звука в водной среде и обладающие пространственной избирательностью. Г. а. различаются по конфигурации, т. е. по пространственному распределению колеблющихся элементов — *электроакустических преобразователей* (линейные, поверхностные, в т. ч. плоские, цилиндрич., сферич., конформные — повторяющие обводы носителя, и объёмные); по принципу создания пространственной избирательности (дискретные, непрерывные, фокусирующие, рупорные); по режиму работы (приёмные, излучающие, приёмно-излучающие); по назначению аппаратуры, в к-рую они входят (для шумопеленгования, эхопеленгования, навигации, подводной связи и пр.).

Дискретные Г. а. состоят из отдельных электроакустич. преобразователей. У непрерывных Г. а. колебательная скорость поверхности меняется непрерывно от точки к точке (примером таких Г. а. может служить набор преобразователей, излучающих или принимающих звук через упругий слой — накладку). У фокусирующих Г. а. формирование пространственной избирательности осуществляется посредством отражения звуковой волны — т. н. рефлекторные или зеркальные Г. а. — или её преломления нек-рыми поверхностями или средами — линзовые Г. а. (см. *Рефлекторы акустические, Зеркала, Линзы*). Рупорные Г. а. также имеют в своём составе отражающие поверхности, но в отличие от рефлекторных эти поверхности находятся в непосредственной близости от преобразователя и лишь направляют (канализируют) поток звуковой энергии в определённом направлении, не производя преобразова-

ния фронта волны (сферического в плоский или наоборот).

Пространственная избирательность (или направленность) Г. а. определяется характеристикой *направленности* и коэфф. концентрации. Эффективность Г. а. как преобразователя энергии (электрической в акустическую или наоборот) характеризуется коэфф. полезного действия, полной и удельной излучаемой акустич. мощностью, чувствительностью в режиме излучения или приёма, а также внутренним сопротивлением отдельных преобразователей или Г. а. в целом.

В режиме излучения Г. а. работает совместно с генераторным устройством, в общем случае состоящим из задающего генератора и многоканального усилителя мощности, причём каждый канал подключается к одному или нескольким преобразователям Г. а. В каждом канале имеется устройство, позволяющее регулировать амплитуду и фазу подводимого к преобразователю напряжения и таким образом регулировать колебательную скорость его рабочей поверхности. В режиме приёма напряжения, развиваемые отдельными преобразователями, поступают на вход многоканального усилителя, в каждом канале к-рого также имеется устройство, способное изменять амплитуду и фазу напряжения; выходные сигналы всех каналов суммируются и поступают на индикатор. Т. о., имеется возможность введения, вообще говоря, произвольного амплитудно-фазового распределения напряжений в отдельных каналах до их сложения.

Наличие амплитудно-фазовых распределений позволяет управлять параметрами Г. а., и в первую очередь её характеристикой направленности. Известно, напр., что падение амплитуды к краям Г. а. уменьшает уровень добавочных максимумов и расширяет основной максимум. Уменьшение амплитуды колебательной скорости в центральной части Г. а., наоборот, обостряет основной максимум характеристики направленности, увеличивая добавочные. Среди различных известных фазовых распределений наибольшее распространение получили такие, к-рые обеспечивают синфазное сложение создаваемых отдельными преобразователями звуковых сигналов в нек-ром заданном направлении, т. е.

осуществляют компенсацию разности фаз этих сигналов, возникающую при синфазном излучении. Устройства, обеспечивающие введение такого фазового распределения, наз. компенсаторами, а направление синфазного сложения сигналов — направлением компенсации. В режиме приёма компенсация обеспечивает синфазное сложение напряжений от отдельных преобразователей при падении звуковой волны из заданного направления (обратного направлению компенсации в режиме излучения). Если при излучении или приёме вводится частотно-зависимое фазовое распределение, напр. с помощью временных задерживающих цепей, то эффект компенсации наблюдается в широкой полосе частот, что используется в шумопеленговании и при излучении сложных гидроакустич. сигналов. Обычно направление компенсации совпадает с направлением главного максимума характеристики направленности Г. а., и поэтому, изменяя определённым образом фазовое распределение, можно осуществлять последовательный обзор пространства. В режиме приёма возможен и одновременный обзор пространства путём создания «веера» характеристик направленности, но в этом случае приёмная аппаратура существенно усложняется, т. к. необходимо иметь несколько сумматоров (по числу характеристик направленности в «веере») и напряжение от каждого преобразователя подавать на каждый сумматор со своим фазовым или временным сдвигом. Подобным образом можно формировать и набор характеристик, заполняющий нек-рый заданный сектор пространства.

Управление положением главного максимума характеристики направленности в пространстве можно осуществлять не только посредством изменения фазового распределения, но и путём механич. поворота Г. а. или путём изменения положения компенсированного рабочего участка криволинейной поверхности (напр., круговой, цилиндрической) Г. а.

Форма антенны в нек-рой степени определяет эффективный сектор обзора. Плоская неподвижная антенна наиболее удобна для формирования характеристик направленности, группирующихся вблизи нормали к её поверхности; цилиндрич. антенна

с вертикальной осью симметрии обычно используется для формирования горизонтального «веера» характеристик направленности или нескольких «вееров», расположенных в конич. поверхностях с вертикальной осью симметрии; сферич. антенна может использоваться для формирования пространственного «веера», перекрывающего полный телесный угол.

Кроме амплитудно-фазового распределения и конфигурации Г. а., большое влияние на её параметры оказывают расстояние между центрами соседних преобразователей и их размеры, если они больше половины длины звуковой волны, особенно в случае компенсированной в каком-то направлении Г. а. Характеристика направленности Г. а., состоящей из ненаправленных преобразователей, может иметь несколько максимумов, равных основному.

Лит.: Карлов Л. Б., Шошков Е. Н., Гидроакустика в военном деле, М., 1963; Простаков А. Л., Гидроакустика в иностранных флотах, Л., 1964; Хортон Дж. Уоррен, Основы гидролокации, пер. с англ., Л., 1961; Смаришев М. Д., Направленность гидроакустических антенн, Л., 1973. М. Д. Смаришев.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ — устройства, преобразующие часть энергии турбулентной затопленной струи жидкости в энергию акустич. волн. Работа Г. и. основана на генерировании возмущений в жидкой среде в виде нек-рого поля скоростей и давлений при взаимодействии вытекающей из сопла струи с препятствием определённой формы и размеров либо при принудительном периодич. прерывании струи. Эти возмущения оказывают обратное действие на основание струи у сопла, способствуя установлению автоколебательного режима. Механизм излучения звука возмущениями может быть различным в зависимости от конструкции Г. и., к-рая принципиально отличается от конструкции *газоструйных излучателей* для воздушной среды, хотя Г. и. и называют жидкостными *свистками*.

Наибольшее распространение получили пластинчатые Г. и., состоящие из погружённых в жидкость прямоугольного щелевого сопла (рис. 1) и заострённой в сторону струи пластинки, к-рая крепится в узловых точках (рис. 1,а) либо консольно (рис. 1,б). При натекании на пластинку потока жидкости в ней возбужда-

ются изгибные колебания, основная собственная частота к-рых $f_{пл} = (\alpha t/l^2) \sqrt{E/\rho}$, где α — коэфф. пропорциональности, зависящий от способа крепления пластины, l — её длина, t — толщина, E — модуль упругости, ρ — плотность материала, из к-рого она изготовлена; если все перечисленные величины выражены в единицах системы СГС, то при креплении пластины в двух узлах $\alpha = 2,82$, а консольно $\alpha = 0,162$. Наличие присоединённой массы несколько понижает значение $f_{пл}$. В натекающей струе возникают автоколебания с частотой $f_c = kv/h$, где v — скорость струи, h — расстояние между соплом и пластиной, а k — коэфф. пропорциональности, зависящий от v и h . Для возбуждения интенсивных колебаний необходимо совпадение f_c

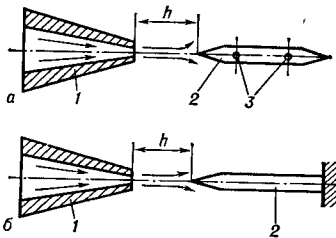


Рис. 1. Схемы пластинчатых гидродинамических излучателей с креплением пластины *a* — в узловых точках, *б* — консольно: 1 — сопло; 2 — пластинка; 3 — точки крепления (узлы колебаний).

и $f_{пл}$. На практике настройка пластины в резонанс с колебаниями струи не представляет особых трудностей и осуществляется регулировкой скорости истечения струи и изменением расстояния между соплом и пластиной. Пластинчатые Г. и. генерируют колебания с частотами $\sim 2-35$ кГц. Излучение акустич. энергии при работе пластинчатых Г. и. осуществляется в основном за счёт колеблющейся пластины в направлении, перпендикулярном её плоскости, с максимумом посредине опор (рис. 1, *a*) либо вблизи свободного конца (рис. 1, *б*).

В другой модификации Г. и. используется кольцевое целевое сопло 1 (рис. 2), образованное двумя конич. поверхностями, а колеблющимся препятствием служит полый цилиндр 2, к-рый разрезан вдоль образующих

так, что создаётся система расположенных по окружности консольных пластин.

Возможен и другой механизм излучения Г. и. — за счёт пульсации

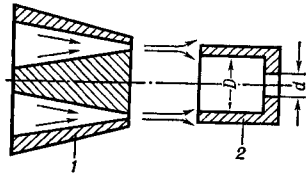


Рис. 2. Схема пластинчатого гидродинамического излучателя с кольцевым соплом 1 и расположенными по окружности консольными пластинами 2.

кавитационной области, образующейся между соплом и препятствием. Основные элементы такого излучателя — конусно-цилиндр, сопло 1 (рис. 3), препятствие — отрагатель 2 и резонансная колебательная система в виде стержней 3, расположенных вдоль образующих цилиндра с осью сопла — отрагатель. Она может быть изготовлена либо в виде набора скреплённых по краям стержней, либо в виде пустотелого цилиндра с профрезерованными вдоль образующих пазами. Отражающие поверхности могут быть выпуклыми, плоскими и вогнутыми. Лучшим в энергетич. отношении является вогнутой отрагатель в виде лунки, обеспечивающий образование кавитационной области, содержащее к-рой с определённой частотой выбрасывается из зоны сопла — отрагатель. Для возбуждения интенсивных колебаний необходимо определённое соотношение между диаметром лунки D на

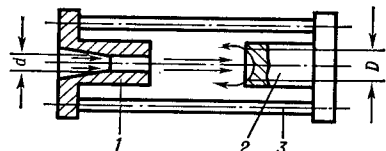


Рис. 3. Схема стержневого гидродинамического излучателя: 1 — сопло; 2 — отрагатель; 3 — резонирующие стержни.

торце отрагателя и диаметром сопла d при определённой форме отражающей поверхности. Пульсации кавитационной области создают переменные поля скоростей и давлений, к-рые возбуж-

дают в стержнях 3 изгибные колебания на их собственной частоте, что даёт вклад в излучение, повышая его интенсивность и монохроматичность. Собственная частота стержней $f_{ст}$ определяется по той же ф-ле, что и $f_{пл}$ (коэфф. α при двустороннем закреплении стержней равен 1,03, а при консольном — 0,7). Г. и. подобной конструкции наз. стержневыми.

Принцип излучения за счёт пульсации кавитационной области возможен в конструкции Г. и., подобной изображённой на рис. 2, если в дне цилиндрич. препятствия имеется отверстие диаметром d . Кавитационная область тороидальной формы образуется между торцами сопла и отражателя (сопла и цилиндра) при соответствующих геометрич. параметрах, описываемых Г. и., и скорости истечения жидкости 20—35 м/с; необходимые для работы напоры равны примерно 2—10 атм. Спектр частот генерируемых колебаний — 0,3—25 кГц.

Возможны Г. и., действие к-рых основано на эффекте Бернулли. Они состоят из кругового сопла 1 (рис. 4)

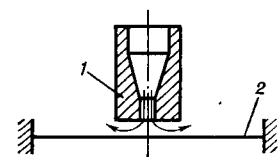


Рис. 4. Схема гидродинамического излучателя, основанного на эффекте Бернулли: 1 — сопло; 2 — излучающая мембрана.

и заземлённой по контуру мембраны 2. Струя, вытекающая из сопла, периодически меняет давление в зоне сопла — мембрана, вызывая колебания мембраны. При этом в жидкости излучаются низкочастотные колебания с основным тоном, соответствующим собственной частоте изгибных колебаний мембраны.

Кроме перечисленных, существуют роторные излучатели, основными рабочими элементами к-рых являются соосно расположенные цилиндры — статор и ротор. Каждый из них на боковых поверхностях снабжён системой прорезей или отверстий. Работа их подобна работе сирен и сводится к периодич. прерыванию струи жидкости, что достигается чередованием прорезей статора и ротора при вращении последнего и приводит к возникновению в рабочей среде пульсаций давления. Частота роторных Г. и.

определяется количеством прорезей и числом оборотов ротора.

Г. и. способны излучать акустич. колебания в широком частотном диапазоне: от 0,3 до 35 кГц с максимальной интенсивностью $\sim 1,5-2,5$ Вт/см². Общими преимуществами Г. и. являются дешевизна получаемой акустич. энергии, простота конструкций и их эксплуатации, а также тот факт, что струя жидкости является в них, с одной стороны, генератором колебаний, с другой — объектом озвучивания. Преимущество пластинчатых Г. и. — возможность работы при относительно низких напорах, начиная примерно с 2 атм; недостатки — частые поломки пластин из-за усталостных напряжений, трудность расположения опор точно в узловых точках, затруднения при генерировании колебаний в вязких средах и средах с твёрдыми примесями. Стержневые Г. и. лишены указанных недостатков, однако они работают при повышенных напорах, начиная примерно с 4 атм. Роторные Г. и. существенно сложнее пластинчатых и стержневых как в конструктивном отношении (необходимость обеспечения высокой соосности ротора и статора, наличие вращающихся элементов и т. д.), так и в эксплуатации, но они имеют наибольшую по сравнению с другими Г. и. производительность.

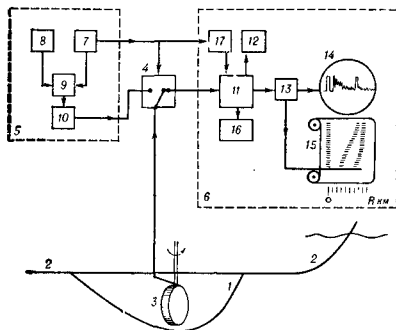
Г. и. применяются для интенсификации различных технологич. процессов, таких, как эмульгирование нерастворимых друг в друге жидкостей (напр., получение высококачественных эмульсий вода — масло, вода — ртуть), диспергирование твёрдых частиц в жидкостях (напр., графита в масле), ускорение процессов кристаллизации в растворах, расщепление молекул полимеров, очистка стальной литья после прокатки и т. д.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Гершгал Д. А., Фридман В. М., Ультразвуковая технологическая аппаратура, 3 изд., М., 1976; Константинов Б. П., Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде, Л., 1974; Агранат Б. А. и др., Ультразвуковая технология, М., 1974. А. Ф. Назаренко.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ
в звуковом поле — см. *Пондеромоторные силы* в звуковом поле.

ГИДРОЛОКАТОР — гидроакустическое устройство, производящее из-

лучение, приём и обработку звуковых сигналов с целью обнаружения, определения координат и характеристик движения отражающего звук объекта, находящегося в водной морской среде. Существуют различные принципы действия Г. (см. *Гидролокация*), но наиболее распространены импульсные Г., производящие излучение *импульса акустического* на фиксированной звуковой или УЗ-вой частоте. Рабочая частота Г. выбирается в зависимости



Блок-схема гидролокатора.

от конкретных требований с учётом того, что эффективность *гидроакустической антенны* повышается на высоких частотах, а затухание звука уменьшается на низких. Упрощённая блок-схема импульсного Г. приведена на рис. В обтекателе 1, прикреплённом к днищу корабля 2, располагается направленная гидроакустич. приёмно-излучающая антенна 3, реле приёма — передачи 4 и поворотное устройство. Обтекатель предохраняет антенну от разрушения потоком и уменьшает шум гидродинамич. происхождения. Поворотное устройство позволяет устанавливать антенну в произвольном положении в горизонтальной плоскости и производить поиск по азимуту; в нек-рых Г. имеется ограниченная возможность производить поиск и в вертикальной плоскости. Реле переключает антенну в режим излучения или приёма, т. е. поочерёдно подключает её к передающему 5 и приёмному 6 трактам с целью предохранения приёмного тракта от перегрузки в момент излучения. Включение реле приёма — передачи управляется блоком формирования импульсов 7. Видеоимпульс от формирова-

теля 7 и непрерывный сигнал звуковой или УЗ-вой частоты от генератора 8 подаются на модулятор 9 и затем на усилитель мощности 10, с выхода которого мощный электрич. импульс поступает на электроакустич. преобразователи антенны 3, работающие в режиме излучения. В режиме приёма отражённые звуковые сигналы, принятые преобразователями 3, усиливаются приёмным усилителем 11 и подаются на блок слухового контроля 12. Если Г. работает в диапазоне УЗ-вых частот, то в блоке слухового контроля производится также преобразование принятых сигналов в диапазон слышимых частот. Одновременно усиленные сигналы в детектора 13 подаются на электроннолучевой индикатор 14 и регистратор 15. В индикаторе используется электроннолучевая трубка с длительным послесвечением и с развёрткой типа А, т. е. с линейной по времени развёрткой по горизонтальной оси и отклонением по вертикали, пропорциональным амплитуде принятого сигнала. В качестве регистрирующего устройства 15 часто используется химич. рекордер дальности, производящий запись сигналов на специальной электрохимич. бумаге, почернение к-рой пропорционально амплитуде принятого сигнала. Горизонтальная шкала рекордера проградуирована в единицах расстояния до цели. При равномерном движении цели отметки на ленте рекордера, соответствующие последовательным отражениям, располагаются на прямолинейной «трассе»; по наклону этой прямой можно определить скорость движения цели.

Определение скорости цели по единичной посылке производится на основе *Доплера эффекта*. Для этого существует дополнительный тракт 16, к-рый представляет собой набор перекрывающихся узкополосных фильтров с шириной полосы $\sim 1/\tau$ (τ — длительность посылки), настроенных на различные частоты. Т. к. вследствие эффекта Доплера отражённый от движущейся цели сигнал имеет частоту $f_c = f_0(1 + \beta)$, где f_0 — частота посылки и β — отношение скорости цели к скорости звука, то, измеряя частоту f_c с помощью гребёнки фильтров, можно определить скорость движения цели. Одновременно такая система является эффективным спосо-

бом подавления специфической для активной гидролокации реверберационной помехи, вызванной *рассеянием звука* на нерегулярностях среды.

Диапазон амплитуды звукового давления входных сигналов Г., входящих с различных расстояний, может быть очень велик (около сотни дБ), а динамич. диапазон индикаторов и регистраторов сравнительно мал (20—30 дБ), поэтому для согласования этих диапазонов имеется блок временной регулировки усиления 17, к-рый постепенно увеличивает коэфф. усиления приёмного усилителя 11 по мере увеличения времени, прошедшего после момента излучения, т. е. по мере увеличения расстояния, к-рое прошёл отражённый сигнал.

Для обзора пространства с помощью описанного выше Г. антенна ориентируется в различных направлениях либо с помощью ручного привода, либо посредством медленного автоматич. её вращения (т. н. режим шагового поиска). Современные усовершенствованные Г. производят одновременный круговой обзор. В таких Г. используется ненаправленное излучение и направленный приём при помощи акустич. антенны с «верной» характеристикой *направленности*. На выходе каждого канала такой антенны имеется детектор с временем интегрирования порядка длительности импульса. Протектированные сигналы с различных направлений поступают на электронный коммутатор, к-рый в течение времени, равного длительности посылки, поочередно снимает значения огибающих. Полученный видеосигнал подаётся на электроннолучевой индикатор со спиральной развёрткой и яркостной модуляцией сигнала. Такой индикатор (индикатор кругового обзора) позволяет определить одновременно и направление на цель, и расстояние до неё.

Б. Ф. Курьянов.

ГИДРОЛОКАЦИЯ — определение положения подводных объектов либо при помощи акустич. сигналов, создаваемых самими объектами (пассивная локация), либо в результате отражения от подводных объектов искусственно созданных звуковых сигналов (активная локация). Под термином «Г.» понимают исключительно акустич. локацию, поскольку звуковые волны являются единственным известным видом волн, распространяющихся

в морской среде без значительного ослабления. Г. имеет большое значение в навигации для обнаружения невидимых подводных препятствий, в рыбном промысле для обнаружения косяков и отдельных крупных рыб, в океанологии как инструмент исследования физич. свойств океана, картографирования морского дна, поиска затонувших судов, для обнаружения подводных лодок, надводных кораблей, льдов и наблюдения за ними.

При п а с с и в н о й локации (шумопеленгации) направление на источник звука определяют шумопеленгатором (пеленг источника), исследуя пространственную структуру *звукового поля*, создаваемого самим источником. Применяют различные методы шумопеленгаций: при максимальном методе пеленгования приёмную *гидроакустическую антенну* с острой направленностью поворачивают до положения, в к-ром принятый сигнал имеет максимальную интенсивность; при фазовом — измеряют разность фаз между сигналами на выходе двух разнесённых в пространстве антенн; при корреляционном — определяют относительную разницу во времени приёма сигналов двумя разнесёнными на определённое расстояние антеннами посредством измерения взаимной корреляции; используют также комбинации этих методов. При пассивной локации расстояние до объекта определяют по двум или нескольким пеленгам, полученным несколькими приёмными системами, разнесёнными на расстояние, сравнимые с расстоянием до лоцируемого объекта (метод триангуляции); так определяется не только положение шумящего объекта, но и траектория его движения. Системы пассивной Г. применяются гл. обр. для гидроакустич. оснащения подводных лодок и надводных кораблей. Пассивная Г. применяется также для обнаружения подводных шумящих объектов с помощью береговых и донных систем *гидрофонов*, данные от к-рых по подводному кабелю передаются на береговые системы обработки, а также с помощью системы гидроакустич. радиобуёв, информация от к-рых принимается по радиоканалу специальными самолётами, курсирующими в районе плавания буёв. Кроме того, пассивное определение направления на шумящий объект является основой

действия акустич. самонаводящихся торпед.

Если источник звука излучает не шумовой сигнал, а короткий импульс акустический, то положение источника можно определить по разностям

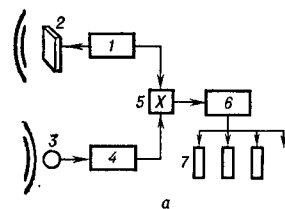


Рис. 1. Блок-схема гидролокатора с частотной модуляцией.

времен прихода импульсов, принятых ненаправленными приёмниками в трёх или более разнесённых по пространству пунктах. Таким способом локализации источников пользуются в береговой системе дальнего обнаружения судов, терпящих бедствие в открытом океане (система СОФАР); источником звукового импульса при этом служит взрыв заряда, погружаемого на глубину оси подводного звукового канала.

Системы активной Г. основаны на использовании звукового эха (рис. 1) и различаются методами временной модуляции посылаемого сигнала и способами обзора пространства. Несущая частота для различных гидролокационных систем может различаться в довольно широких пределах. Для рыбопоисковой аппаратуры, напр., она лежит обычно в диапазоне от 20 до 100 кГц. Для определения дальности объекта в Г. пользуются амплитудной, частотной и шумовой модуляциями сигнала. Чаще всего пользуются амплитудной модуляцией, при к-рой сигнал излучается в виде импульсов. При этом расстояние R до цели находится по времени запаздывания t_c отражённого импульса: $R = ct_c/2$, где c — скорость звука в среде. Разрешающая способность по расстоянию ΔR определяется длительностью посылки τ импульса, т. е. $\Delta R = c\tau/2$. В гидролокаторах с частотной модуляцией (рис. 1, а) излучатель 2, возбуждаемый генератором 1, посылает в воду сигнал, частота к-рого

меняется со временем t по линейному закону $f(t) = f_0 + \gamma t$ (рис. 1, б), где f_0 — начальная частота и γ — скорость изменения частоты (обе величины постоянны). Отражённый сигнал, принятый приёмником 3 с усилителем 4, отличается по частоте от сигнала, излучаемого в данный момент, т. к. принятый сигнал представляет собой задержанную на время t_c копию посланного сигнала (рис. 1, в), а частота излучаемого сигнала за время t_c изменилась согласно приведённой формуле. Для неподвижной цели разность частот постоянна и равна: $f_- = \gamma t_c$ (рис. 1, з). Сигнал разностной частоты f получают, подав напряжение с генератора 1 и усилителя 4 на смеситель 5 и затем на детектор 6. Выделив разностную частоту, определяют расстояние до цели R по ф-ле $R = c f_- / 2\gamma$. Разрешающая способность по расстоянию ΔR определяется шириной полосы Δf фильтра 7 и равна: $\Delta R = c \Delta f / 2\gamma$.

Аналогична схема действия гидролокатора с шумовым излучением и корреляционной обработкой сигнала (рис. 2). Напряжение с генератора шумового сигнала 1 подаётся на излучатель 2. Принятый приёмником 3 и усиленный шумовой сигнал поступает на коррелятор 6—7 вместе с задержанным во времени при помощи линии задержки 5 прямым сигналом, питающим излучатель. Если время задержки совпадает с временем запаз-

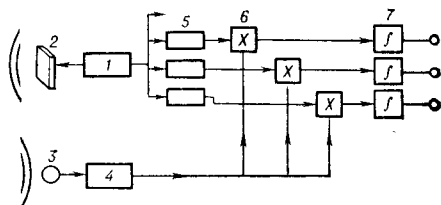


Рис. 2. Блок-схема гидролокатора с корреляционной обработкой сигнала.

дывания отражённого сигнала t_c , то корреляция будет максимальной. Имея набор корреляторов с различными временами задержек, можно по каналу с максимальной корреляцией определить время запаздывания t_c и расстояние до цели $R = ct_c/2$. Разрешаю-

щая способность шумового корреляционного гидролокатора определяется шириной полосы ΔF излучаемого шума и равна: $\Delta R = c/2\Delta F$. Наряду с разрешающей способностью по расстоянию, основной характеристикой гидролокаторов является дальность обнаружения, к-рая зависит от мощности излучаемого звука, от уровня акустич. помех и от условий распространения звука в водной среде. Дальность обнаружения обычно определяют по величине т. н. порогового сигнала, т. е. сигнала минимального интенсивности, ещё различаемого на фоне помех. Если помеха и сигнал независимы, то пороговый сигнал определяется отношением полной энергии полезного сигнала к мощности помехи в данном частотном интервале. Т. о., дальность обнаружения для систем с различными видами модуляции будет одинаковой, если одинакова их полная энергия излучения. Однако перераспределение энергии во времени для систем с непрерывным излучением обладает тем преимуществом, что позволяет излучать сигнал малой мощности, т. е. не достигать порога кавитации. Если основная помеха — хаотические отражения сигнала от неоднородностей среды (т. н. реверберационная помеха), то пороговый сигнал не зависит от мощности излучаемого сигнала, а определяется исключительно шириной полосы его частот; в этом случае более эффективны системы с частотной модуляцией сигнала и с шумовой посылкой.

На дальность обнаружения наряду с помехами оказывает влияние рефракция (см. *Преломление звука*), имеющая место в сложных гидрологич. условиях. Современные гидролокаторы способны обнаруживать большие отражающие объекты в среднем на расстояниях нескольких км.

Лит.: Сташкевич А. П., Акустика моря, Л., 1966; Тюрин А. М., Сташкевич А. П., Таранов Э. С., Основы гидроакустики, Л., 1966; Бенжамин Р., Анализ радио- и гидролокаторных сигналов, пер. с англ., М., 1969.

Б. Ф. Курьянов.

ГИДРОФОН — подводный *электроакустический преобразователь* для приёма акустич. сигналов и шумов. Раньше в технической литературе Г. иногда наз. также гидроакустич. шумогенератор, в состав к-рого входит

многоэлементная приёмная *гидроакустическая антенна* и система электронных трактов, осуществляющих обработку акустич. информации. В последнее время понятие «Г.» используется только для обозначения отдельного гидроакустич. приёмника, к-рый, в частности, может быть конструктивно и функционально объединён с простейшими электронными устройствами — предварительными усилителями, модуляторами и т. д. Наиболее часто Г. наз. акустич. приёмники, используемые в гидроакустич. измерениях.

В зависимости от назначения и условий работы Г. имеют разнообразные конструкции. Чувствительным элементом Г. обычно служит *пьезоэлектрический преобразователь* или *магнитострикционный преобразователь*. Его размер выбирают исходя из требования, чтобы основная частота резонанса механич. системы была выше диапазона рабочих частот; это позволяет уменьшить неравномерность частотной характеристики и искажения диаграмм направленности в этом диапазоне. Чувствительные элементы могут иметь форму стержней, цилиндров, пластин, иногда сфер, выполненных из *пьезоэлектрических материалов*, в частности из *пьезокерамики*, и реже — из *магнитострикционных материалов*. Принимаются специальные меры по обеспечению герметичности и прочности, особенно при работе Г. в условиях, когда действуют большие гидростатич. давления. Чувствительный элемент с электронными блоками помещается в металлич. оболочку, применяются жидкостные компенсаторы гидростатич. давления, специальные резины, покрытия и смолы для защиты чувствительных элементов, непосредственно контактирующих с водой, и кабельных вводов.

Г., как и всякий приёмник звука, характеризуется: чувствительностью холостого хода $\gamma_{xx} = \epsilon_{xx}/p$ (В/Па), где ϵ_{xx} — эдс холостого хода чувствительного элемента, а p — действующее на него звуковое давление; удельной чувствительностью $\gamma_{уд} = \gamma_{xx}/\sqrt{|Z_{вн}|}$ (В/Па · Ом^{1/2}), определяющей пороговое, т. е. минимальное, звуковое давление, к-рое Г. может зарегистрировать при заданном превышении уровня сигнала над уровнем собственных электр. шумов при опти-

мальном согласовании со входом усилителя или индикатора ($Z_{\text{вн}}$ — собственный электрич. импеданс чувствительного элемента Г.); неравномерностью частотной характеристики, измеряемой обычно в децибелах; характеристикой *направленности*, к-рая в случае работы Г. в составе многоэлементной антенны влияет на направленность антенны в целом.

К измерительным Г. предъявляются специальные требования, чтобы гарантировать точность гидроакустич. измерений. Напр., для Г., используемых в качестве эталонных измерительных приборов, необходима большая чувствительность $\gamma_{\text{хх}}$ (100 мкВ/Па), стабильность $\gamma_{\text{хх}}$ при изменении температуры и гидростатич. давления ($< \pm 1$ дБ) и малая зависимость чувствительности от частоты и направления прихода звука, а также постоянство параметров во времени. Поэтому чувствительные элементы таких Г. обычно изготавливают в виде полых сфер (рис.) из эффективных и достаточно стабильных пьезокерамич. материалов. При малых размерах чувствительного элемен-

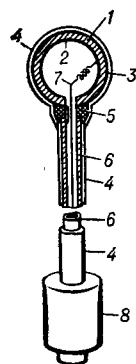


Схема измерительного гидрофона: 1 — чувствительный пьезоэлектрический элемент; 2 — внутренний электрод; 4 — тонкое резиновое покрытие для изоляции внешнего электрода 3 от водной среды; 5 — резиновый виброизолирующий элемент; 6 — полный металлический стержень, внутри которого проходит провод 7 от внутреннего электрода; 8 — корпус усилителя.

та (диаметром в несколько мм) и соответственно высоких частотах механич. резонанса Г. подобного типа может использоваться в диапазоне частот от десятков Гц до сотен кГц и без существенных искажений преобразовывать в электрич. сигналы достаточно сложные акустич. процессы. Иногда, чтобы повысить чувствительность в области низких частот, пользуются элементами относительно больших размеров (сферич. или цилиндрич. пьезоэлементы диаметром до 100 мм). В этом случае при измерениях используется набор («ряд») Г. с различными по размерам пьезоэлементами, каждый из к-рых предназна-

чен для измерений внутри определённого участка частотного диапазона.

Лит.: Боббер Р. Дж., Гидроакустические измерения, пер. с англ., М., 1974; А наньева А. А., Керамические приемники звука, М., 1963; К люкин И. И., Колесников А. Е., Акустические измерения в судостроении, Л., 1966.
Р. Е. Пасынков.

ГИПЕРЗВУК — упругие волны с частотой от 10^9 до 10^{12} — 10^{13} Гц; высокочастотная часть спектра упругих волн. По физич. природе Г. ничем не отличается от *ультразвука*, частоты к-рого простираются от $2 \cdot 10^4$ до 10^9 Гц. Однако благодаря более высоким частотам и, следовательно, меньшим, чем в области УЗ, длинам волн значительно более существенными становятся взаимодействия Г. со средой, с её квазичастицами — электронами, фотонами, фононами, магнонами и др.

Область частот Г. соответствует частотам электромагнитных волн дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов (т. н. сверхвысоким частотам — СВЧ). Частоте 10^9 Гц в воздухе при нормальном атмосферном давлении и комнатной температуре соответствует длина волны Г. $3,4 \cdot 10^{-5}$ см, т. е. одного порядка с длиной свободного пробега молекул в воздухе при этих условиях. Упругие волны могут распространяться в среде только при условии, что их длины заметно больше длины свободного пробега в газах или больше межатомных расстояний в жидкостях и твёрдых телах. Поэтому в газах (и, в частности, в воздухе) при нормальном атмосферном давлении гиперзвуковые волны не распространяются. В жидкостях затухание Г. очень велико и дальность распространения мала. Сравнительно хорошими проводниками Г. являются твёрдые тела в виде монокристаллов, но гл. обр. при низких темп-рах. Так, напр., даже в монокристалле кварца, отличающемся малым затуханием упругих волн, продольная гиперзвуковая волна с частотой $1,5 \cdot 10^9$ Гц, распространяющаяся вдоль оси X кристалла при комнатной темп-ре, ослабляется по амплитуде в 2 раза на расстоянии всего в 1 см. В монокристаллах сапфира, ниобата лития, железо-иттриевого граната затухание Г. значительно меньше, чем в кварце.

Наряду с искусственно возбуждаемым Г. существует Г. теплового про-

исхождения. Тепловое движение твёрдого кристаллич. тела можно представить как непрерывные и беспорядочные колебания атомов или ионов, составляющих кристаллич. решётку, около своего положения равновесия. Такие колебания, согласно Дебаю, можно рассматривать как совокупность продольных и поперечных плоских упругих волн самых различных частот — от самых низких собственных частот упругих колебаний данного тела до частот 10^{12} — 10^{13} Гц (далее спектр упругих волн обрывается), распространяющихся по всевозможным направлениям (см. *Колебания кристаллической решётки*). Эти волны наз. также дебаевскими и волнами, или тепловыми *фононами*. Тепловые фононы имеют широкий спектр частот, тогда как искусственно получаемый Г. может иметь к. н. одну определённую частоту. Поэтому искусственно генерируемый Г. можно представлять как поток когерентных фононов. В жидкостях тепловое движение имеет характер, близкий к характеру теплового движения в твёрдых телах, поэтому в жидкостях, как и в твёрдых телах, тепловое движение непрерывно генерирует гиперзвуковые волны.

До того как стало возможным получать Г. искусственным путём, изучение гиперзвуковых волн и их распространение в жидкостях и твёрдых телах проводилось гл. обр. оптич. методом, основанным на исследовании рассеяния света на Г. теплового происхождения. При этом было обнаружено, что рассеяние в оптически прозрачной среде происходит с образованием нескольких спектральных линий, смещённых относительно частоты падающего света на частоту Г. (т. н. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Исследования Г. в ряде жидкостей привели к открытию в них зависимости скорости распространения Г. от частоты (см. *Дисперсия скорости звука*) и аномального поглощения звука на этих частотах. Изучение Г. теплового происхождения рентгеновскими методами показало, что тепловые колебания атомов в кристалле приводят к диффузному рассеянию рентгеновских лучей, размазыванию пятен, обусловленных взаимодействием рентгеновских лучей с атомами, и к появлению фона. По диффузному рассея-

нию оказывается возможным сделать ряд важных заключений о спектре гиперзвуковых волн и определить модули упругости твёрдых тел.

Современные методы излучения и приёма Г., так же как и УЗ, гл. обр. основываются на использовании явлений *пьезоэлектричества* и *магнитострикции*. При возбуждении Г. с помощью резонансных *электроакустических преобразователей*, применяемых в УЗ-вом диапазоне частот, размеры этих преобразователей должны быть очень малы, ввиду малости длины волны Г. Их получают, напр., путём вакуумного напыления плёнок из *пьезоэлектрических материалов* (гл. обр. из пьезополупроводников CdS, ZnS, ZnO и др.) на торец звукопровода в виде монокристаллич. стержня из сапфира, рубина, кварца, алюминитриевого граната и др. Это — т. н. *плёночные преобразователи*. Применяют плёнки и из *магнитострикционных материалов*, напр. из никеля или пермаллоя. Используется также метод возбуждения Г. с поверхности диэлектрич. пьезоэлектрич. кристалла, отличающийся от методов, применяемых на УЗ-вых частотах. Кристалл помещается торцом в СВЧ электрич. поле (в большинстве случаев — в объёмный резонатор), и вследствие граничного скачка диэлектрич. проницаемости на его поверхности появляются заряды, меняющиеся с частотой поля и сопровождающиеся переменной пьезоэлектрич. деформацией. Эта деформация распространяется затем в виде продольной или сдвиговой упругой волны (тип волны зависит от направления напряжённости поля относительно поверхности кристалла). Аналогично возбуждается Г. с поверхности магнитострикционных кристаллов, только в этом случае торец кристалла помещается в СВЧ магнитное поле и для получения той же частоты упругой волны, что и частота поля, требуется дополнительное постоянное магнитное поле. Основные трудности методов генерации и приёма Г. состоят в малой эффективности преобразования электромагнитной энергии в акустическую.

При распространении Г. в кристаллах диэлектриков, не содержащих свободных носителей зарядов, *затухание звука* происходит в результате его взаимодействия с тепловыми фононами. Характер этого взаимодейст-

вия, а следовательно, и характер затухания зависят от частоты распространяющихся волн. Если частота невелика (область УЗ и Г. низких частот), то состояние среды при прохождении упругой волны меняется так медленно, что тепловая волна затухает прежде, чем успевает провзаимодействовать с упругой волной. Поэтому в этом случае только нарушается равновесное распределение тепловых фононов, к-рое затем восстанавливается благодаря случайным неупругим столкновениям их между собой: в результате происходит потеря энергии волны. Т. о., поглощение звука зависит от частоты столкновений между тепловыми и когерентными фононами. В случае высоких гиперзвуковых частот происходит непосредственное *нелинейное взаимодействие* Г., искусственно получаемого, и Г. теплового происхождения; когерентные фононы неупругим образом сталкиваются с тепловыми фононами и передают им свою энергию, к-рая идёт на возбуждение тепловых фононов и, в конечном счёте, превращается в тепло. При охлаждении кристалла в столкновениях будет участвовать всё меньшее число тепловых фононов, т. к. с понижением темп-ры тепловые фононы «вымораживаются», их становится меньше. Соответственно этому затухание УЗ и Г. при понижении темп-ры существенно уменьшается.

При распространении Г. в кристаллах полупроводников и металлах, где имеются электроны проводимости, кроме взаимодействия Г. с тепловыми фононами, имеет место взаимодействие Г. с электронами (см. *Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости*). Взаимодействие между когерентными фононами и электронами становится существенным в области УЗ-вых и особенно в области гиперзвуковых частот в полупроводниках, обладающих пьезоэлектрич. свойствами (напр., в кристалле CdS, в к-ром взаимодействие между фононами и электронами проводимости очень сильно). Если к кристаллу приложить постоянное электрич. поле, величина к-рого такова, что скорость электронов будет немного больше скорости упругой волны, то электроны будут обгонять УЗ-вую волну, отдавая ей энергию и усиливая её, т. е. будет происходить *усиление ультразвука*. Если же ско-

рость когерентных фононов больше скорости электрона, то фононы отдают свой импульс электронам, создавая постоянную эдс в разомкнутом кристалле или постоянный электрич. ток в короткозамкнутом кристалле, т. е. имеет место *акустоэлектрический эффект*. В этом случае взаимодействие когерентных фононов и электронов приводит к сильному затуханию Г.

В металле, где имеется большое количество электронов проводимости, взаимодействие их с гиперзвуковой волной также может возникнуть за счёт возникновения локальных (местных) электрич. полей при колебаниях ионов решётки. Так, напр., при прохождении продольной УЗ-вой волны цепочки положительно заряженных ионов сжимаются и растягиваются. При этом меняется плотность отрицательно заряженных электронов и их энергия. После отклонения энергии электронов от её среднего значения это значение восстанавливается, но не сразу, а в течение нек-рого времени — времени релаксации. Происходящий здесь релаксационный процесс в определённой степени аналогичен релаксационному процессу, к-рый происходит при распространении УЗ-вой волны в диэлектрике (см. *Релаксация*), а энергия упругих волн также переходит в тепло. Затухание упругих волн в металлах оказывается пропорциональным частоте, поэтому этот эффект сильно сказывается в области Г. Электронный характер затухания упругих волн в металлах проявляется, в частности, в том, что коэфф. затухания в сильной степени зависит от внешнего магнитного поля. Изучение затухания Г. в металлах, обусловленного электронами проводимости, позволяет получить важные характеристики металлов (время релаксации, поверхность Ферми, «энергетич. щель» в сверхпроводниках и др.).

Рассматривая взаимодействие Г. с электронами, следует учитывать, что электрон, кроме массы и заряда, обладает ещё собственным механич. моментом (*спином*) и связанным с ним магнитным моментом, а также орбитальным магнитным моментом. Между орбитальным магнитным моментом и спином имеет место спин-орбитальное взаимодействие: если меняется наклон орбиты, несколько меняется и направ-

ление спина. Прохождение Г. подходящей частоты и поляризации может вызывать изменение магнитного состояния атомов. Так, Г. частотой $\sim 10^{10}$ Гц, распространяясь в кристаллах парамагнетиков, помещённых в магнитное поле напряжённостью ~ 1000 Э, может вызвать переход атома с одного магнитного уровня на другой, сообщая ему определённую энергию. При этом происходит избирательное поглощение Г. на частотах, к-рые соответствуют возможным переходам. Это явление называется *акустическим парамагнитным резонансом* (АПР), оно аналогично электронному парамагнитному резонансу (ЭПР). При помощи АПР оказывается возможным изучать переходы между такими уровнями атомов в парамагнетиках, к-рые являются запрещёнными для ЭПР. Используя взаимодействие когерентных фононов со спин-орбитальной системой, можно в парамагнитных кристаллах при низких температурах усиливать и генерировать гиперзвуковые волны, пользуясь тем же принципом, на к-ром работают квантовые генераторы.

В магнитоупорядоченных кристаллах (напр., *ферромагнетиках, ферритах*) наличие спина, орбитального момента и обменного взаимодействия приводит к тому, что, помимо рассмотренных выше проявлений взаимодействия Г. с веществом, появляется ряд других явлений, где играют роль магнитоупругие взаимодействия. Так, распространение гиперзвуковой волны вызывает появление *спиновой волны*, и, наоборот, спиновая волна вызывает появление гиперзвуковой волны. Т. о., один тип волн порождает другой, поэтому в общем случае в таких кристаллах распространяются не чисто спиновые и упругие волны, а связанные *магнитоупругие волны*. Изучение *спин-фононных взаимодействий* представляет существенный интерес для исследования спин-решёточной релаксации в магнитоупорядоченных кристаллах. В случае спиновых волн большой, или, как говорят, конечной, амплитуды, возникают *нелинейные эффекты*.

Взаимодействие Г. со светом проявляется, как упоминалось выше, в рассеянии света на Г. теплового происхождения, но эффективность этого взаимодействия очень мала. Использо-

взуя газовые лазеры, к-рые обладают большой интенсивностью узкой спектральной компоненты света, удаётся существенно повысить эту эффективность для искусственно получаемого Г. и широко развить оптико-акустич. исследования в области Г. Применяя мощный источник света (напр., гигантский импульс рубинового лазера), можно получить заметное усиление упругой волны падающим светом; при этом происходит перекачка энергии от возбуждающего света гиперзвуковым волнам. В результате можно генерировать интенсивную гиперзвуковую волну в кристалле мощностью в несколько десятков кВт. В свою очередь, усиленная упругая волна будет в большей степени рассеивать падающий свет, так что при определённых условиях интенсивность рассеянного света может быть одного порядка с падающим (вынужденное Мандельштама — Бриллюэна рассеяние). Возникающие при распространении Г. периодич. изменения показателя преломления среды вызывают дифракцию проходящего света (см. *Дифракция света на ультразвуке*), к-рая широко используется в акустике для управления параметрами светового сигнала (см. *Акустооптика*).

Т. о., свойства Г. позволяют использовать его как инструмент исследования состояния вещества. Особенно велико его значение для изучения физики твёрдого тела. В области технич. применений играет существенную роль использование Г. для акустич. *линей задержки* в области СВЧ, а также для создания ряда других устройств *акустоэлектроники* и акустооптики.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—1974; Такер Дж., Рэмплтон В., Гиперзвук в физике твёрдого тела, М., 1975; Магнитная квантовая акустика, М., 1977. В. А. Красильников.

ГОЛОГРАФИЯ акустическая — интерференционный способ получения изображения предметов с помощью акустич. волн. По сравнению с другими известными способами получения звуковых изображений (напр., с помощью *звуковизора*) акустич. Г. не требует применения специальных устройств для *фокусировки звука* — акустич. линз, зонных пластинок и т. п., даёт принципиальную возможность получать объёмные изображения предметов и, главное, более

полно использовать информацию о рассеянном предметом звуковом поле. Методы Г. применяются также для решения других задач акустики, где требуется детальное изучение амплитудно-фазовой структуры отражённого или рассеянного звукового поля, в частности при исследовании дифракции волн на различных телах, в т. ч. акустически прозрачных, в задачах формирования характеристик направленности акустич. антенн и при пространственно-временной обработке акустич. сигналов и полей.

Основной принцип получения акустич. голографич. изображений аналогичен оптич. Г.: сначала регистрируется картина, полученная в результате интерференции двух звуковых волн — рассеянной предметом и опорной, а затем по полученной записи — акустической голограмме — восстанавливается либо исходное изображение предмета, либо структура рассеянного этим предметом поля на некотором расстоянии от него. В акустич. Г., особенно использующей УЗ-вой диапазон частот, восстановление исходного поля по акустич. голограмме обычно производится с помощью когерентного света подобно тому, как восстанавливается оптич. голограмма. С появлением быстродействующих ЭВМ и развитием алгоритмов быстрого преобразования Фурье стало возможным осуществлять цифровое восстановление акустич. голограмм, особенно на низких и звуковых частотах. Для того чтобы оптически восстановить голограмму, её надо сделать видимой. С этой целью применяются различные способы визуализации звуковых полей. Оптич. изображение акустич. голограммы может быть зафиксировано на фотоплёнке и затем восстановлено в когерентном свете.

Физические принципы акустической голографии. При облучении плоской волной точечный объект, согласно принципу Гюйенса — Френеля, рассеивает сферич. волну u_s (рис. 1). Если одновременно послать другую, опорную волну u_0 , когерентную первой, то в плоскости P , поставленной на пути этих волн, будет иметь место интерференционная картина. Располагая в плоскости P акустич. пространственный квадратичный детектор, реагирующий на звуковое давление изменением оптич. прозрачности, получим

распределение оптич. прозрачности на плоскости детектора в соответствии с ф-лой:

$$u^2 = u_s^2 + u_0^2 + 2u_s u_0 \cos(\varphi_s - \varphi_0),$$

где u_s , u_0 — амплитуды, а φ_s , φ_0 — фазы предметной и опорной волн соответственно. Т. о., прозрачность в разных местах пространственного детектора будет переменной: на нём будут видны чередующиеся тёмные и светлые полосы. Зарегистрированная картина наз. акустической голограммой. Интерференционная картина плоской и сферич. волн (рис. 1) имеет вид концентрич. окружностей, причём разность фаз для двух соседних окружностей равна 2π . Это т. н. зонная решётка, или зонная линза Френеля; в акустике её иногда наз. пластинкой Сорэ.

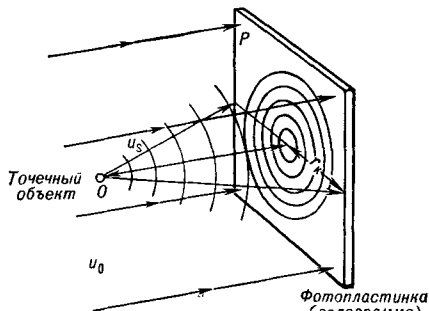


Рис. 1. Схема образования акустической голограммы точечного источника при плоской опорной волне.

Для восстановления голограмму освещают плоской волной от источника когерентного света; при этом её можно рассматривать как обычную дифракционную решётку (рис. 2). Если прозрачность решётки изменяется по синусоидальному закону, то волны порядка выше 1-го отсутствуют. Углы, под к-рыми распространяются волны ± 1 -го порядка, увеличиваются при переходе от центра данной решётки к её краям. Все лучи $+1$ -го порядка пересекаются в одной точке, а все лучи -1 -го порядка исходят из одной точки, т. е. лучи первых порядков образуют две сферич. волны — сходящуюся и расходящуюся. Точка, из к-рой расходится волна, и точка, в к-рой она сходится, расположены симметрично по обе стороны голограм-

мы, образуя мнимое и действительное изображения источника.

Голограмма протяжённого предмета представляет собой совокупность многих точек, поэтому каждая из них, являясь источником сферич. волны, при интерференции с опорной волной

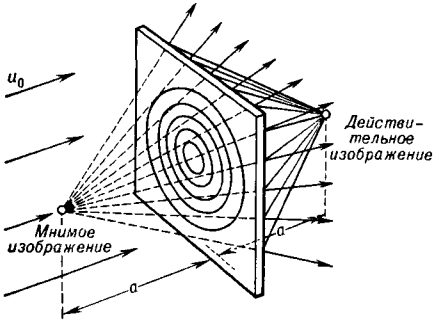


Рис. 2. Схема восстановления голографического изображения точечного объекта.

(плоской) создаёт свою зонную линзу Френеля на пространственном детекторе. Восстановленные изображения этих точечных источников образуют изображение протяжённого предмета. Чем ближе точка предмета к плоскости регистрации, тем чаще чередуются кольца её зонной решётки, и, наоборот, более удалённая точка создаёт более редкую структуру колец. Именно поэтому плоская голограмма при восстановлении передаёт глубину предмета и позволяет получать объёмные изображения.

Различные методы получения и восстановления акустических голограмм. В оптич. Г. фотопластинка является пространственным оптич. детектором с практически неограниченными волновыми размерами и громадным числом отдельных приёмников — зёрен фотоэмульсии, к-рые являются, кроме того, устройством долговременной памяти. В акустике отдельные функции фотопластинки выполняют различные устройства, прежде всего — распределённая система *электроакустических преобразователей* — приёмников звука: микрофоны, гидрофоны и пр. В области высокочастотного УЗ существуют другие способы регистрации. Используются также устройства формирования голограммы и преобразования акустич. голограммы в оптическую, к-рая затем восстанавли-

вается в когерентном световом потоке лазера.

При использовании системы линейных преобразователей, позволяющих передать фазу сигнала, можно отказаться от акустич. опорного сигнала и заменить его электрическим. Интерференция в этом случае осуществляется суммированием принятых каждым из приёмников сигналов с опорным электрическим. Используется также перемножение принятого и опорного сигнала с последующим интегрированием по времени — т. н. корреляционный способ записи акустич. голограмм.

Для преобразования акустич. или электр. голограммы, зафиксированной системой приёмников звука, в оптическую можно применить любой способ модуляции светового потока, напр. соединить выходы каналов каждого приёмника с лампочками и сфотографировать полученную картину. При таком способе число отдельных акустич. приёмников-преобразователей должно быть очень велико — до десятков и сотен тысяч.

В случае, когда не требуется быстроедействие, систему приёмников можно заменить одним приёмником, сканирующим звуковое поле в заданной плоскости P (рис. 3), к-рый переме-

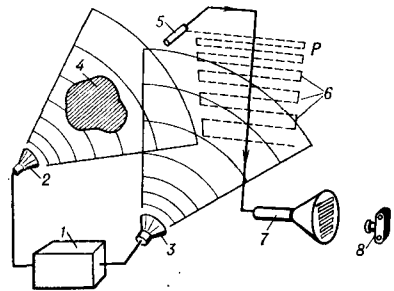


Рис. 3. Схема получения акустической голограммы механическим сканированием поля одиночным приёмником: 1 — задающий генератор; 2 и 3 — излучатели звука; 4 — предмет; 5 — сканирующий приёмник звука; 6 — плоскость сканирования; 7 — электроннолучевая трубка; 8 — фоторегистратор.

щается в плоскости сначала по горизонтали, затем смещается на заданную величину по вертикали и снова перемещается по горизонтали, но в обратную сторону. С приёмника звука 5 сигнал после необходимой обра-

ботки поступает на модулятор яркости луча электроннолучевой трубки 7. Пятно луча перемещается по экрану синхронно с движением сканирующего приёмника, и на экране последовательно высвечивается акустич. голограмма. На этом этапе происходит первое масштабное преобразование,

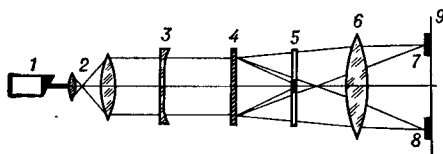


Рис. 4. Оптическая схема восстановления акустических голограмм: 1 — лазер; 2 — коллиматор; 3 — слабая отрицательная линза; 4 — акустическая голограмма; 5 — пространственный фильтр; 6 — сферическая линза (объектив); 7 и 8 — восстановленные изображения; 9 — плоскость регистрации.

т. е. входная акустич. апертура, равная площади сканирования, превращается в изображение на электроннолучевой трубке обычно с коэфф. уменьшения $\sim 200-500$. С экраном трубки совмещён фоторегистратор 8, в плоскости изображения к-рого установлена фотопластинка. При этом происходит дополнительное уменьшение голограммы с коэфф. $\sim 5-10$. После того как приёмник просканирует всю заданную площадь, затвор фоторегистратора закрывается, и далее пластинка обрабатывается обычным образом.

Полученную голограмму восстанавливают с помощью оптич. установки (рис. 4), состоящей из источника когерентного света 1 — лазера, обычно работающего в непрерывном режиме генерации, коллиматора 2, создающего параллельный пучок света (плоская восстанавливающая волна), плоскости голограммы 4, линзы или объектива 6 для увеличения восстановленного изображения и плоскости регистрации 9. Способ сканирования одиночным приёмником требует достаточного времени для съёма голограммы (5—10 минут), но благодаря простоте он широко применяется в лабораторных голографических исследованиях и в системах УЗ-вой дефектоскопии.

Вместо одиночного приёмника можно использовать механич. перемещенные линейной протяжённой антенны.

При этом время съёма информации по одной координате может быть сделано очень малым путём применения электронного опроса приёмников антенны, а по второй — занимать не более нескольких десятков секунд. Этот способ аналогичен сканированию одним приёмником, однако число электронных каналов при параллельной обработке равно числу приёмников в антенне и составляет обычно 100—300. Если длина сканирования равна длине антенны, то эквивалентное число приёмников равно $10^4-9 \cdot 10^4$. Такой способ получения акустич. голограмм применяется для решения целого ряда практич. задач в гидроакустике.

В голографич. устройствах с линейными антеннами для облучения предмета иногда используется импульсное излучение. Это позволяет отказаться от механич. перемещения антенны и формировать акустич. голограммы в режиме, к-рый наз. «азимут — дальность», голограмма в этом случае строится не в плоскостных координатах x и y , а в координатах угол — время.

Наибольшее быстродействие дают способы регистрации акустич. голограмм, основанных на применении приёмной антенны, выполненной в виде двумерной матрицы приёмников (рис. 5); при этом сигналы опраши-

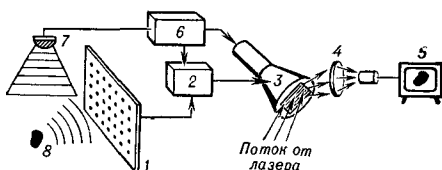


Рис. 5. Схема голографического устройства с матричной двумерной антенной: 1 — антенна; 2 — устройство параллельного формирования голограмм; 3 — устройство отображения голограммы на трубке с мишенью из электрооптического кристалла; 4 — оптическая система восстановления изображения; 5 — индикатор; 6 — задающий генератор; 7 — излучатель; 8 — предмет.

ваются и обрабатываются электронным способом. Такие устройства позволяют получать изображения предметов в масштабе реального времени. Для записи акустич. голограмм в них применяется не фотоплёнка, а специальные носители, не требующие никакой дополнительной обработки (термо-

пластики, электрооптич. кристаллы, жидкие кристаллы, оптич. керамика и т. п.). Напр., при записи голограммы на электроннолучевой трубке, мишень к-рой выполнена из прозрачного для света электрооптич. кристалла типа ДКДП, электронный луч изменяет локальный коэфф. преломления кристаллич. мишени в соответствии с интерференционной акустич. картиной рассеянного поля. Направляя на мишень световой поток от лазера, можно наблюдать в нек-рой области пространства восстановленное акустич. изображение предмета. В подобных устройствах число приёмных элементов в антенне может быть достаточно велико, что создаёт определённые технич. трудности при практич. реализации.

Описанные методы получения акустич. голограмм используются в основном в диапазоне звуковых и низких УЗ-вых частот от 1 до 300—500 кГц. В более высокочастотном диапазоне методы регистрации голограммы основываются на нек-рых способах непосредственной визуализации УЗ-вых полей без предварительной записи оптич. изображения акустич. голограммы.

Метод поверхностного рельефа. Наибольшее распространение получили способы, основанные на методе поверхностного рельефа. Звуковая волна, падающая на отражающую поверхность воды, создаёт на ней давление звукового излучения, пропорциональное интенсивности звука, и деформирует её. Если деформированную поверхность осветить когерентным светом, то возникает фазовая модуляция отражённого света, к-рую для получения оптич. изображения необходимо превратить в амплитудную. Это можно сделать, напр., применяя теневой метод или метод фазового контраста. Однако при этом очень плохо передаётся информация о низких пространственных частотах, к-рые доминируют в акустич. изображении. Голографич. метод регистрации позволяет устранить этот недостаток и передать информацию о низкочастотной структуре изображения, поскольку её можно перенести на высокочастотную пространственную несущую — опорный пучок. Одной из разновидностей метода является т. н. безлинзовая Г., при к-рой предмет Z (рис. 6)

располагают так, чтобы интерференционная картина на поверхности воды представляла собой его пространственный спектр. Это можно сделать либо с помощью акустич. линзы, либо, если позволяют размеры ванны, размещением предмета на достаточно

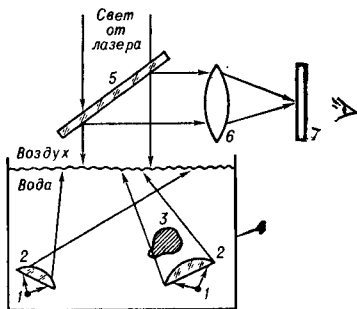


Рис. 6. Схема безлинзовой ультразвуковой голографии: 1 — излучатели; 2 — акустические линзы; 3 — предмет; 4 — ювета с водой; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — оптическая система восстановления; 7 — плоскость регистрации изображения.

большом расстоянии от поверхности воды. Оптич. восстановление изображения осуществляется сферич. линзой, в фокальной плоскости к-рой устанавливается регистрирующее устройство.

Методы динамической УЗ-вой голографии основаны также на деформации поверхности, но деформация в этом случае зависит от звукового давления не квадратично, а линейно. При прохождении звука через акустически прозрачную плёнку он не оказывает на неё давления излучения, однако она участвует в движении среды и её отклонения пропорциональны колебательному смещению. Если нанести на плёнку отражающее свет покрытие, то деформация её может быть преобразована в фазовую модуляцию светового потока, падающего с обратной по отношению к звуку стороны плёнки. С помощью разнообразных схем демодуляции светового излучения можно сделать видимыми смещения участков плёнки в акустической волне. Этот метод применяется, напр., для визуализации колебаний поверхности твёрдого тела, граничащей с газовой фазой (рис. 7). Лазерный луч 1, сканирующий отражающую поверх-

ность 2, считывает информацию о её деформации, в результате происходит фазовая модуляция светового потока. С помощью линзы 4 выходной лучок отклоняющего пучок устройства проектируется на входную апертуру детектора 6 (напр., фотодиода), перед к-рым установлена ножевая диафрагма 5, преобразующая фазовую модуляцию в амплитудную. На выходе фотодиода получается сигнал, пропорциональный амплитуде смещения поверхности, к-рый далее перемножается с опорным и модулирует по яркости

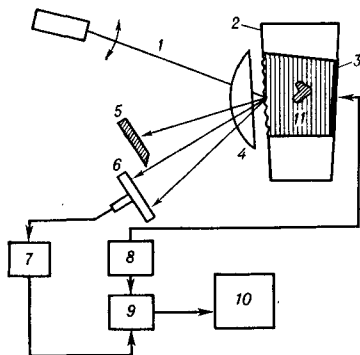


Рис. 7. Схема получения динамической акустической голограммы (по Табору): 1 — сканирующий луч лазера; 2 — светотражающее покрытие; 3 — излучатель ультразвука; 4 — линза; 5 — ножевая диафрагма; 6 — фотодиод; 7 — усилитель; 8 — задающий генератор; 9 — перемножитель; 10 — индикатор голограммы; 11 — предмет.

луч электроннолучевой трубки 10. На экране трубки возникает изображение акустич. голограммы, к-рую фотографируют и восстанавливают по обычной схеме. Освещая сразу всю деформированную поверхность равномерным широким пучком света и применяя для преобразования фазовой модуляции в амплитудную метод фазового контраста или метод Теллера, можно наблюдать восстановленное изображение в масштабе реального времени. В этом случае опорный пучок не нужен, поскольку пространственный детектор является линейным.

Особенности акустической голографии. В акустич. Г. запись голограммы осуществляется на звуковых волнах с длиной волны $\lambda_{зв}$, а восстановление происходит в оптич. диапазоне при значительно меньшей длине волны

$\lambda_{св}$. Для того чтобы получить неискажённое изображение предмета, акустич. голограмму необходимо уменьшать точно в $\mu = \lambda_{зв}/\lambda_{св}$ раз. Для звукового диапазона частот $\mu \approx 10^6 - 10^7$. При таком большом уменьшении восстановленные изображения приходится рассматривать в очень сильный микроскоп, т. к. размеры голограмм получаются очень малыми. Напр., если акустич. голограмма записывалась при $\lambda_{зв} = 1-2$ см, а восстановление осуществлялось при $\lambda_{св} = 0,63$ мкм (красный свет), то $\mu = 3 \cdot 10^7$. Если акустич. голограмма записывалась по площади $3 \text{ м} \times 3 \text{ м}$, то размер эквивалентной оптич. голограммы равен $300 \text{ мкм} \times 300 \text{ мкм}$. Без микроскопа такую голограмму невооружённым глазом рассмотреть трудно, не говоря уже о том, что для ее записи потребуется фотоматериал с очень высокой разрешающей способностью. По этой причине акустич. голограммы уменьшают не точно в μ раз, а так, чтобы с полученной оптич. голограммой было удобно работать; обычно её размеры составляют от 1 до 10 мм. Естественно, что при этом возникают искажения в восстановленном изображении. Основное искажение обусловлено тем, что при уменьшении акустич. голограммы в m раз поперечные размеры предмета уменьшаются также в m раз, а продольные — в m^2/μ раз. Для получения неискажённого изображения необходимо, чтобы $m = \mu$; важно также, чтобы опорные и восстанавливаемые волны были плоскими.

Качество акустич. голограмм и восстановленных изображений можно оценивать разрешающей способностью δ , т. е. минимальным расстоянием между двумя точками, к-рые можно увидеть раздельно с помощью голограммы, где $\delta = \lambda_{зв} R/D$ (R — расстояние от предмета до плоскости регистрации, D — линейный размер плоскости регистрации акустич. голограммы).

Применение акустической голографии. Наиболее широко методы акустич. Г. используются для целей медицинской УЗ-вой диагностики: визуализации кровеносных сосудов, злокачественных образований, получения изображений внутренних органов (почек, глазного дна, желчного пузыря и др.). Голографич. методы позволяют получить, в частности, наиболее точ-

ную информацию о внутриутробном развитии человека. Имеется серийная аппаратура для этих целей. Для биологич. исследований выпускаются голографич. УЗ-ые микроскопы с разрешением ~ 10 — 15 мкм. Возможно применение методов УЗ-вой Г. в УЗ-вой дефектоскопии для визуализации дефектов от 1 до нескольких мм (раковины, трещины, инородные включения и пр.). Получение более высокой разрешающей способности ограничивается отсутствием мощных широконаправленных УЗ-вых излучателей, необходимых для равномерного облучения образцов. Методы акустич. Г. находят применение в *гидролокации* для наблюдения за объектами на расстоянии порядка сотни метров. Созданы специальные голографич. устройства для целей подводного наблюдения. Примером подобного устройства может служить система, содержащая приёмную антенну из 10^4 приёмных элементов с электронной коммутацией, с записью голограмм на электроннолучевой трубке, обладающей мишенью из электрооптич. кристалла. Быстродействие такой системы ~ 16 кадров в секунду, угловое разрешение — несколько минут. В отличие от известных устройств голографич. метод обработки информации позволяет получать фокусируемые изображения dna в режиме «азимут — дальность». Методы акустич. Г. используются и для решения различных задач пространственно-временной обработки гидроакустич. информации, в частности для формирования характеристик направленности, корреляционного и спектрального анализа, согласованной фильтрации и т. п.

Лит.: Островский Ю. И., Голография, Л., 1970; Бабин Л. В., Гуревич С. Б., Акустическая голография. Обзор, «Акуст.ж.», 1971, т. 17, в. 4; Свет В. Д., Оптические методы обработки сигналов, М., 1971; его же, Методы акустической голографии, Л., 1976; Применения голографии, пер. с англ., М., 1973. В. Д. Свет.

ГОРЕНИЕ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ.

Горение — быстропотекающее химич. превращение с выделением большого количества тепла, сопровождается такими физич. процессами, как тепло- и массообмен, и подчиняется определённым газодинамич. закономерностям. Интенсивные акустич. колебания могут в известной степени воздействовать на газодинамич. характеристики (напр., турбулентные) по-

тока; поэтому хотя они и не в состоянии изменять сам процесс химич. превращения, однако могут влиять на сопровождающие его явления и тем самым — на режим горения. В значительной мере воздействие акустич. колебаний на горящий факел объясняется ускорением *теплообмена в ультразвуковом поле*. Оно имеет место как при гомогенном горении, когда горючее и окислитель находятся в газовой фазе, так и при гетерогенном, когда используется жидкое или твёрдое топливо. В зависимости от вида топлива, от газодинамич. характеристик потока горючей смеси, от типа горения, от интенсивности и частоты звука воздействие это проявляется по-разному. При некоторых условиях можно получить положительные эффекты, напр. изменить форму факела, повысить градиенты темп-р в зоне горения и тем самым увеличить теплоотдачу от факела к тепловоспринимающим поверхностям, до некоторой степени увеличить скорость горения. В других случаях (например, при горении предварительно подготовленной смеси) акустич. колебания влияют отрицательно, увеличивая протяжённость факела. Акустическое воздействие на процессы образования смеси и самого горения наблюдается при весьма высоких уровнях *звукового давления* (≥ 100 — 110 дБ) и усиливается с повышением *интенсивности звука*.

Влияние акустич. поля на процесс горения имеет место практически во всём диапазоне *Рейнольдса чисел Re*, характеризующих поток горючей смеси, начиная с ламинарного режима ($Re = 50$ — 2000) и кончая режимами развитой турбулентности ($Re = 5 \cdot 10^4$ — 10^5). При ламинарном горении механизм воздействия акустич. колебаний связан с появлением *акустических течений* у среза газового сопла и увеличением потока окислителя к корню факела. Акустич. течениями объясняется также изменение пределов существования стабильного пламени (увеличение вероятности наступления режима проскока пламени внутрь горелки). При турбулентных режимах горения влияние акустич. колебаний проявляется в изменении гидродинамич. устойчивости струи горючей смеси. В зависимости от частоты звуковое поле может либо способствовать более интенсивному вихре-

образованию, а следовательно, и процессу развития турбулентности, либо задержать этот процесс. По имеющимся данным, наиболее сильное воздействие наблюдается на частотах, близких к собственной частоте струи, определяемой *Струэля* числом $Sh = \frac{f d}{u} = 0,1-0,3$ (где f — частота звука, d — характерный размер струи, напр. диаметр на выходе из сопла или смесителя, u — скорость струи). Для реальных горелок эти частоты имеют порядок единиц или десятков кГц. В этом случае УЗ-вые колебания играют роль своеобразного синхронизатора, регулирующего лишь периодичность образования вихрей на поверхности струи. Развитие вихрей идёт за счёт энергии самого потока, поэтому процесс может проходить при относительно небольших уровнях звукового давления (110—130 дБ), и энергия звукового поля составляет доли процента от кинетич. энергии струи. В случае $Sh > 2$ УЗ-вые колебания оказывают стабилизирующее воздействие, способствуя затягиванию течения к турбулентному режиму течения. При высоких уровнях звукового давления (160—170 дБ), по-видимому, возможно дестабилизирующее действие в широком диапазоне частот.

Воздействие акустич. колебаний на газодинамич. характеристики потока горючей смеси интенсифицирует процессы теплообмена, что в свою очередь влияет и на сам процесс горения. Для разных типов горения он идёт по-разному. Турбулентное Г. в у. п. газообразного топлива при диффузионном режиме (когда смешение топлива с окислителем осуществляется непосредственно в пламени и скорость горения лимитируется процессом смешения) интенсифицируется благодаря ускорению диффузии окислителя в зону горения. Это обусловлено изменением масштаба и интенсивности турбулентности в этой зоне при воздействии колебаний. При этом уменьшается длина факела, ускоряется выгорание в объёме топочной камеры и растёт темп-ра. Одновременно интенсивные акустич. колебания, увеличивая теплоотдачу факела, ухудшают условия воспламенения, поэтому для предотвращения срыва горения необходимо обеспечить хорошую стабилизацию пламени. Максимальное

возмущающее действие акустич. колебаний наблюдается при составах горючей смеси, близких к стехиометрическому. Г. в у. п. предварительно подготовленной газовой смеси при высоких уровнях звукового давления (150—160 дБ) сопровождается увеличением протяжённости холодного ядра, что, по-видимому, является следствием ухудшения условий воспламенения. Поэтому в горелках с предварительной подготовкой горючей смеси применение УЗ-вых колебаний целесообразно лишь для интенсификации процесса смешения топлива с окислителем; в связи с этим конструкции таких горелок должны предусматривать создание ультразвукового поля лишь в начальной части смесителя.

При Г. в у. п. жидкого топлива воздействие акустич. колебаний сводится к ускорению испарения капель под влиянием акустич. микропотоков, возникающих около них. При горении твёрдых частиц подобные микропотоки способствуют подводу окислителя к реагирующей поверхности. Диффузия к поверхности частицы в этом случае увеличивается пропорционально амплитуде *колебательной скорости частиц* и падает с частотой как \sqrt{f} .

В промышленных горелочных устройствах для создания УЗ-вых колебаний в основном применяются *газо-струйные излучатели* стержневого типа и, реже, вихревые *систки* или *магнито-стрикционные преобразователи*. При этом излучатели одновременно используются как в качестве газового сопла (в газовых горелках) или распылительной форсунки (в жидкостных горелках), так и в качестве акустич. генератора, интенсифицирующего процесс смешения топлива с окислителем. Известно несколько типов акустич. горелок, в т. ч. инжекционные, с регулируемой длиной факела, двухпроводные, комбинированные нефтегазовые и газомазутные. На рисунке приведена схема одной из инжекционных акустич. горелок высокого давления с большим интервалом регулирования производительности при сохранении автоматич. режима в пределах для давления подаваемого газа 0,5—6 атм. Акустич. горелки работают обычно в диапазоне высоких звуковых ча-

стот при акустич. мощности от нескольких десятков до сотен Вт.

Акустич. горелки с регулируемой длиной пламени могут быть использованы в туннельных и барабанных печах, диффузионные горелки — в на-

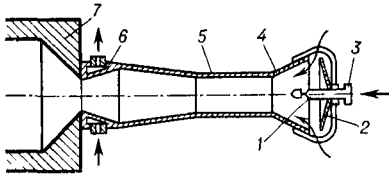


Схема инжекционной акустической горелки: 1 — газоструйный излучатель; 2 — воздушная шайба для регулятора подсоса воздуха; 3 — подвод газа; 4 — входной конфузор; 5 — смеситель; 6 — водоохлаждаемый носик; 7 — горелочный туннель.

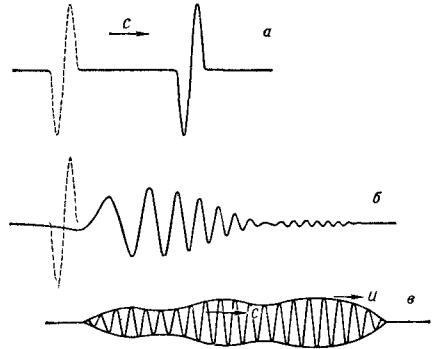
гретельных печах для ускорения нагрева металлч. слитков или плавления металла.

Лит.: Кинетика горения ископаемых топлив, Новосиб., 1963; Д о р о ш е н к о В. Е., Ф у р л е т о в В. И., О воздействии звука на турбулентное пламя, «Физика горения и взрыва», 1969, т. 5, № 1; Б о р и с о в Ю. Я. и др., О влиянии акустических колебаний на газовый факел, там же, 1971, т. 7, № 3; Л а в р о в Н. В. и др., Акустические газовые горелки высокого давления, в сб.: Теория и практика сжигания газа, в. 5, Л., 1972.

Ю. Я. Борисов.

ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ — скорость огибающей профиля квазимонохроматич. волны. Г. с. — обобщение понятия скорости, связанное с различием между явлениями распространения волн и движением материальных тел. Чтобы говорить о скорости к.-л. объекта, необходимо иметь возможность отождествлять его в разные моменты времени. Отождествление тел или частиц тел возможно всегда; но бегущая волна связана в разные моменты времени с различными точками среды, и поэтому для неё отождествление может относиться только к форме («профилю») волны. Если форма волны при распространении сохраняется (волны в струне, упругие волны малой амплитуды в сплошных средах), то отождествление возможно (рис. а). Если же профиль меняет свою форму так, что отождествить на нём соответственные точки в разные моменты времени невозможно (напр., изгибные волны в стержне, рис. б), то понятие скорости для такой волны теряет смысл.

Сохранение или несохранение формы профиля зависит от самого вида профиля и от свойств среды. Монохроматич. волны сохраняют форму профиля при распространении в любой линейной среде. Поведение волн другой формы зависит от дисперсии в среде (зависимости фазовой скорости от длины волны λ или, что то же, от частоты ω). Т. к. для линейных сред справедлив принцип суперпозиции, то бегущую волну любой формы можно рассматривать как интерференционную картину, образованную наложением монохроматич. волн разной длины, бегущих со своими фазовыми скоростями (разложение Фурье). В отсутствии дисперсии фазовые скорости компонент одинаковы и вся интерференционная картина, а значит, и профиль волны движутся не меняясь, с той же скоростью. В диспергирующих же средах скорости монохроматич. волн разной длины различны, и по мере распространения они «расфазировываются» друг с другом. В ре-



а — волна, распространяющаяся без изменения формы; б — волна, меняющая свою форму при распространении; пунктир — профиль волны в начальный момент, сплошная линия — форма волны в некоторый последующий момент времени; в — распространение квазимонохроматической волны; с — фазовая скорость; u — групповая скорость (скорость огибающей).

зультате этого интерференционная картина и профиль волны не сохраняются, и, следовательно, понятие скорости к волне неприменимо.

Если, однако, волна квазимонохроматическая (т. е. в её спектре представлен с заметной интенсивностью только узкий диапазон Δk волновых чисел k), то она изображается синусо-

идой с плавно меняющимися амплитудой и фазой (рис. 6), и в этом случае имеется элемент интерференционной картины, мало меняющейся при распространении: это — огибающая профиля волны. Форма огибающей определяется фазовыми соотношениями между компонентами волны. Разность фаз между какими-нибудь компонентами $\cos(\omega_1 t - k_1 x)$ и $\cos(\omega_2 t - k_2 x)$ равна $(\omega_2 - \omega_1)t - (k_2 - k_1)x$.

В момент $t + \Delta t$ та же разность фаз окажется в точке $x + \frac{\omega_2 - \omega_1}{k_2 - k_1} \Delta t$. Т. о., эта разность фаз перемещается со скоростью $\frac{\omega_2 - \omega_1}{k_2 - k_1}$. Такие же формулы получатся и для скорости перемещения разностей фаз любых других компонент. При достаточно узком спектре волны можно приближённо считать все эти величины равными производной $d\omega/dk$ для нек-рой средней частоты (т. н. несущая частота) данной квазимонохроматич. волны. Следовательно, вся картина фазовых соотношений, а значит, и огибающая движутся почти без изменений с этой же скоростью — Г. с. $u = d\omega/dk$. При этом сама волна бежит внутри огибающей с фазовой скоростью $c = \omega/k$, соответствующей несущей частоте. Можно показать, что

$$u = c + k \frac{dc}{dk} = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda}.$$

В отсутствие дисперсии Г. с. равна фазовой скорости волн. В диспергирующих средах Г. с. может быть как меньше фазовой (напр., гравитационные волны на поверхности жидкости, $u = \frac{1}{2}c$), так и больше неё (короткие капиллярные волны, $u = \frac{3}{2}c$, изгибные волны, $u = 2c$). Возможны и нулевая Г. с. и Г. с., имеющая знак, противоположный знаку фазовой скорости (огибающая стоит на месте, огибающая движется навстречу перемещению фазы). При преломлении волн на границе двух сред, в одной из к-рых знаки фазовой и Г. с. противоположны, преломлённый луч распространяется, в отличие от случая одинаковых знаков скоростей, по ту же сторону от нормали к границе, что и падающий луч. Г. с. вообще зависит от частоты несущей, в результате чего огибающая медленно деформируется по мере распространения. Деформация остаётся малой в течение времени T , характеризуемого неравенством:

$T \ll \frac{2}{(du/dk)(\Delta k)^2}$, Г. с. равна скорости перемещения энергии в квазимонохроматич. волне: плотность энергии E и плотность потока энергии J связаны соотношением: $J = uE$. Поскольку монохроматич. волна не может передавать информацию, а модулированная волна, способная передать информацию, — немонохроматическая, то скорость распространения информации (скорость сигнала) также равна Г. с. Понятие Г. с. особенно важно в средах с большой дисперсией (например, в волноводах различного типа).

Различие между фазовой скоростью и Г. с. приводит к существенному различию между временной и пространственной формами волны, что не имеет места в недиспергирующих средах. Так, в квазимонохроматич. гравитационной волне на поверхности жидкости число циклов, т. е. горбов (или впадин), охватываемых огибающей во временной записи волны в фиксированной точке среды, вдвое больше числа циклов в «моментальной фотографии» волны в пространстве. Для изгибных волн имеет место обратное соотношение. Излучатель, действующий на поверхности воды и совершивший N циклов, создаст бегущую группу гравитационных волн, насчитывающую лишь $N/2$ циклов, тогда как, действуя на стержень, излучатель создаст группу изгибных волн, содержащую $2N$ циклов. Вообще отношение числа циклов во временной записи к числу циклов в «моментальной фотографии» равно c/u .

Понятие Г. с. позволяет также объяснить основные черты изменения широкополосного сигнала при его распространении в диспергирующей среде. В этом случае огибающая сигнала не сохраняется: группы квазимонохроматич. волн, соответствующие различным узким участкам суммарного широкого спектра, распространяются каждая со своей Г. с., и сигнал «расползается», образуя «синусоиду», вдоль к-рой меняются не только амплитуды и фазы, но и несущие частоты, причём последние следуют в порядке соответственных Г. с. и в голове сигнала бежит квазимонохроматич. волна с наибольшей Г. с. (к-рая может и не соответствовать наибольшей фазовой скорости).

В поглощающих средах применимость понятия Г. с. ограничена тем, что спектр исходной волны изменяется по мере её распространения, т. к. поглощение волн зависит от частоты. Пользоваться понятием Г. с. для описания поведения волн целесообразно,

только пока изменения спектра остаются малыми. То же относится и к нелинейным средам, в к-рых спектр волн также меняется при распространении.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. 5, § 9; Мандельштам Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972. М. А. Исакович.

Д

ДАВЛЕНИЕ ЗВУКОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (радиационное давление, давление звука) — среднее по времени избыточное давление на препятствие, помещённое в звуковое поле. Д. з. и. определяется импульсом, передаваемым волной в единицу времени единице площади препятствия. Поскольку плотность потока импульса есть тензор, Д. з. и. имеет тензорный характер, что проявляется, в частности, в зависимости Д. з. и. от ориентации препятствия относительно направления распространения звуковой волны. Теоретически наличие Д. з. и. было установлено Дж. У. Рэлеем в 1902. Он показал, что Д. з. и. P на полностью отражающую звуку плоскую поверхность при нормальном падении на неё плоской волны определяется с точностью до членов 2-го порядка включительно ф-лой:

$$P = \frac{\gamma + 1}{8} \rho v^2 = (\gamma + 1) E_k, \quad (1)$$

где ρ — плотность невозмущённой среды, v — амплитуда колебательной скорости частиц в пучности скорости стоячей волны, E_k — средняя по времени и пространству плотность кинетич. энергии звуковой волны, γ — константа, характеризующая свойства среды, для газов $\gamma = C_p/C_v$ — отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и объёме. Практически Д. з. и., определяемое ф-лой (1) (т. н. давление Рэлея), имеет место при распространении плоской звуковой волны в безграничной среде. Подобные условия создаются, напр., в жёсткой трубе, когда волну можно считать плоской.

Д. з. и., создаваемое ограниченной по фронту плоской волной, распространяющейся в безграничной невозмущённой среде (т. н. УЗ-вым пучком или лучом), впервые было вычислено П. Ланжевром и названо давлением Ланжевена. В случае нормального падения луча на полностью отражающую плоскую поверхность это Д. з. и. определяется ф-лой:

$$P = \rho v^2/4 = 2E_k. \quad (2)$$

В тех случаях, когда средние по времени плотности потенциальной и кинетич. энергий равны друг другу, давления Рэлея и Ланжевена пропорциональны плотности полной энергии звуковой волны (аналогично давлению света) или интенсивности звука. Давление Ланжевена на частично отражающее твёрдое препятствие равно:

$$P = (1 + R^2) E,$$

где R — коэфф. отражения по давлению (см. *Отражение звука*), E — среднее по времени значение плотности полной энергии в падающей волне. При нормальном падении звукового пучка ограниченного сечения на поверхность раздела двух сред эта поверхность испытывает Д. з. и., выражаемое ф-лой:

$$P = 2E_{R1}(1 + R^2) - 2E_{R2},$$

где E_{R1} и E_{R2} — средние по времени значения плотности кинетич. энергии падающей волны в первой среде и прошедшей волны во второй среде соответственно. Если $R = 0$, то P определяется только плотностью кинетич. энергии в обеих средах и не зависит от направления распространения волны относительно границы. Д. з. и.,

действующее на границе раздела двух жидких или жидкой и газообразной сред, приводит к вспучиванию поверхности раздела, к-рое при достаточной интенсивности переходит в фонтанирование. Это явление используется при УЗ-вом *распылении* жидкостей. Д. з. и. играет важную роль в процессе УЗ-вой *коагуляции* аэрозолей.

Будучи эффектом 2-го порядка малости, Д. з. и. мало по сравнению с переменным *звуковым давлением*. Напр., в воде при интенсивности звука порядка 10 Вт/см^2 амплитуда звукового давления $p = 5 \cdot 10^6 \text{ дин/см}^2$, а Д. з. и. $P = 10^3 \text{ дин/см}^2$. В воздухе при интенсивности звука 1 Вт/см^2 , т. е. при уровне интенсивности 160 дБ, достигаемом в промышленных установках для коагуляции аэрозолей, $p \approx 3 \cdot 10^4 \text{ дин/см}^2$, а $P \approx 10^2 \text{ дин/см}^2$. Д. з. и. используется при определении абсолютного значения интенсивности звука с помощью *радиометра* или по вспучиванию границы раздела сред. В условиях невесомости может применяться в экспериментах по стабилизации предметов в пространстве, перекатке жидкости и т. п.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1955, § 253 а; Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956, гл. 1, § 1; Корнфельд М., Молохова Н., «Докл. АН СССР», 1955, т. 105, в. 3, с. 476. К. А. Наугольных.

ДЕВИАЦИЯ ЧАСТОТЫ — отклонение частоты колебаний от среднего значения. В частотной *модуляции колебаний* Д. ч. обычно наз. максимальное отклонение частоты. От его значения существенно зависит спектр частотно-модулированного колебания.

ДЕГАЗАЦИЯ ультразвуковая — уменьшение содержания газа в жидкости, находящегося в ней как в растворённом состоянии, так и в виде пузырьков, под воздействием акустич. колебаний УЗ-вого диапазона. Основные характеристики процесса Д.: скорость изменения концентрации C газа в жидкости dC/dt и квазиравновесная концентрация газа C_p' , т. е. постоянная концентрации, к-рая устанавливается в жидкости при наличии УЗ-вого поля через нек-рый промежуток времени. Изменение концентрации газа в жидкости в акустич. поле описывают выражением:

$$C = C_p' + (C_0 - C_p')e^{-\beta t},$$

где C_0 — начальная концентрация, t — время, β — параметр, определяемый акустич. характеристиками — *интенсивностью звука* и частотой звуковых колебаний.

Различают два режима УЗ-вой Д.: докавитационный и при наличии *кавитации*. В первом случае скорость изменения концентрации пропорциональна интенсивности звука, а её зависимость от частоты, полученная на основе обобщения данных эксперимента, имеет вид: $dC/dt = B f^n e^{-kt}$, где B , n и k — константы. Для Д. воды (по воздуху) при интенсивности $0,03 \text{ Вт/см}^2$ $B = 2,3 \cdot 10^{-13}$, $n = 1,43$ и $k = 6,7 \cdot 10^{-6}$ скорость изменения концентрации максимальна на частоте $f \approx 200 \text{ кГц}$. Величина C_p' от интенсивности звука и частоты не зависит. Влияние акустич. колебаний на установившееся значение концентрации характеризуется безразмерным параметром $\gamma = (C_p - C_p')/C_p$, где C_p — равновесная концентрация в отсутствии звука. При статич. давлении 1 атм и темп-ре 20°C величина γ составляет около 30%. С понижением статич. давления параметр γ растёт и при давлении $0,5 \text{ атм}$ достигает 70%.

При наличии кавитации скорость изменения концентрации также пропорциональна интенсивности звука, но растёт с увеличением последней быстрее, чем в докавитационном режиме, т. к. кавитация способствует ускорению выделения газа из жидкости. Величина C_p' сохраняет при этом значение, соответствующее докавитационным условиям. Лишь при очень высоких уровнях интенсивности звука может реализоваться такой режим колебаний кавитационных пузырьков, при котором дальнейший рост интенсивности вызывает уменьшение скорости Д.

Современные представления о механизме УЗ-вой Д. связаны с предположением о наличии в жидкости зародышей в виде стабильных пузырьков газа, обладающих особыми свойствами, обеспечивающими им возможность длительного существования даже при высоких статич. давлениях. В средах, где присутствуют твёрдые несмачиваемые примеси (напр., в жидких металлах), газовая фаза содержится также в микроскопич. неровностях их поверхностей. При интенсивности звука, превосходящей порог кавитации,

могут формироваться новые «осколочные» зародыши, возникающие при захлопывании пузырьков, так что общее число пузырьков-зародышей резко возрастает. На первой стадии Д. пузырьки газа колеблются в акустич. поле и увеличивают свои размеры вследствие диффузии в них растворённого газа. Наибольший диффузионный поток присущ тем пузырькам, собственная частота колебаний к-рых совпадает

поднимаются к поверхности жидкости и выделяются, чему способствует в ряде случаев увлечение пузырьков акустическими течениями и возрастание подъёмной силы за счёт давления звукового излучения.

Эффект УЗ-вой Д. находит применение в промышленной практике при Д. расплавов металлов и стекла, растворов смол, вискозы, масел и т. п. Наибольшая эффективность Д. в этих средах наблюдается в УЗ-вых полях высокой интенсивности с активным протеканием акустич. кавитации (рис. 1). Кроме того, УЗ-вая Д. является одной из причин ускорения электрохимич. процессов в акустич. поле.

Д. расплавленного металла сопровождается, как правило, его рафинированием, т. е. освобождением от неметаллич. твёрдых включений, к-рые флотируются газовыми пузырьками. Так, при Д. серого чугуна (рис. 1, б) на 25% уменьшается содержание в нём окислов Al, Si, Fe, Mn и др. Эффективность Д. расплава можно повысить сочетанием её с вакуумированием или продувкой через расплав инертных газов. Применение УЗ-вой Д. при литье алюминиевых сплавов снижает более чем в два раза концентрацию в них водорода, что уменьшает вероятность появления в готовых изделиях дефектов типа пористости, расслоений, неплотности в сварных швах и т. д. (см. табл.).

Сравнение промышленных способов дегазации сплава

Способ дегазации	Содержание H_2 , $см^3/100 г$	Балл пористости отливков	Плотность отливков, $г/см^3$
Исходный расплав (без дегазации)	0,35	3—4	2,66
Ультразвуковая дегазация	0,17	1—2	2,71
Вакуумная дегазация	0,21	1—2	2,68
Продувка аргоном	0,26	2—3	2,66
Обработка универсальным флюсом	0,26	3—4	2,67

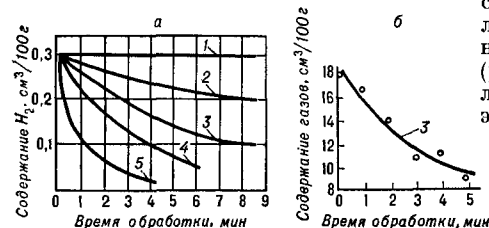


Рис. 1. Кинетика ультразвуковой дегазации расплава технического алюминия (а), серого чугуна (б) в зависимости от интенсивности ультразвукового поля: 1 — интенсивность ниже порога кавитации; 2 — порог кавитации; 3, 4 и 5 — интенсивность существенно выше порога кавитации.

с частотой звука, поэтому в зависимости от выбора частоты и от характера распределения пузырьков по размерам в процессе «перекачки» в пузырьки растворённого в жидкости газа участвует большее или меньшее их число. Т. о., на этой стадии Д. действует механизм «односторонней», или «направленной», диффузии, обусловленный колебаниями пузырька. Акустич. микропотоки ускоряют такой массообмен. При кавитации этот процесс ограничивает рост числа пузырьков, тормозя их захлопывание и уменьшая этим формирование новых «осколочных» пузырьков. Так, при кавитации в расплавленном алюминии за 2,5 периода звуковой волны направленная диффузия водорода повышает давление газа в пузырьке более чем на четыре порядка. Наряду с диффузией увеличение размеров пузырьков может быть обусловлено коалесценцией, т. е. слиянием пар или групп пузырьков под действием сил акустогидродинамич. происхождения, т. н. сил Бьеркнеса (см. *Пондеромоторные силы* в звуковом поле). На второй стадии УЗ-вой Д. пузырьки газа, достигшие определённого размера,

Повышение чистоты металла при Д. увеличивает пластичность отливок. Кавитационное воздействие на расплав при ультразвуковой дегазации сопровождается также изменением структуры металла (см. *Кристаллизация* ультразвуковая).

Для УЗ-вой Д. разработано специальное оборудование (рис. 2). При Д. расплавов используются обычно мощные магнитоэстрикционные преобразователи с частотой 18 кГц, питаемые от ламповых или тиристорных генераторов. Введение акустич. энергии в расплав алюминия и его сплавов осуществляется контактным методом

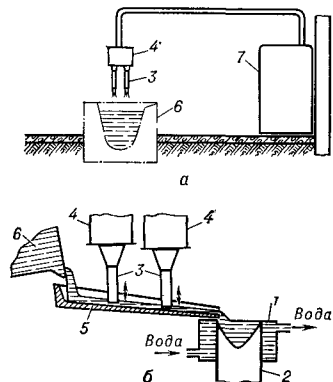


Рис. 2. Принципиальные схемы ультразвуковой дегазации расплавов алюминия и его сплавов в стационарном объеме тигельной печи (а) и в потоке при непрерывном литье (б): 1 — кристаллизатор; 2 — слиток; 3 — волноводы — излучатели ультразвука; 4 — преобразователи (блок преобразователей); 5 — литейный желоб; 6 — миксер (печь); 7 — генератор ультразвука.

посредством волноводов-излучателей из тугоплавких и кавитационностойких материалов. Производительность УЗ-вой Д. расплава в стационарном объеме (рис. 2,а) составляет 10—20 кг/мин при акустич. мощности дегазаторов 3—8 кВт. Производительность УЗ-вой Д. в потоке (рис. 2,б) зависит от непрерывности самого процесса непрерывного литья и составляет 20—100 кг/мин при акустич. мощности 6—12 кВт.

Лит.: Капустина О. А., в кн.: Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970, с. 253—336; Эскин Г. И., Ультразвуковая обработка расплавленного алюминия, М., 1965; его же, Ультразвук шагнул в металлургию, М., 1975.

О. А. Капустина, Г. И. Эскин

ДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ. При воздействии УЗ на биологич. объекты частицы среды совершают интенсивные колебательные движения с большими ускорениями; при этом на расстояниях, равных половине длины звуко-

вой волны, в облучаемой среде могут возникать разности давлений от нескольких единиц до десятков атмосфер. Столь интенсивные воздействия на структуру биологич. объектов приводят к различным биологич. эффектам, физич. природа к-рых связана с действием сопутствующих распространению УЗ в среде факторов: механического, теплового, а также физико-химического.

В зависимости от интенсивности УЗ и длительности облучения УЗ оказывает различное механич. воздействие на биологич. объекты. Так, при малых интенсивностях (до 2—3 Вт/см² на частотах порядка 10⁵—10⁶ Гц) колебания частиц биологич. среды производят своеобразный микромассаж тканевых элементов, способствующий лучшему обмену веществ. Для организма человека и животных такое воздействие улучшает снабжение тканей кровью и лимфой. Повышение интенсивности УЗ может привести к возникновению в биологич. средах кавитации, а следовательно, и к механич. разрушению клеток и тканей; кавитационными зародышами при этом служат всегда имеющиеся в биологич. объектах газовые пузырьки.

При распространении УЗ в биологич. средах происходит его поглощение и преобразование акустич. энергии в тепловую. Характерно, что образование тепла происходит не равномерно по всей толще тканей, а проявляется наиболее заметно на границах сред с различными волновыми сопротивлениями. Локальный нагрев тканей на доли или единицы градусов, как правило, способствует жизнедеятельности биологич. объектов, т. е. процессам обмена веществ свойственным сильная температурная зависимость. Однако значительное повышение интенсивности УЗ и увеличение длительности его воздействия могут привести к чрезмерному нагреву биологич. структур и к их разрушению. Поэтому тепло, наряду с кавитацией, используются в качестве основных действующих факторов в ряде УЗ-вых хирургич. операций (см. Хирургия ультразвуковая).

Причиной изменений, возникающих в биологич. объектах под действием УЗ, могут быть также вторичные эффекты физико-химич. характера (см. Химическое действие ультразвука).

Так, благодаря образованию акустич. потоков происходит энергичное перемешивание внутриклеточных микроскопич. структур. Кавитация в среде приводит к разрыву молекулярных связей. Напр., молекулы воды распадаются на свободные радикалы OH и H , что является первопричиной окисляющего действия УЗ. Подобным же образом происходит расщепление под действием УЗ высокомолекулярных соединений в биологич. объектах, напр. крахмала, нуклеиновых кислот, белковых веществ. Имеются данные, что УЗ вызывает изменение рН в биологич. тканях в щелочную или кислую сторону в зависимости от его интенсивности и продолжительности воздействия. Изменение рН воспалённых тканей в щелочную сторону вызывает резкое уменьшение воспалительных явлений и боли. УЗ может повышать проницаемость клеточных оболочек и ускорять процессы обмена веществ путём диффузии, что играет большую роль при его терапевтич. применении (см. *Терапия ультразвуковая*).

Возможности применения УЗ для воздействия на разнообразные биологич. объекты — от простейших микроорганизмов и растительных клеток до сложных организмов — велики и многосторонни. Эффекты, достигаемые в результате облучения УЗ биологич. объектов, обычно обусловлены совместным действием различных факторов и не всегда ясно, какой из них играет первостепенную роль. Известно, что применение малых интенсивностей (до 2 Вт/см^2) обычно вызывает положительные биологич. эффекты. Так, в частности, при облучении УЗ семян ускоряется их прорастание и последующий рост растений. Применение сравнительно больших интенсивностей ($3\text{--}10 \text{ Вт/см}^2$) и длительное облучение, как правило, вызывают необратимые повреждения клеток и тканей, т. е. приводят к отрицательным биологич. эффектам: способность семян к прорастанию падает и уменьшается скорость роста растений.

При превышении определённой пороговой интенсивности УЗ, соответствующей возникновению в среде кавитации, происходит разрушение различных бактерий и вирусов; при этом имеет место прямая пропорциональность между интенсивностью УЗ и разрушающим эффектом. Именно та-

ким образом с помощью УЗ разрушают тифозные и туберкулёзные палочки, возбудитель коклюша, вирусы полиомиелита, энцефалита и бешенства, бактерии таких видов, как стафилококки, стрептококки и т. д. Ниже указанно порога не только не наступают разрушение жизнеспособных микроорганизмов, но при определённых условиях происходит увеличение их числа.

УЗ может использоваться для разрушающего воздействия на яйца, личинки и куколки нек-рых насекомых, в частности комаров. При этом разрушающий эффект зависит не только от интенсивности и длительности облучения, но и от стадии развития насекомого: чем ниже стадия развития, тем больше сказывается разрушающий эффект. Установлено, что облучение малых живых организмов (рыб, лягушек) УЗ даже небольшой интенсивности (около 2 Вт/см^2) приводит к параличу и последующей гибели животных. Причина этих явлений, по-видимому, состоит в том, что достаточно длительное УЗ-вое воздействие вызывает необратимые морфологич. изменения в нервной системе животных.

Возможность вызывать с помощью УЗ разнообразные полезные биологич. эффекты в тканях организма человека широко используется в УЗ-вой терапии и хирургии, без к-рых немислима совр. медицина. Достигнуты успехи и при попытках использования УЗ в экспериментальной онкологии. В результате воздействия УЗ определённой интенсивности и длительности на опухоли (саркомы, карциномы), искусственно привитые подопытным животным, рост опухолей существенно тормозился. Воздействие УЗ на нек-рые опухоли человека также приводит к гибели, но крайней мере, части облучённых клеток. Однако облучение раковых опухолей человека пока ещё не дало чётко наблюдаемого положительного эффекта.

УЗ широко применяется в биологич. и медицинской лабораторной практике, а также в фармакологии и фармации с целью диспергирования различных биологич. структур, для относительно тонких воздействий на структуру клеток, для создания изменений в химизме крови, при стерилизации лекарственных веществ, для изготовления аэрозолей и т. д.

Лит.: Байер В., Дёрнер Э., Ультразвук в биологии и медицине, пер. с нем., Л., 1958; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Сперанский А. П., Рокитянский В. И., Ультразвук и его лечебное применение, М., 1970; Эльпинер И. Е., Ультразвук. Физико-химическое и биологическое действие, М., 1963; его же, Биофизика ультразвука, М., 1973; Богданович Л. И., Лечение кожных болезней ультразвуком, Минск, 1959; Балицкий И. К. П. и др., Ультразвук в терапии злокачественных опухолей, К., 1977.

Л. Р. Гаврилов.

ДЕЛЬТА Е-ЭФФЕКТ (ΔE -эффект) — изменение модуля упругости ферромагнитных веществ при изменении их магнитного состояния, в частности при помещении их в магнитное поле. В общем случае величина, характеризующая ΔE -в анизотропных кристаллич. веществах, является тензором 5-го ранга (поскольку модуль упругости является тензором 4-го ранга) и зависит от взаимной ориентации главных осей тензора деформации, кристаллографии осей и вектора намагниченности. Наибольший практич. интерес представляет одна из компонент ΔE -в изотропных поликристаллич. материалах, соответствующая растяжению или сжатию относительно тонких образцов (стержней, колец), намагниченных вдоль оси деформации. Поэтому обычно под ΔE -в узком смысле слова понимают изменение модуля Юнга E при намагничивании образцов вдоль оси растяжения — сжатия. Аналогичное изменение модуля сдвига G наз. обычно ΔG -эффектом. Увеличение и последующее уменьшение внешнего постоянного магнитного поля H_0 вызывают ΔE -различия величин, т. е. имеет место гистерезис ΔE -в.

Главная физич. причина возникновения ΔE -в в сильно магнитных веществах вдали от Кюри точки состоит в том, что под воздействием механич. напряжений изменяется их доменная структура. Это приводит к появлению добавочной деформации, связанной с магнитоэстрикцией, помимо основной — упругой, а следовательно, к отклонениям от закона Гука, к изменениям модуля упругости и к зависимости его от магнитного поля.

С увеличением H_0 модуль упругости возрастает от значения E_0 , соответствующего полностью размагни-

ченному состоянию, до значения E_s , соответствующего магнитному насыщению. В размагниченном состоянии упругая деформация вызывает переориентацию магнитных моментов доменов и, следовательно, добавочную деформацию магнитоэстрикционной природы, что снижает модуль упругости. В состоянии насыщения магнитные моменты доменов закреплены внешним сильным полем и не дают вклад в деформацию.

Величину ΔE -в различных материалов часто оценивают как $(E_s - E_0)/E_0$. Он велик в материалах с высокой магнитоэстрикцией, малой магнитокристаллографич. анизотропией и малыми внутренними напряжениями (у отожжённого Ni и магнитоэстрикционных ферритов он достигает 20%). ΔE -в проявляется и в изменениях динамич. модуля Юнга $E_{дин}$, определяющего связь между амплитудами напряжений и деформаций при механич. колебаниях; в последнем случае он приводит к различию между значениями $E_{дин}^B$ (колебания происходят в режиме постоянной индукции $B = const$, т. е. в режиме короткого замыкания по переменному току в обмотке ферромагнитного сердечника) и $E_{дин}^H$ (колебания в режиме постоянного поля $H = const$, т. е. в режиме холостого хода по переменному току). При этом

$$(E_{дин}^B - E_{дин}^H) / E_{дин}^B = K^2,$$

где K — коэфф. магнитомеханич. связи (см. Коэффициент электромеханической связи). Другим результатом динамич. ΔE -в является зависимость от H_0 скорости звука c , следовательно, резонансных частот f_r магнитоэстрикционных преобразователей. Обычно f_r возрастает с увеличением постоянного поля, что можно использовать для перестройки f_r магнитным полем, а также в нек-рых случаях для измерения H_0 (по изменению f_r).

В области малых H_0 ΔE -в может давать уменьшение $E_{дин}$ с ростом H_0 . Этот «отрицательный» ΔE -в. особенно сильно выражен у материалов с большим K .

Сильное постоянное магнитное поле H_0 , подавая малые периодич. изменения намагниченности, одновременно увеличивает механич. добротность

$Q_{\text{мех}}$ (в материалах с большим K — в 50 раз и более). Формально — это результат D . E -э., если рассматривать $E_{\text{длин}}$ как величину комплексную, т. е. $E_{\text{длин}} = |E|(1 + j/Q_{\text{мех}})$. Зависимость $Q_{\text{мех}}$ от H_0 используется для управления характеристиками магнитострикционных преобразователей, напр. в электромеханических фильтрах (т. н. магнитомеханич. демпфирование). Вследствие D . E -э. возникает механич. нелинейность в ферро- и ферритмагнетиках: зависимость $E_{\text{длин}}$ от амплитуды переменного упругого напряжения σ_m (т. н. дефект модуля Юнга) и уменьшение $Q_{\text{мех}}$ с ростом σ_m .

В сегнетоэлектриках также наблюдается D . E -э. — зависимость характеристик упругости от электрич. состояния и, в частности, изменение модуля Юнга под действием сильного электрич. поля. Проявления D . E -э. в сегнетоэлектриках и в сильно магнитных веществах внешне подобны друг другу.

Лит.: Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М., 1948; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Белов К. П., Упругие тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Голямина И. П., Чулок в В. К., «Акуст. ж.», 1966, т. 12, № 4, с. 428—34. Л. Н. Сыркин.

ДЕФЕКТОСКОП у л ь т р а з в у к о в о й — устройство для неразрушающего контроля различных изделий из металлич. и неметаллич. материалов с целью обнаружения в них внутренних и поверхностных дефектов с помощью УЗ. Работа D . основана на частичном отражении и рассеянии УЗ-вых волн нарушениями сплошности (трещины, раковины) или неоднородности строения (зоны разнородности в металле) материала контролируемого изделия. D . посылает в контролируемое изделие УЗ-вые волны (непрерывно или в виде коротких импульсов) частотой от 0,5 до 25 МГц и регистрирует параметры волн, прошедших через изделие или отражённых от поверхностей, на к-рых акустич. характеристики материала испытывают изменения.

D . различных систем широко применяются в народном хозяйстве в виде переносных приборов, стационарных устройств и автоматизированных установок, снабжённых индикаторными, самопишущими и счётно-решающими блоками, выдающими информацию о

качестве проконтролированного изделия. О принципе работы D . различных видов см. *Дефектоскопия*.

ДЕФЕКТОСКОПИЯ у л ь т р а з в у к о в а я — комплекс методов неразрушающего контроля, основанных на применении упругих волн широкого частотного (гл. обр. УЗ-вого) диапазона. В УЗ-вой D . используют *упругие волны* различного вида: продольные, сдвиговые (поперечные), *поверхностные волны*, изгибные и крутильные, излучаемые в непрерывном или импульсном режиме. Вводятся эти волны в контролируемое изделие могут: сухим контактным, контактным со смазкой, струйным (щелевым) или иммерсионным способами с помощью пьезоэлектрического искателя (*пьезоэлектрического преобразователя*) или же бесконтактным способом через воздушный зазор — с помощью электромагнитоакустич. искателя (последний основан на взаимодействии переменного магнитного поля с наводимыми в поверхностном слое изделия токами Фуко).

Нарушения сплошности (трещины, расслоения, раковины и др.) или неоднородности (крупное зерно, дисперсные выделения фаз на границах зёрен или внутри зёрна) материала контролируемого изделия приводят к скачкообразному или плавному изменению его акустич. характеристик (скорости распространения УЗ c , коэффициента затухания δ , *волнового сопротивления* ρc) и влияют на условия распространения УЗ-вых волн. Если поперечный размер d дефекта превышает длину УЗ-вой волны λ , то используемая для контроля волна по законам *геометрической акустики* практически полностью отражается, что приводит к образованию зоны звуковой тени за дефектом. В зонах, характеризующихся неоднородной структурой, увеличивается затухание УЗ и повышается уровень структурных шумов, обусловленных рассеянием на неоднородностях.

В процессе контроля анализируется амплитуда волн (прошедших через изделие или отражённых от поверхностей дефектов или зон неоднородности), их фаза, частота, скорость распространения и др. параметры (напр., входной импеданс колебательной системы, к-рой является контролируемое изделие).

Благодаря большому числу переменных параметров, к-рые могут быть использованы в различных сочетаниях, УЗ-вая Д. является одним из наиболее универсальных методов неразрушающего контроля, используемых для контроля качества заготовок, полуфабрикатов и изделий металлургич., машиностроительной, химич. и др. отраслей промышленности, а также на транспорте.

Можно выделить семь основных методов ультразвуковой Д., причём в некоторых случаях они могут быть применены в различных вариантах и комбинациях.

Эхо-метод основан на посылке в контролируемое изделие коротких (длительностью около десяти периодов) *импульсов акустических* и регистрации интенсивности и времени приёма эхо-сигналов (см. *Эхо*), отражённых от поверхностей изделия и от различного рода дефектов. Этот универсальный метод решает наибольшее число задач. Работа эхо-дефектоскопа (рис. 1) представляет собой УЗ-вую

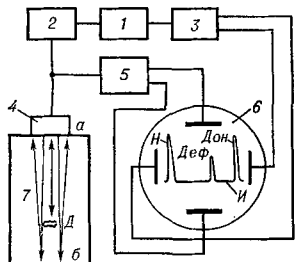


Рис. 1. Блок-схема простейшего эхо-дефектоскопа: 1 — хронизатор; 2 — генератор импульсов; 3 — генератор развёртки; 4 — искатель; 5 — приёмный тракт; 6 — индикатор (электроннолучевая трубка — ЭЛТ); 7 — контролируемое изделие; а — поверхность ввода ультразвука; б — донная поверхность; Д — дефект; И — изображение на экране ЭЛТ; Н — начальный (зондирующий) сигнал; Дон — донный эхо-сигнал; Деф — эхо-сигнал от дефекта.

локацию в твёрдой среде. Генератор 2 создаёт электрич. импульсы с частотой следования $F_{сл}$, задаваемой хронизатором 1, и возбуждает *пьезоэлемент* искателя 4. Излучаемые искателем УЗ-вые волны вводятся через поверхность а в контролируемое изделие 7 и распространяются в нём в виде расходящегося пучка лучей. Отражаясь от противоположной (донной) поверхности б и возвращаясь к искателю,

они преобразуются в импульсы электрич. напряжения, к-рые после прохождения через приёмный тракт 5 наблюдаются на экране б индикатора (электроннолучевая трубка — ЭЛТ) в виде сигнала Дон. Используемая в схеме прибора развёртка 3 (также управляемая хронизатором 1) даёт изображение И сигналов в координатах амплитуда — время (развёртка типа А), поэтому расстояние между начальным сигналом Н и донным Дон пропорционально толщине изделия в контролируемом сечении. Попадая на дефект, лучи частично отражаются от него, и на экране ЭЛТ появляется эхо-сигнал от дефекта — Деф на расстоянии от начального сигнала Н, пропорциональном глубине залегания дефекта. Контроль производится путём сканирования искателем поверхности контролируемого изделия. Скорость и шаг сканирования для обеспечения надёжности контроля выбираются с учётом размера сечения УЗ-вого пучка, времени, необходимо до прохождения импульса до донной поверхности изделия и обратно, а также минимального числа принимаемых эхо-сигналов, обеспечивающих срабатывание сигнализатора дефектов.

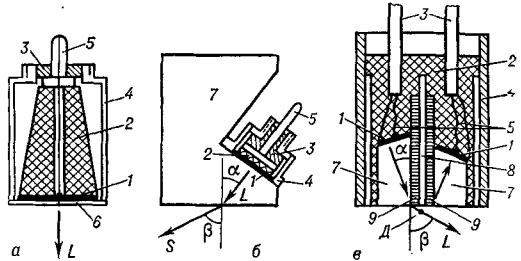
Пьезоэлемент искателя в режиме излучения преобразует электрич. колебания, вырабатываемые генератором импульсов эхо-дефектоскопа, в УЗ-вые, а в режиме приёма — УЗ-вые колебания в электрические. Конструкции искателей предусматривают возможность ввода пучков УЗ-вых лучей по нормали или под различными углами к поверхности изделия. В последнем случае в результате *преломления звука* и трансформации УЗ-вых колебаний в изделии можно возбуждать волны различных типов и обнаруживать поверхностные и глубинные дефекты.

Искатель может быть совмещённым (нормальным или наклонным), т. е. содержать один пьезоэлемент, к-рый в течение каждого цикла работы прибора поочередно выполняет функции то *излучателя ультразвука*, то приёмника, или раздельным, состоящим из двух головок, содержащих либо излучающий, либо приёмный пьезоэлемент, или же раздельно-совмещённым, содержащим два пьезоэлемента, но конструктивно выполненным в ви-

де одной головки. Нормальный совмещённый искатель (рис. 2,а) наиболее универсален и удобен, однако при работе с ним в наибольшей степени проявляется принципиальный и весьма существенный недостаток эхо-мето-

дные волны L пьезоэлемента под углом падения α , превышающим нек-рое критич. значение (обычно $26-30^\circ$), обеспечить полное внутреннее отражение продольных волн (см. *Отражение звука*) и, используя трансформацию

Рис. 2. Схемы искателей: а — нормальный совмещённый для работы продольными волнами; б — совмещённый преломляющий для работы сдвиговыми волнами; в — раздельно-совмещённый с малой мёртвой зоной для работы продольными волнами; 1 — пьезоэлемент; 2 — демпфер; 3 — изолирующая втулка; 4 — корпус; 5 — центральный контактный вывод; 6 — протектор; 7 — преломляющая призма; 8,9 — акустический и электрический экраны; α — угол падения; β — угол преломления; Д — дефект.



да — наличие неконтролируемой, т. е. мёртвой зоны. Её протяжённость l_0 определяется в основном длительностью τ_{II} излучаемого импульса, длительностью τ_{II} переходных процессов (время «оглушения» приёмного тракта зондирующим импульсом) и скоростью звука c в материале контролируемого изделия: $l_0 = 1/2c(\tau_{II} + \tau_{II})$. В большинстве случаев $l_0 = 6-8$ мм, но иногда доходит до $15-20$ мм. В пределах мёртвой зоны обнаружение дефектов невозможно, что осложняет контроль изделий, не имеющих достаточных припусков на обработку. В целях сокращения мёртвой зоны добротность Q искателя искусственно понижается, для чего тыльная сторона пьезоэлемента (изготовленного обычно из пьезокерамики) жёстко соединяется с демпфером из материала, обладающего волновым сопротивлением ρc , близким к волновому сопротивлению материала пьезоэлемента, и, кроме того, высоким значением δ . Однако при понижении Q падает чувствительность искателя, поэтому демпфирование следует доводить до нек-рого оптимума, определяющегося условиями контроля.

В наклонном совмещённом искателе (рис. 2,б) имеется преломляющая призма 7, изготавливаемая из материала (обычно органич. стекло), в котором скорость распространения продольных УЗ-вых волн c_l намного меньше, чем в материале контролируемого изделия (в органич. стекле $c_l \approx 2550$ м/с, в металлах $c_l \approx 6000$ м/с). Это даёт возможность, направляя продоль-

колебаний, ввести в изделие одни лишь сдвиговые волны S , распространяющиеся под углом преломления β . Если угол падения продольных волн увеличить до значения, превышающего второй критический угол (около 60°), то наблюдается полное внутреннее отражение также и сдвиговых волн, и по свободной поверхности изделия распространяются поверхностные волны.

Эти особенности преломляющего искателя существенно расширяют возможности контроля и широко используются, например, при контроле сварных соединений, а также изделий сложной формы. Призма 7 выполняет также роль гасителя отражённых от контактной поверхности УЗ-вых волн (продольных и сдвиговых).

Раздельно-совмещённый искатель (рис. 2,в) менее универсален, но обладает малой мёртвой зоной, края в этом случае определяется пространственной ориентацией осей характеристик направленности пьезоэлементов. Приклеивают пьезоэлементы к преломляющим призмам из органич. стекла под углом α , значительно меньшим первого критического (около $5-6^\circ$). Поэтому в изделие вводятся продольные УЗ-вые волны L под значительным углом преломления β , что позволяет получить отражение от дефекта, залегающего на малой глубине (l_0 снижается до $0,5-1,0$ мм). Однако при этом из-за значительного преломления глубина залегания обнаруживаемых дефектов ограничивается (т. е. она не должна превышать $150-200$ мм).

В нек-рых случаях, напр. при контроле изделий небольшой толщины, ограниченных параллельными плоскостями и изготовленных из материалов с невысокими значениями δ , можно снизить мёртвую зону до 2—3 мм, используя зеркальный эхо-метод, в к-ром приёмное устройство регистрирует эхо-сигнал, отражённый не от обращённой к искателю поверхности дефекта, имеющего небольшие поперечные размеры, а от противоположной (задней). Эхо-сигнал образуется в результате отражения первого донного сигнала от задней поверхности дефекта. Поскольку эхо-сигнал совершает двойной путь, то на экране индикатора он виден перед вторым донным сигналом в отличие от сигнала, полученного в основном варианте эхо-метода, где эхо-сигналы наблюдаются в промежутке между начальным (зондирующим) импульсом и первым донным сигналом (рис. 3).

Чувствительность эхо-метода оценивается эквивалентными размерами дефектов, уверенно обнаруживаемых на заданной глубине, т. е. площадью искусственных отражателей, ориентированных перпендикулярно лучу и расположенных

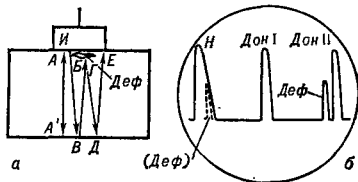


Рис. 3. а — схема обнаружения дефекта зеркальным эхо-методом: И — искатель; Деф — дефект в изделии; А—А' — луч, образующий донный эхо-сигнал; В, Г, Д — путь луча, образующего эхо-сигнал от дефекта; б — изображение на экране ЭИТ: И — начальный сигнал; (Деф) — временное положение эхо-сигнала от дефекта при эхо-методе; Дон I и Дон II — 1-й и 2-й донные эхо-сигналы; Деф' — эхо-сигнал от дефекта.

в специально изготовленных контрольных образцах на заданном расстоянии от места ввода луча. Показатель чувствительности K зависит от частоты f УЗ, толщины изделия в данном сечении и акустич. характеристик материала контролируемого изделия (коэфф. затухания δ и уровня структурных шумов). Величина K возрастает с повышением f , поскольку при уменьше-

нии отношения λ/d увеличивается доля отражённой от поверхности дефекта энергии звуковой волны и повышается направленность излучения и приёма. Однако наряду с этим при увеличении f возрастает δ и уровень структурных шумов, что приводит

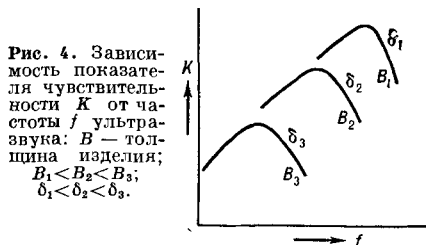


Рис. 4. Зависимость показателя чувствительности K от частоты f ультразвука: В — толщина изделия; $B_1 < B_2 < B_3$; $\delta_1 < \delta_2 < \delta_3$.

к понижению K . В результате одновременного влияния перечисленных факторов K в функции f изображается кривой с максимумом (рис. 4), т. е. наивысшая чувствительность соответствует определённой частоте. По мере возрастания δ и толщины изделия максимумы смещаются в сторону низких частот и абсолютное значение их уменьшается, т. е. чувствительность падает.

Наивысшая чувствительность может быть достигнута при контроле изделий из деформированных сплавов на основе алюминия, магния и титана. Для этих сплавов при $f = 2,5$ МГц и $\delta = 0,001 - 0,06$ Нп/см уровень структурных шумов, характеризующей отношением амплитуды огибающей шумовых помех вблизи донной грани к амплитуде донного эхо-сигнала, невисок ($\approx 0,001$). Это позволяет в частотном диапазоне 0,5—25,0 МГц, обеспечиваемом современной аппаратурой, выбрать режим, при к-ром в условиях контроля изделий толщиной до 200—250 мм реализуется теоретически предельная чувствительность, т. е. обнаруживаются дефекты с $d \approx 1/2\lambda$, что для частоты 10,0 МГц соответствует контрольному отражателю диаметром около 0,3 мм. Конструкционные стали обладают большим затуханием ($\delta \approx 0,01 - 0,08$ Нп/см) и несколько более высоким уровнем шумов (0,002—0,005). Поэтому при контроле изделий из них той же толщины в оптимальном диапазоне $f = 2,5 - 4,0$ МГц величина K примерно на порядок ниже, что соответствует контрольному отражателю диаметром

$d \approx 1,0$ мм. При контроле изделий из сталей аустенитного класса и в особенности из жаропрочных сплавов на никелевой основе показатель K ещё ниже. Эти материалы характеризуются высоким уровнем структурных шумов (0,01—0,03) и большим затуханием. Так, в зависимости от структурного состояния металла (величина зерна, состояние границ, тонкая внутризёрная структура) величина δ может изменяться в широких пределах, примерно от 0,04 до 0,3 Нп/см. Поэтому при контроле изделий из этих материалов толщиной 100—200 мм оптимальная частота понижается до 2,5—1,0 МГц, а значение K падает ещё на порядок и даже больше. Для изделий толщиной около 100 мм, если коэфф. δ близок к нижнему пределу, K соответствует контрольному отражателю с $d \approx 1,0$ —1,5 мм; при больших значениях δ величина K ещё уменьшается (диаметр контрольного отражателя ≈ 2 —3 мм), а при максимальных значениях δ обнаружение дефектов, залегающих на глубине свыше 150—200 мм, вообще практически невозможно. Предел реальной чувствительности может наступить и при меньших толщинах, если высок уровень структурных шумов, определяющийся степенью упругой анизотропии зёрен твёрдого раствора сплава, степенью дисперсности и акустич. характеристиками упрочняющих фаз. В этих случаях некое повышение K может быть достигнуто использованием специально разработанных систем подавления помех. Чувствительность при контроле литых изделий, как правило, ниже, чем при контроле деформированных изделий из тех же материалов.

Контролю эхо-методом подвергаются слитки, фасонное литьё, поковки, штамповки, плиты, листы, проволока, трубы, прутки, рельсы, а также сварные, клеевые, заклёпочные, паяные соединения и др. При этом обнаруживаются поверхностные (напр., усталостные трещины) и внутренние дефекты (расслоения, шлаковые включения и др.) в заготовках и изделиях различной формы и габаритов из металлич. и неметаллич. материалов. Могут быть обнаружены зоны нарушения однородности кристаллич. структуры и зоны коррозионного поражения металлич. изделий, а также изме-

рена с высокой точностью — до сотых долей мм — толщина изделия, ограниченного плоскими параллельными гладкими поверхностями, при одностороннем доступе.

Теневым метод уступает эхо-методу в чувствительности и универсальности и поэтому используется гл. обр. для контроля изделий простой формы и небольших сечений. УЗ-вые волны вводятся с одной, а принимаются,

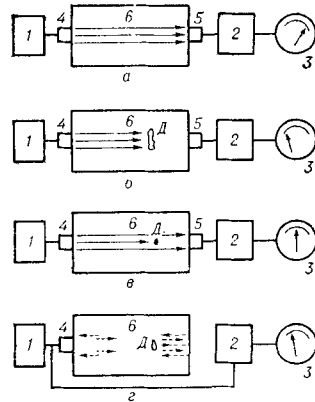


Рис. 5. Схема обнаружения дефектов теневым (а, б, в) и зеркально-теневым (г) методами: 1 — генератор; 2 — приёмный тракт; 3 — индикатор; 4 — излучающий искатель; 5 — приёмный искатель; 6 — контролируемое изделие; Д — дефект.

как правило, с другой стороны. О наличии дефекта судят либо по уменьшению интенсивности звука в зоне звуковой тени, куда УЗ-вые волны проникают гл. обр. вследствие дифракции волн (рис. 5, а, б, в), либо по изменению фазы или времени приёма волны, огибающей дефект и прошедшей, следовательно, более длинный путь. Необходимость двустороннего доступа к изделию является существенным ограничением применимости теневого метода. Однако если вместо работы в непрерывном режиме применять импульсы, то теневым методом может быть осуществлён также и в зеркальном варианте при одностороннем доступе к изделию (рис. 5, г). В этом случае о наличии дефекта судят по уменьшению амплитуды донного отражения — дефект вызывает образование зоны звуковой тени со стороны искателя. Преимущество теневого метода — отсутствие мёртвой зоны.

Чувствительность K теневого метода, так же как и чувствительность эхо-метода, возрастает с повышением f и падает с увеличением δ с повышением уровня структурных шумов; при этом общий уровень K здесь существенно ниже, чем в эхо-методе. Поэтому теневой метод целесообразно использовать для контроля изделий небольшой толщины (до 20—30 мм), а также в случаях, когда необходимо проконтролировать всё изделие без к.-л. мёртвых зон. При контроле изделий, ограниченных параллельными плоскими поверхностями (плиты, листы), максимальное значение K получается в зонах, прилегающих к этим поверхностям.

Резонансный метод используется гл. обр. для измерения (при одностороннем доступе) толщины B изделий из металлов, стекла, фарфора, керамики и др. материалов с достаточно высокой добротностью, а также для обнаружения зон коррозионного поражения (на недоступной поверхности), расслоений в тонких листах и биметаллах и т. д.

В резонансном толщиномере-дефектоскопе (рис. 6) пьезоэлектрич. преобразователь, возбуждаемый частотно-модулированным генератором 1, излучает в изделие 7 УЗ-вые волны непрерывно меняющейся частоты. В моменты резонанса, когда по толщине измеряемого сечения укла-

его обращается в нуль), амплитуда упругих колебаний в изделии резко возрастает, изменяются силы токов в цепях генератора, что отмечается индикатором (ЭЛТ) 5 в виде резонансных пиков 8. Каждой точке на линии развёртки соответствует определённая частота генератора, поэтому шкала, нанесённая на экран ЭЛТ, позволяет отсчитать расстояние от начала развёртки до соответствующего пика и может быть проградуирована в МГц или в мм. Если примерная толщина изделия известна и параметры генератора подобраны так, что отсчитывается только один резонансный пик, соответствующий основной частоте, то $B = \lambda/2$ или $B = c/2f$. Однако если примерная толщина изделия неизвестна, то резонанс отмечается не только на основной частоте, но также и на гармониках, поэтому отсчёт усложняется и повышаются требования к девиации частоты — она должна обеспечить перекрытие частотного диапазона в пределах до двух-трёх октав. Собственная частота пьезоэлемента, чтобы его резонанс не влиял на показания прибора, должна быть выше верхнего значения частоты генератора. В этом случае

$$B = \frac{mc}{2(f_{n+m} - f_n)},$$

где f_n и f_{n+m} — частоты, соответствующие двум произвольно взятым пикам, m — число промежутков между этими пиками (разность номеров гармоник). Чувствительность резонансного толщиномера возрастает с увеличением коэфф. стоячей волны и с повышением добротности всех элементов устройства, представляющих собой связанные колебательные системы, — контуров генератора и усилителя, пьезоэлектрич. преобразователя, промежуточной контактной среды и, наконец, самого контролируемого изделия. При высокой добротности перечисленных элементов коэфф. стоячей волны возрастает с уменьшением девиации частоты генератора. Это обстоятельство привело к созданию двух типов промышленных резонансных толщиномеров. Толщиномеры первого типа — измерительные — применяются для непосредственного измерения B в отдельных точках контролируемого изделия в тех случаях, когда величина B неизвестна. Девиация частоты в этих

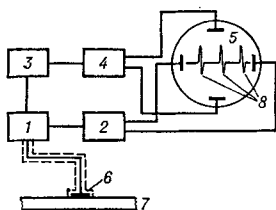


Рис. 6. Блок-схема резонансного дефектоскопа-толщиномера: 1 — генератор частотно-модулированных колебаний; 2 — контролируемое изделие; 3 — фильтр; 4 — усилитель; 5 — экран ЭЛТ; 6 — искатель; 7 — резонансные пики.

дывается целое число полуволн (что соответствует совпадению частоты внешней возмущающей силы с частотой собственных колебаний системы), образуются стоячие волны. При этом уменьшается входной импеданс контролируемого изделия, являющийся сопротивлением нагрузки для преобразователя (реактивная составляющая

приборах должна быть достаточной для перекрытия широкого диапазона толщин и должны быть предусмотрены специальные отсчётные устройства, позволяющие быстро определить абсолютные значения B . Толщиномеры второго типа — контрольные — встраиваются в технологич. поток (напр., в производстве труб) для контроля выхода толщины стенки изделия за пределы установленного допуска. Толщина стенки при этом известна, поэтому девиация частоты может быть выбрана небольшой, что повышает чувствительность и точность измерений. Производительность и надёжность приборов второго типа выше, чем первого, поскольку для ввода УЗ в контролируемое изделие используется иммерсионный контакт, а погрешность измерений составляет около $\pm 1\%$. Дальнейшее снижение погрешности возможно при использовании импульсно-резонансного и импульсно-интерференционного вариантов метода. Производительность при этом может быть существенно повышена — до 1000 замеров в секунду и более.

Импедансный метод основан на зависимости полного механич. сопротивления (импеданса) контролируемого изделия от качества соединения между собой отдельных его элементов. В датчике импедансного дефектоскопа (рис. 7) излучающий пьезоэлемент 1, возбуждающийся генератором на частоте 1,0—8,0 МГц, приклеен к большому основанию звукопроводящего стержня 2, имеющего форму усечённого конуса и выполенного из органич. стекла. Стальной цилиндр 3, приклеенный к тыльной поверхности излучающего пьезоэлемента, играет роль отражающей массы и увеличивает амплитуду колебаний стержня. К малому основанию стержня приклеен динамометрич. пьезоэлемент 4, а к передней поверхности последнего — контактный наконечник 5 из лёгкого сплава с укреплённым в его центре «грибком» из износостойкого материала. Если датчик не прикат к поверхности изделия, то напряжение на пьезоэлементе 4 равно нулю, поскольку он колеблется вместе со стержнем не деформируясь. Если же прикат датчик к изделию, то сила реакции последнего деформирует пьезоэлемент, к-рый подаёт напряжение, пропорциональное этой силе, на измерительную

часть прибора и на индикатор. Колебания датчика вводятся в изделие посредством сухого контакта. Если обшивка 6 в этом сечении (рис. 7, а) жёстко соединена с подложкой 8, то вся система колеблется как единое целое, входной импеданс максимален, и сила реакции изделия на стержень достигает больших значений. Если же стержень установить над дефектной зоной (рис. 7, б), то не связанный с под-

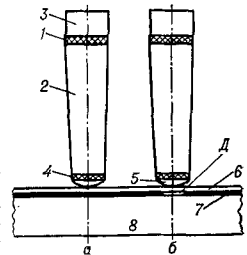


Рис. 7. Схема контроля качества склейки импедансным методом: 1 — излучающий пьезоэлемент; 2 — звукопроводящий стержень; 3 — отражающая масса; 4 — динамометрический пьезоэлемент; 5 — контактный наконечник; 6 — металлическая обшивка клеевой конструкции; 7 — клеевой слой; 8 — подложка; Д — дефект.

ложкой участок обшивки будет колебаться, как зажатый по контуру диск, независимо от всей конструкции. Поскольку жёсткость обшивки меньше жёсткости всей конструкции, импеданс, а следовательно, и сила реакции на стержень резко уменьшаются. По изменению амплитуды (или фазы) силы реакции можно судить о наличии дефекта соединения. Чувствительность импедансного метода позволяет обеспечить обнаружение дефектов соединения диаметром около 5—10 мм.

Импедансный метод эффективно используется для контроля клеевых и паяных конструкций (в т. ч. и трёхслойных) с металлич. и неметаллич. обшивками и лёгкими наполнителями между ними, а также для выявления расслоений в слоистых пластиках, плакированных листах и трубах.

Метод свободных колебаний наиболее старый из всех акустич. методов контроля, им издавна пользуются, напр., осматривщики железнодорожных составов для обнаружения трещин в осях локомотивов и вагонов, ударяя молоточком по оси и определяя на слух (по «чистоте» звона) наличие в ней трещины. Такой метод весьма чувствителен, однако его существенный недостаток — субъективность оценки результатов. Поэтому в современных

приборах предусматривается соответствующее устройство (рис. 8) для анализа частотного спектра колебаний, состоящее из вибратора 1, ударник к-рого возбуждается электромагнитом на частоте 50 Гц, и приёмника 2. Пьезоэлемент приёмника преобразует весь спектр упругих колебаний в электрические, к-рые через фильтр 3, пропускающий лишь колебания ча-

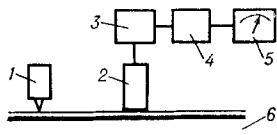


Рис. 8. Блок-схема прибора для контроля качества склейки методом свободных колебаний: 1 — вибратор; 2 — приёмник; 3 — фильтр; 4 — усилитель; 5 — индикатор; 6 — контролируемое изделие.

стот, характерных для спектра дефектного участка, проходят в усилитель 4 и попадают затем на электронный вольтметр, измеряющий их амплитуды.

Метод свободных колебаний используется для контроля качества склейки материалов с высокими значениями δ (текстолит, асбестолит, фанера и др.) между собой или с металлич. обшивкой, а также для обнаружения нарушений сплошности внутри к.-л. слоя из перечисленных выше неметаллич. материалов, т. е. в случаях, когда иные методы контроля не могут быть применены с должным эффектом.

В **велосиметрическом** методе используется зависимость скорости распространения *изгибных волн* в пластине от толщины этой пластины. Наличие расслоения внутри к.-л. слоя многослойной клеёной конструкции или наличие зоны нарушения склейки между слоями может рассматриваться как резкое уменьшение толщины изделия. В этом месте скорость распространения изгибной волны, возбуждённой вибратором 1 (рис. 9), уменьшается, что отмечается приёмником 2 по изменению фазы волны в точке приёма. Т. о., велосиметрич. метод является по существу фазовым методом. Работа ведётся на частотах 20—70 кГц, причём ввод колебаний осуществляется посредством сухого контакта. Излучатель и приёмник УЗ могут располагаться на одной поверхности изделия на расстоянии нескольких см друг от друга. При этом чётко

регистрируются дефекты (расслоения) площадью от 2 до 15 см² в зависимости от глубины их залегания (предельная глубина залегания — 25 мм). Недостаток контроля при одностороннем доступе — наличие мёртвой зоны, прилегающей к поверхности, противоположной поверхности ввода колебаний, и составляющей 20—40% от толщины изделия. В этой зоне дефекты не могут быть обнаружены из-за интерференции прямой волны и волн, отражённых от границ контролируемого изделия. Поэтому при наличии двустороннего доступа к изделию целесообразно применять раздельные излучатель и приёмник продольных волн, располагая их соосно по обе стороны контролируемого изделия. Волна, встречая расположенный на своём пути дефект, огибает его и, проходя при этом больший путь, приходит к приёмнику колебаний с отставанием по фазе по отношению к волне, прошедшей через бездефектное сечение. Мёртвая зона в этом случае отсутствует. По сравнению с методом свободных колебаний велосиметрич. метод более чувствителен и показания прибора более стабильны.

Велосиметрич. метод широко применяется для контроля многослойных конструкций, в к-рых отдельные слои

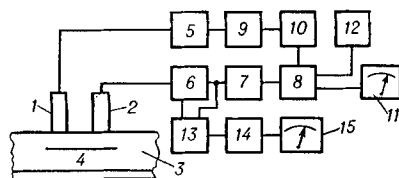


Рис. 9. Блок-схема велосиметрического дефектоскопа: 1 — излучатель; 2 — приёмник; 3 — контролируемое изделие; 4 — дефект; 5 — генератор; 6 — усилитель; 7 и 10 — формирующие устройства; 8 — фазоизмерительный каскад; 9 — фазовращатель; 11 — индикатор; 12 — релейный каскад; 13 — блок АРУ; 14 — измеритель амплитуды сигнала; 15 — стрелочный прибор.

выполнены из неметаллич. материалов (слоистых пластиков), обладающих повышенной гигроскопичностью и высокими значениями δ .

Акустико-топографический метод основан на возбуждении в контролируемом изделии мощных изгибных колебаний заданной (в первом варианте метода) или непрерывно меняющейся

(во втором варианте) частоты с одно-временной визуализацией картины колебаний поверхности изделия, напр. путём нанесения на эту поверхность тонкодисперсного порошка. При достаточно сильных колебаниях поверхности изделия с заданной частотой частицы порошка из мест, не принадлежащих узлам, постепенно смещаются к узлам колебаний, рисуя картину распределения узловых линий на поверхности — т. н. *Хладни фигуры*. Для бездефектного изотропного материала эта картина получается чёткой и непрерывной. Если же в материале имеется дефект, то в зоне дефекта картина меняется: узловые линии искажаются в месте наличия включений, а также на участках, характеризующихся анизотропией механич. свойств, или прерываются при наличии расслоения. Если используется второй вариант метода (рис. 10), то при нали-

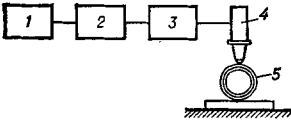


Рис. 10. Блок-схема акустико-топографической установки для контроля биметаллических изделий: 1 — генератор качающейся частоты; 2 — усилитель с программным регулированием; 3 — усилитель мощности; 4 — широкополосный магнитострикционный преобразователь; 5 — контролируемое изделие.

таллических изделий: 1 — генератор качающейся частоты; 2 — усилитель с программным регулированием; 3 — усилитель мощности; 4 — широкополосный магнитострикционный преобразователь; 5 — контролируемое изделие.

чий расслоения находящийся над ним участок верхнего слоя изделия рассматривается как колеблющаяся, закреплённая по краю диафрагма; в момент резонанса, т. е. совпадения частоты возбуждения с собственной частотой этой диафрагмы, амплитуда её колебаний резко возрастает, и частицы порошка перемещаются к границам дефектной зоны, оконтуривая её с большой точностью. Работа ведётся на частотах 30—200 кГц. Чувствительность метода весьма высока: в многослойном изделии (напр., биметаллич. или триметаллич. лист) с толщиной верхнего листа 0,25 мм обнаруживаются дефекты протяжённостью 1—1,5 мм. Мёртвая зона отсутствует, сканирование не требуется — излучатель прижимается к поверхности изделия в одной точке.

Методы УЗ-вой Д. широко применяются в различных областях народного хозяйства, способствуя повыше-

нию качества изделий ответственного назначения, их надёжности и ресурса. В связи с этим высокие требования предъявляются к достоверности количественной информации, получаемой при использовании методов Д., и к точности определения координат и размеров обнаруженных дефектов, а также к точности измерения толщины изделий. Эти точности определяются метрологич. характеристиками используемых приборов. Толщиномеры обладают достаточно высокими метрологич. характеристиками, и поэтому измерения толщины изделий могут быть выполнены с достаточной точностью и зафиксированы в цифровой форме. Что же касается дефектоскопов, то метрологич. характеристики их невысоки, обнаружению дефектов, определению их координат и в особенности определение их истинных размеров сопутствует множество случайных факторов, снижающих надёжность контроля и достоверность его результатов. Это приводит к тому, что по результатам контроля можно лишь оценить вероятность отсутствия в проконтролированном изделии дефектов, истинные размеры к-рых превышают допустимые.

Совершенствование аппаратуры и методики УЗ-вого контроля, автоматизация контроля, применение ЭВМ для обработки получаемой информации позволяют значительно повысить надёжность контроля и достоверность его результатов.

Лит.: Шрайбер Д. С., Ультразвуковая дефектоскопия, М., 1965; Ермолов И. Н., Методы ультразвуковой дефектоскопии. Курс лекций, ч. 1—2, М., 1966—68; Гурвич А. К., Ермолов И. Н., Ультразвуковой контроль сварных швов, К., 1972; Крауткramer J. und H., Werkstoffprüfung mit Ultraschall, 3 Aufl., В.—Hdb.—N. Y., 1975.

Д. С. Шрайбер.

ДЕФОРМАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ — изменение потенциальной энергии электрона в зоне проводимости при деформировании полупроводника. Деформирование изменяет ширину запрещённой зоны полупроводника и тем самым потенциальную энергию электрона в зоне проводимости. Энергия электрона \mathcal{E} изменяется при деформации кристалла на величину $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E} - \mathcal{E}_0 = D_{ik}u_{ik}$, где \mathcal{E}_0 — энергия при отсутствии деформации, D_{ik} — тензор Д. п., u_{ik} — тензор деформации. Вместо тензора Д. п. для описания различных эффектов в по-

лупроводниках иногда вводят величину dE_g/dP , которая представляет собой изменение ширины запрещенной зоны E_g полупроводника при всестороннем сжатии (P — давление) и связана с D_{ik} определенным соотношением. Напр., для кристаллов германия $dE_g/dP = -5 \cdot 10^{-6}$ эВ/атм, а для кремния $+ 4,5 \cdot 10^{-6}$ эВ/атм. Наличие Д. п. объясняет электрон-фононное взаимодействие в полупроводниках всех типов. В непьезоэлектрич. полупроводниках (напр., в германии) взаимодействие через Д. п. определяет существование таких эффектов, как электронное поглощение УЗ (см. *Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости, акустоэлектрический эффект, усиление ультразвука* и др. В пьезоэлектрич. полупроводниках пьезоэлектрич. взаимодействие на относительно низких частотах (~ 50 МГц) сильнее, чем взаимодействие через Д. п., однако на частотах в несколько ГГц они сравниваются. Наряду с акустоэлектронным взаимодействием, Д. п. определяет такие эффекты, как пьезосопротивление и тензорезистивный эффект (изменение удельного электро-сопротивления в результате деформации полупроводника), на основе к-рых работают датчики давления, полупроводниковые тензометры, микрофоны и др. устройства.

Лит.: Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972.

ДЕЦИБЕЛ (дБ) — логарифмическая единица измерения отношения энергий или мощностей в акустике, связи, электротехнике и радиотехнике. В Д. измеряется уровень, т. е. величина, пропорциональная десятичному логарифму отношения энергий, мощностей, интенсивностей звука, звуковых давлений, а также разность уровней. Число N Д., соответствующее отношению двух энергий (мощностей, интенсивностей) W_1 и W_2 , выражается ф-лой: $N = 10 \lg (W_1/W_2)$. Разность уровней для двух звуковых давлений p_1 и p_2 выражается ф-лой:

$$N = 20 \lg (p_1/p_2).$$

40 Д. имеет наименование бел, откуда и название Д. Уровень звукового давления в воздухе L измеряется в Д. относительно условно единичного значения интенсивности, к-рое соответствует звуковому давлению $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$

Па и L дБ = $20 \lg(p_1/p_0)$. При удвоении интенсивности звука уровень звукового давления увеличивается на 3 дБ. Увеличение уровня на 1 дБ близко к наименьшему различимому на слух.

ДИАГНОСТИКА *И. Г. Русаков*
у л ь т р а з в у
к о в а я — совокупность методов исследования здорового и больного организма человека, основанных на использовании УЗ. В УЗ-вой Д. используется затухание и отражение УЗ-вых волн при прохождении их через неоднородную среду (см. *Затухание звука, Отражение звука*). Основная особенность УЗ-вой Д. — возможность получить информацию о мягких тканях, незначительно различающихся по плотности или упругости. УЗ-вой метод исследования обладает высокой чувствительностью, может использоваться для обнаружения образований, не выявляемых с помощью рентгена, не требует применения контрастных веществ, безболезнен, практически не имеет противопоказаний.

Сравнительно большое затухание УЗ в тканях и стремление получить высокую разрешающую способность обусловили выбор частотного диапазона для УЗ-вой диагностики. аппаратуры от 0,8 до 15 МГц. Низкие частоты используются при исследовании глубоко расположенных объектов или при исследовании, проводимом через костную ткань, высокие — для визуализации объектов, близко расположенных к поверхности тела, для диагностики в офтальмологии, при исследовании поверхностно расположенных сосудов.

Приборы для УЗ-вой Д. в известной мере аналогичны УЗ-вым дефектоскопам (см. *Дефектоскопия*). Излучение и приём УЗ в них осуществляется с помощью *пьезоэлектрического преобразователя* с пьезоэлементами в виде кварцевой или пьезокерамич. пластины. В зависимости от способа получения и характера воспроизведения информации приборы для УЗ-вой Д. делятся на группы: одномерные приборы с индикацией типа А, одномерные приборы с индикацией типа М, двумерные приборы с индикацией типа В и приборы, работа которых основана на эффекте Доплера.

При УЗ-вой Д. с помощью прибора типа А (рис. 1) преобразователь

2, излучающий короткие (длительностью порядка 10^{-6} с) УЗ-вые импульсы, прикладывается к исследуемому участку тела (напр., на рис. 1 к роговице глаза *б*) через контактное вещество, в качестве к-рого чаще всего используется вазелиновое масло. В паузах между излучаемыми им-

подаются не на отклоняющие пластины электроннолучевой трубки, как в случае индикации типа А, а на её модулирующий электрод. Вследствие этого отражённые импульсы на экране трубки представляются в виде чёрточек, яркость к-рых связана с амплитудой импульса, а ширина — с его длительностью. Развёртка этих чёрточек во времени даёт картину отдельных отражающих структур. Этот тип индикации широко используется в кардиографии. УЗ-вая кардиограмма может быть зафиксирована при помощи электроннолучевой трубки с памятью или на бумажной ленте самописца, на к-рой одновременно регистрируется и электрокардиограмма, а при необходимости может также регистрироваться фонокардиограмма и частота дыхания. Запись движений сердца даёт важную информацию о сердечной деятельности: определяется стеноз митрального клапана, степень подвижности и отвердевания трёхстворчатого клапана в результате отложения извести, врождённые пороки сердца и др.

При использовании А и М методов регистрации преобразователь находится в фиксированном положении на теле пациента. В случае же индикации типа В преобразователь перемещается (сканирует) вдоль поверхности тела, при этом на экране электроннолучевой трубки с памятью или трубки с послесвечением фиксируется двумерная эхограмма (рис. 2), воспроизводящая поперечное сечение исследуемой области тела. Двумерные УЗ-вые приборы с индикацией типа В используются в онкологии, акушерстве и гинекологии, урологии,

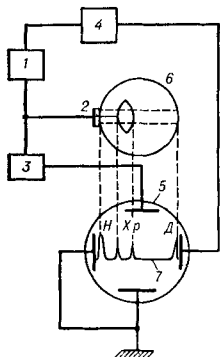


Рис. 1. Блок-схема одномерного прибора с индикацией типа А: 1 — генератор электрических импульсов; 2 — преобразователь; 3 — усилитель; 4 — генератор развёртки; 5 — электроннолучевая трубка; 6 — глаз; 7 — одномерная эхограмма; Н — начальный импульс; Хр — импульсы от хрусталика; Д — импульсы от глазного дна.

пульсами преобразователь принимает импульсы, отражённые от различных неоднородностей в тканях. После усиления эти импульсы наблюдаются на экране электроннолучевой трубки 5 в виде кратковременных отклонений луча от горизонтальной линии. Полная картина отражённых импульсов наз. одномерной эхограммой типа А. Положение импульса относительно начала эхограммы определяет расстояние между отражающей структурой и преобразователем. Эхограммы тканей различного типа отличаются друг от друга количеством импульсов и их амплитудой. Анализ эхограммы типа А во многих случаях позволяет получить дополнительные сведения о состоянии, глубине залегания и протективности патологич. участка.

Одномерные приборы с индикацией типа А применяются в неврологии, нейрохирургии, онкологии, акушерстве, офтальмологии и др. областях медицины. Напр., применение их в офтальмологии позволяет определять размеры глаза и его отделов, обнаруживать и определять в нём положение инородных тел, отслойки сетчатки и сосудистой оболочки, опухоли, проводить динамич. наблюдение за развитием патологич. процесса.

В приборах с индикацией типа М отражённые импульсы после усиления

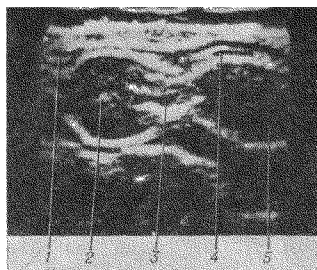


Рис. 2. Двумерная эхограмма брюшной полости беременной женщины: 1 — брюшная стенка живота; 2 — головка плода; 3 — шейка плода; 4 — позвоночник плода; 5 — грудной отдел туловища плода.

оториноларингологии, офтальмологии и др. Применение их в акушерстве, напр., позволяет определить многоплодие, положение и вид плода, диагностировать ранние сроки беременности и отличить это состояние от небольших миом и фибром матки.

В противоположность импульсным приборам преобразователь приборов, работа к-рых основана на эффекте Доплера, содержит, как правило, две пластины пьезоэлемента. Излучающий пьезоэлемент генерирует непрерывную УЗ-вую волну, в то время как второй пьезоэлемент принимает отражённые сигналы. Сдвиг частоты УЗ-вой волны, отражённой от подвижного объекта (напр., от стенки сосуда), относительно частоты излучаемой волны обнаруживается с помощью телефонов, громкоговорителя или может быть зарегистрирован на ленте самописца. Приборы с использованием эффекта Доплера применяются для раннего определения беременности, сердцебиения плода, наблюдения за родами, для исследования кровотока и др.

Лит.: Руководство по ультразвуковой диагностике, Таш., 1969; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962. А. А. Чевенко.

ДИСЛОКАЦИИ в кристаллах — дефекты кристалла, представляющие собой линии, вдоль или вблизи к-рых нарушено характерное для кристалла правильное расположение атомных плоскостей. Простейшими видами Д. являются краевая и винтовая Д. (рис. 1). Если одна из кристаллографических

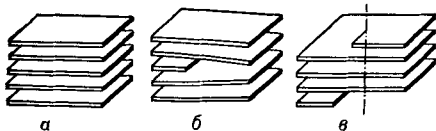
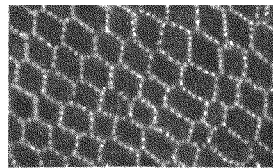


Рис. 1. Схема строения кристалла, изображённая в виде семейства атомных плоскостей: а — идеальный кристалл; б — кристалл с краевой дислокацией; в — кристалл с винтовой дислокацией.

плоскостей обрывается внутри кристалла, то край этой «лишней» плоскости образует краевую Д. В случае винтовой Д. ни одна из атомных плоскостей не оканчивается внутри кристалла, но сами плоскости оказываются лишь приблизительно параллельными и смыкаются друг с другом так, что кристалл можно рас-

Рис. 2. Сетки дислокаций в кристалле КСl, декорированные серебром. Размер ячеек порядка нескольких мкм.



сматривать состоящим из одной атомной плоскости, закрученной в виде винтовой поверхности. При выходе на внешнюю поверхность винтовая Д. обрывается, образуя ступеньку высотой в толщину одного атомного слоя. Помимо краевой и винтовой Д. возможны более сложные виды Д., в к-рых линия Д. представляет собой произвольную кривую. Линии Д. не могут обрываться внутри кристалла, они должны быть либо замкнутыми, образуя петли, либо разветвляться на несколько Д., либо выходить на поверхность кристалла. Располагаясь рядами или сетками, Д. разделяют кристалл на кристаллич. блоки (рис. 2).

Участки кристалла вблизи Д. находятся в упруго напряжённом состоянии. Напряжения убывают обратно пропорционально расстоянию от Д. Упругая энергия, обусловленная полем напряжений Д., составляет $\sim 10^{-4}$ эрг на 1 см её длины. Д. могут перемещаться в кристалле, вызывая его пластич. деформацию. Перемещению Д. препятствуют не только прочность разрываемых межатомных связей, но и рассеяние тепловых колебаний атомов и электронов проводимости в упругоискажённой области кристалла, окружающей движущиеся Д., а также упругое взаимодействие с другими Д., с атомами примесных элементов в твёрдых растворах, межзеренные границы в поликристаллах и др. дефекты в кристаллах. Д. обычно образуются при кристаллизации, но могут возникать в кристалле при пластич. деформации. Д. определяют многие физич. свойства кристаллов, они, в частности, вносят значительный вклад в поглощение УЗ (см. Дислокационное поглощение).

ДИСЛОКАЦИОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ у л т р а з в у к а — поглощение энергии звуковой волны, обусловленное её взаимодействием с дислокациями в кристаллах. При распространении УЗ-вой волны через

кристалл в действующих плоскостях скольжения возникают переменные упругие напряжения, к-рые возбуждают колебательные движения дислокаций. Колеблющиеся дислокации, испытывая столкновения с тепловыми фононами, передают им часть своей энергии. Это приводит к дополнительному (по сравнению с рещётчным поглощением, обусловленным непосредственным взаимодействием звуковой волны с фононами, — см. *Поглощение звука*) Д. п. УЗ; при этом изменяется также и действующий модуль упругости кристалла.

Характеристики Д. п. определяются многими факторами: упругими и инерционными свойствами самих дислокаций, наличием или отсутствием точек закреплений на дислокационных линиях, типом закрепления и его энергией связи, характером диссипативных сил, тормозящих движение дислокаций, высотой барьеров Пайерлса (т. е. максимальной энергией, необходимой для перехода дислокации с одного уровня с минимальной энергией на другой). Можно выделить следующие основные механизмы Д. п.: 1 — резонансный, 2 — амплитудно-зависимый гистерезис, 3 — дислокационная релаксация. Физич. описание первых двух механизмов основывается на модели Келера — Гранато — Люкке, согласно к-рой кристалл содержит трёхмерную сетку дислокаций с расстояниями между узлами, равными L_N ; дислокационная петля L_N закреплена в узлах сетки, а также в ряде промежуточных точек, где располагаются точечные дефекты, способные взаимодействовать с дислокациями посредством упругих (механизм Коттрелла) или электр. сил. Расстояние между этими точками определяет длины дислокационных отрезков L_c (рис. 1, а), которые могут совершать колебательное движение под действием УЗ-вой волны. Резонансный механизм поглощения реализуется при достаточно малых интенсивностях УЗ, когда отрезки L_c выгибаются упруго и не происходит их отрыва от закрепляющих дефектов. Колебание дислокационного отрезка в этом случае описывается дифференциальным ур-нием, подобным ур-нию упругой струны, колеблющейся в вязкой среде, при этом роль вязкости, демпфирующей

движение дислокаций, играет «фононная вязкость». Частотная зависимость поглощения для данного механизма имеет резонансный характер с максимумом декремента затухания на частоте $\omega_m = \omega_0^2/d$, где ω_0 — собственная резонансная частота отрезка L_c , d — постоянная демпфирования в ур-нии колебаний дислокационного отрезка. При $L_c = 10^{-2} - 10^{-4}$ см максимум Д. п. приходится на частоты порядка единиц или десятков МГц,

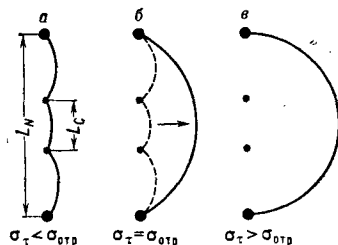


Рис. 1. Три стадии выгибания дислокационной линии под действием приложенного напряжения.

Амплитудно-зависимый гистерезис появляется при таких интенсивностях УЗ, когда абсолютные величины упругих напряжений в плоскости скольжения σ_τ при циклич. изменении достигают критич. значений $\sigma_{отр}$, достаточных для отрыва отрезков L_c от закрепляющих дефектов. Если предположить, что все эти дефекты принадлежат к одному типу с неизменной энергией связи и располагаются на линии дислокации случайным образом, то в момент, когда $\sigma_\tau = \sigma_{отр}$, петля L_N должна сразу отрываться от всех закрепляющих точек, кроме узлов (рис. 1, б, в). При уменьшении напряжения в последующей фазе цикла петля упруго сжимается, возвращаясь к своему исходному положению, и снова закрепляется дефектами. Поскольку процесс отрыва связан со скачкообразным увеличением дислокационной деформации $u_{дис}$, то зависимость $u_{дис} = f(\sigma_\tau)$ приобретает вид характерной гистерезисной петли (рис. 2), площадь к-рой определяет величину потерь энергии за полупериод. Как показывают расчёты, в килогерцовой области частот, где дислокационная деформация не зависит от частоты, декремент затухания, обусловленный таким ме-

ханизмом, также частотно-независим и экспоненциально увеличивается с ростом амплитуды колебательной деформации. Экспериментальные исследования Д. п., выполненные в широ-

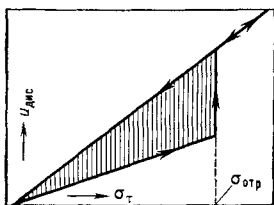


Рис. 2. Вид гистерезисной петли при дислокационной деформации.

ком диапазоне частот, температур, амплитуд деформаций, удовлетворительно подтверждают основные выводы теории, базирующейся на рассмотренной выше модели.

Третий механизм — дислокационная релаксация — ответствен за появление низкотемпературных пиков поглощения, впервые открытых П. Бордони. Этот вид поглощения не связан с точечными дефектами, а обусловлен взаимодействием дислокаций непосредственно с самой кристаллической решёткой. В простейшем случае дислокационную релаксацию можно описать моделью, где два энергетических состояния, соответствующие минимумам энергии дислокации, разделены барьером Пайерлса. Если пренебречь квантовой механикой, флюктуациями, то при температуре 0 К линии дислокаций целиком располагаются в одной из потенциальных ям вдоль направления плотной упаковки. Минимальные напряжения, необходимые для преодоления дислокацией барьеров, равны здесь напряжениям Пайерлса — $\sigma_{п}^0$. При отличных от нуля температурах переброс частей дислокации из одной ямы в другую существенно облегчается действием температурных флюктуаций. Дислокационная линия при этом уже не является прямой, а содержит пары перегибов (рис. 3). Наличие перегибов делает возможным движение отдельных участков дислокаций при возбуждаемых УЗ в кристалле напряжениях $\sigma \ll \sigma_{п}^0$, поэтому наложение УЗ изменяет распределение пар перегибов. Т. к. формирование новых перегибов связано с тепловой активацией, воздействие

УЗ-вых напряжений приводит к явлению акустической релаксации. При совпадении частоты УЗ с частотой формирования пар перегибов декремент затухания проходит через максимум. Многочисленные исследования на разных металлах хорошо подтверждают релаксационную природу пиков Бордони.

Экспериментальные измерения Д. п. позволяют непосредственно изучать кинетику и динамику дислокаций; такие измерения могут быть также использованы в качестве экспресс-методов для регистрации весьма тонких изменений в дислокационной структуре кристаллов при различного рода внешних воздействиях — механических, температурных, ионизирующих облучений и т. д. Наблюдение характеристик возврата Д. п. даёт возможность определять активационные энергии вакансий, дивакансий, примесей. На практике метод

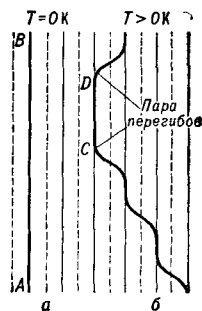


Рис. 3. а — дислокация в положении АВ, соответствующем минимуму энергии при $T = 0 \text{ К}$; б — дислокация с перегибами, отрезок CD которой находится в положении, соответствующем минимуму энергии; пунктирные линии — положения максимальной энергии.

Д. п. можно использовать для целей контроля содержания примесей в чистых и сверхчистых металлах.

Лит.: Ультразвуковые методы исследования дислокаций, сб. статей под ред. Л. Г. Меркулова, М., 1963; Постников В. С., Внутреннее трение в металлах, М., 1969; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 3, ч. А, М., 1969; т. 4, ч. А, 1969, гл. 6, 7; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972. Л. Г. Меркулов.

ДИСПЕРГИРОВАНИЕ ультразвуковое — тонкое размельчение твёрдых веществ или жидкостей, т. е. переход веществ в дисперсное состояние с образованием золя под действием УЗ-вых колебаний. Обычно термином «Д.» обозначают размельчение твёрдых тел в жидкой среде. Д. жидкостей в газах (воздухе) наз. *распылением*, а Д. жидкостей в жид-

костях — эмульгированием. УЗ-вое Д. позволяет получать высокодисперсные (средний размер частиц — мкм и доли мкм), однородные и химически чистые суспензии.

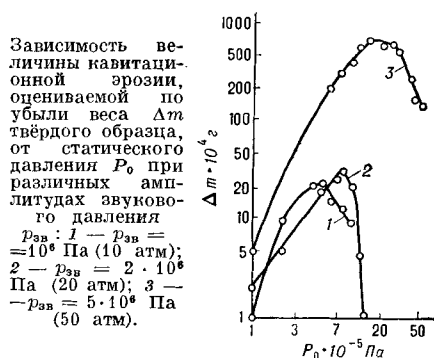
Д. осуществляется при воздействии УЗ на суспензии и при разрушении в УЗ-вом поле агрегатов твёрдых частиц, связанных между собой силами слипания, спекания или спайности. При УЗ-вом Д. суспензии дисперсность продукта увеличивается на несколько порядков по сравнению с Д. без применения УЗ. *Кавитационная эрозия* поверхности твёрдого тела в жидкости и процесс УЗ-вой очистки также сопровождаются Д.

Для протекания УЗ-вого Д. необходима *кавитация*. Измельчение веществ происходит под действием ударных волн, возникающих при захлопывании кавитационных полостей. Д. начинается при интенсивности I УЗ, превышающей некое пороговое значение $I_{п}$. Величина $I_{п}$ составляет обычно несколько Вт/см² и зависит от кавитационной прочности жидкости, состояния поверхности твёрдой фазы, а также от характера и величины сил взаимодействия между отдельными частицами твёрдой фазы. С ростом I скорость Д., т. е. количество измельчённого в единицу времени вещества $\Delta m/\Delta t$, возрастает; она возрастает также с увеличением хрупкости и с уменьшением твёрдости и спайности частиц диспергируемого материала. Наиболее успешно УЗ-вое Д. происходит при обработке аморфных и агрегированных веществ типа почв и горных пород, при расщеплении текстурированных материалов типа целлюлозы, стеклянной ваты, асбеста, при действии на растительные и животные клетки. Сравнительно легко диспергируется каолин, гипс, слюда, сера, графит и т. п., труднее — чистые металлы. Для получения суспензии металлов рационально сочетать процессы их химич. или электролитич. осаждения с УЗ-вым Д.

Д. значительно интенсифицируется, если наряду со знакопеременным звуковым давлением с амплитудой $p_{зв}$ на жидкость наложить постоянное (статическое) давление P_0 (см. *Кавитационная эрозия*). В этих условиях существенно возрастают пиковые значения давления в ударной волне и

кавитационное разрушение твёрдой фазы, оцениваемое по убыли из монолита вещества, перешедшего в дисперсное состояние, ускоряется в десятки, сотни и даже тысячи раз при равных затратах акустич. энергии. Существует оптимальное соотношение между P_0 и $p_{зв}$, при к-ром происходит максимальная кавитационная эрозия (рис.) и, следовательно, наиболее интенсивное Д. твёрдой фазы.

УЗ-вое Д. широко используется в лабораторной практике для получения суспензий, для подготовки образцов к минералогич. анализу и т. п., в ряде технологич. процессов в химич., пищевой, фармацевтич., текстильной, лакокрасочной промышлен-



ности и др. отраслях. Кавитационная эрозия позволяет получать материалы сверхтонкой дисперсности, к-рые играют большую роль в порошковой металлургии, т. к. от степени измельчения исходного материала и вводимых в него тугоплавких окислов зависит конечная плотность, механические свойства и жаропрочность изделий; в технике изготовления ферритов сверхтонкое измельчение порошков ферритов улучшает эксплуатационные характеристики ферритовых сердечников; УЗ-вое Д. применяется также при изготовлении высокодисперсных люминофоров, повышающих качество изображения и увеличивающих светоточаду экранов электроннолучевых приборов. УЗ-вое Д. полупроводниковых материалов увеличивает их термоэлектрич. эффективность. Фармакологич. материалы высокой дисперсности применяются в биологии и медицине. В существующих УЗ-вых диспергаторах в качестве

ве источника УЗ используются либо *гидродинамические излучатели*, либо излучатели на основе электроакустически активных материалов (например, *магнитострикционные преобразователи*).

Лит.: Новицкий Б. Г., Анисимова В. А., Выбор оптимальных условий для ультразвукового диспергирования суспензий, «Ультразвуковая техника», 1965, в. 1; Фридман В. М., Физико-химическое действие ультразвука на гетерогенные процессы, там же, 1967, в. 6; Агранат Б. А. и др., Ультразвук в гидрометаллургии, М., 1969, с. 45—55, 136—45; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, с. 469—84; Агранат Б. А. и др., Ультразвуковая технология, М., 1974. *О. К. Экнабдиосянц.*

ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА

(дисперсия звука) — зависимость фазовой скорости монохроматич. звуковых волн от их частоты ω . Д. с. з. может быть обусловлена как физич. свойствами среды, так и присутствием в ней посторонних включений и наличием границ тела, в к-ром звуковая волна распространяется.

Дисперсия скорости звука, обусловленная свойствами среды. Д. с. з., связанная с физич. свойствами самой среды, возникает, когда действие акустич. волны приводит к неравновесному состоянию среды, возбуждая внутренние степени свободы. Такими внутренними степенями свободы могут быть колебательные и вращательные движения молекул, процессы ионизации и диссоциации, химич. реакции, перестройка внутренней структуры жидкости, различные процессы *взаимодействия ультразвука с электронами проводимости* в металлах и полупроводниках, магнитоупругие явления и т. д. Перераспределение энергии между поступательными и внутренними степенями свободы происходит за нек-рый промежуток времени τ , к-рый наз. временем релаксации (см. *Релаксация акустическая*). Если период T звуковой волны мал по сравнению с τ (или $\omega\tau \gg 1$ — высокие частоты), то за время T внутренние степени свободы не успевают возбудиться, поэтому переход энергии на них практически происходит не будет и среда будет вести себя так, как будто внутренние степени свободы отсутствуют. Если же $T \gg \tau$ ($\omega\tau \ll 1$ — низкие частоты), то часть энергии поступательного движения успеет

перераспределиться на внутренние степени свободы. При этом вследствие уменьшения энергии поступательного движения упругость среды и скорость звука также будут меньше, чем в случае высоких частот. Т. о., при наличии релаксации скорость звука увеличивается с ростом частоты (рис. 1). Наиболее быстрый рост скорости происходит при частоте $\omega_p = 1/\tau$ и вблизи неё («дисперсионная область»). Для большинства сред ω_p лежит в области УЗ-вых и гипер-

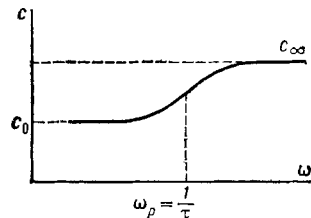


Рис. 1. Зависимость фазовой скорости ультразвука c от частоты ω для случая релаксации.

звуковых частот. Если c_0 — скорость звука при малых частотах ($\omega\tau \ll 1$), а c_∞ — при очень больших частотах ($\omega\tau \gg 1$), то скорость звука для произвольной частоты ω описывается ф-лой:

$$c^2 = c_0^2 + (c_\infty^2 - c_0^2) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (1)$$

Такая зависимость $c(\omega)$ характерна для всех релаксационных процессов в однородных средах. Д. с. з. сопровождается также повышенным *поглощением звука* сравнительно с поглощением, обусловленным сдвигом вязкостью и теплопроводностью. Д. с. з. обычно характеризуют величиной $\Delta c/c_0 = (c_\infty - c_0)/c_0$. Измерение Д. с. з. (как величины $\Delta c/c_0$, так и величины τ) является одним из методов исследования молекулярной структуры вещества (см. *Молекулярная акустика*).

В газах время релаксации τ зависит от темп-ры t , давления газа P , а также от наличия примесей других газов. Поскольку величина f/P (где $f = \omega/2\pi$) отличается от величины $\omega\tau$, как правило, лишь постоянным множителем, частотные кривые Д. с. з. (и поглощения) для газов строятся обычно в зависимости от величины f/P . В табл. 1 приведены значения величины дисперсии и соответ-

Табл. 1. — Дисперсия скорости звука в газах

Газ	t °C	f_p/P , МГц/атм	$\Delta c/c_0$
CO ₂	23	0,035	0,04
CS ₂	300	0,404	0,07
CCl ₄	—	20	0,09

ствующие частоты релаксации f_p , относённые к давлению P , для некоторых газов.

Наличие примесей других газов может как ускорять, так и замедлять процесс передачи энергии от одних степеней свободы к другим. Поэтому в смеси газов область дисперсии сдвигается по частоте в зависимости от концентрации компонент смеси (рис. 2). В различных газах те или

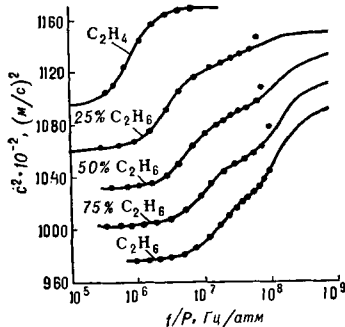


Рис. 2. Частотная зависимость скорости УЗ в смесях газов C₂H₄ и C₂H₆ при различной концентрации компонентов и при температуре 23,6 °C.

иные релаксационные процессы проявляются в разной степени. Так, напр., в двухатомных газах преобладает колебательная релаксация, а в многоатомных может иметь место как колебательная, так и вращательная релаксация. В ряде случаев возможна также электронная релаксация, т. е. возбуждение электронов под действием звука. В большинстве газов вращательная и колебательная релаксации происходят с чётко определёнными временами τ , к-рые при нормальных условиях различаются на несколько порядков. В таких случаях можно наблюдать несколько областей дисперсии. Иногда при этом та или иная область Д. с. з. может оказаться в диапазоне частот, труд-

но поддающемся экспериментальному исследованию. Но поскольку время релаксации убывает с ростом температуры и давления, то, меняя t и P , можно сдвигать область дисперсии по частоте в область, удобную для исследований.

Если в газе могут протекать к.л. химич. реакции, то связанные с ними релаксационные процессы накладываются на колебательную и вращательную релаксацию, и это усложняет картину Д. с. з. Такое явление наблюдается, напр., в газе NO₂, где наряду с колебательной релаксацией значительный вклад в дисперсию даёт реакция $2\text{NO}_2 \rightleftharpoons \text{N}_2\text{O}_4$, к-рая всегда имеет место в этом газе. Величина $\Delta c/c_0$ в воздухе не превышает 0,032% и обусловлена в основном наличием паров воды: частота релаксации зависит от влажности и при нормальных условиях увеличивается с ростом последней по закону

$$f_p = 3,06 \cdot h \cdot 10^4 \cdot c^{-1},$$

где h — отношение парциального давления водяного пара к полному давлению воздуха.

Д. с. з. наблюдается также и в жидкостях, где она связана с различными процессами: с колебательной и поворотной-изомерной релаксациями, с перестройкой внутренней структуры жидкости, с процессами диссоциации, химич. реакциями и т. д. В общем случае анализ релаксационного процесса в жидкости весьма сложен.

В большинстве жидкостей величина Д. с. з. очень мала, но в ряде жидкостей доходит до единиц % и даже превышает 10%. Область дисперсии лежит обычно в гиперзвуковом диапазоне частот. В таких жидкостях, как четырёххлористый углерод, бензол, хлороформ и др., Д. с. з. имеет место в области частот $\sim 10^9 - 10^{10}$ Гц, где обычные УЗ-вые методы исследования неприменимы. Лишь развитие оптико-акустич. методов исследования, а особенно появление лазеров, позволило с большой точностью измерить скорость звука на гиперзвуковых частотах (см. *Мандельштам — Бриллюэна рассеяние*) и определить величину Д. с. з., вычитая из скорости гиперзвука скорость, найденную обычными УЗ-выми методами. В табл. 2 приведены данные для ряда жидкостей, где c_T — скорость изме-

ренная оптич. методом на частотах $(5-6) \cdot 10^9$ Гц, а c_y — скорость, измеренная в УЗ-вом диапазоне частот обычными методами.

Табл. 2. — Дисперсия скорости звука в жидкостях

Жидкость	t °C	c_r , м/с	c_y , м/с	$\Delta c/c_0$
Бензол	20	1470	1324	0,10
Хлороформ	20	1211	1005	0,17
Анилин	22	1699	1564	0,09
Нитробензол	20	1546	1473	0,06
Толуол	20	1380	1324	0,04
Вода	20	1480	1485	0,00

Поскольку время релаксации τ зависит от темп-ры, в области дисперсии имеется заметная зависимость c от t (рис. 3).

В сильно вязких жидкостях, таких, напр., как глицерин, триацетил, Д. с. з. достигает десятков %; она возникает вследствие перестройки внутренней структуры жидкости под действием звуковой волны. В таких веществах область дисперсии шире, чем в средах с обычной релаксацией, а время релаксации τ_{cp} сильно зави-

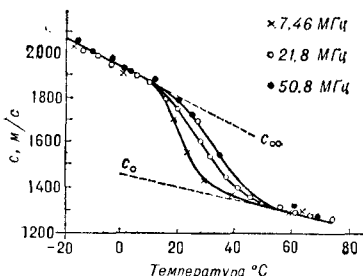


Рис. 3. Зависимость скорости звука c от температуры для дифенилпентахлорида в области релаксации, измеренная при фиксированных значениях частоты.

сит от темп-ры и примерно пропорционально вязкости (табл. 3).

В растворах электролитов Д. с. з. связана с процессами диссоциации, в частности в морской воде она обусловлена диссоциацией растворённой соли $MgSO_4$. Величина дисперсии в этом случае зависит от концентрации соли: $\Delta c/c_0 = 13,6 \cdot 10^{-4} M$, где M — молярная концентрация соли. В морской воде $\Delta c/c_0 < 0,01\%$, а частота релаксации при 20 °C порядка

Табл. 3. — Дисперсия скорости звука в ассоциированных жидкостях

Жидкость	t °C	Вязкость, пуаз	$\Delta c/c_0$	$\tau_{cp} \cdot 10^8$, с
Бутандиол 1,3	-32,2	189	0,37	1,38
Пропандиол 1,2	-37,8	906	0,43	1,41
Глицерин	-14	616	0,59	1,10
Дифенилпентахлорид	34,5	12	0,29	0,32

120 кГц. Значения Д. с. з. для водных растворов некоторых солей приведены в табл. 4.

Табл. 4. — Дисперсия скорости звука в электролитах

Соль	Средняя концентрация	t °C	Частота релаксации f_p , МГц	$\Delta c/c_0 M$, 1/моль
$MgSO_4$	0,5	9,5	2,7	0,0033
$CoSO_4$	0,5	20	0,435	0,0022
Mg_2O_3	0,5	38	1,1	0,00054

Д. с. з. наблюдается в полимерах, где область дисперсии обычно оказывается значительно шире, чем описываемая ф-лой (1). Считается, что в полимерах имеется широкий спектр времён релаксации и соответствующие им области релаксации перекрываются по частоте.

В твёрдых телах Д. с. з. появляется обычно тогда, когда акустич. волна взаимодействует с к.-л. видами внутренних возбуждений и под её действием возникает изменение состояния электронов, системы спинов, спиновых волн или любой другой системы. Так, напр., при распространении звука в полупроводнике, обладающем пьезоэффектом (напр., CdS , ZnO), взаимодействие звуковых волн с электронами проводимости приводит к Д. с. з. и к поглощению релаксационного типа (а при некоторых условиях — к усилению звука, см. Усиление ультразвука). Величина Д. с. з. в этом случае определяется величиной коэффициента электромеханической связи K для данного материала: $\Delta c/c_0 \approx 1/2 K^2$. Положение области частот, в к-рой имеется дисперсия, определяется условием: $\omega \approx \omega_p = \sqrt{c_0^2 / \epsilon D}$, где σ — прово-

димность материала, D — константа диффузии, ε — диэлектрич. проницаемость. Д. с. з. релаксационного типа появляется также в сегнетоэлектриках вблизи темп-ры фазового перехода 2-го рода. Д. с. з. имеет место в веществах с сильным магнитоупругим взаимодействием, напр. в ферритах-гранатах, в той области частот, где волновые числа упругой волны и спиновой волны сравнимы (см. *Магнитоупругие волны*).

Заметная Д. с. з., обусловленная наличием включений, имеет место в микрогетерогенных средах, напр. в эмульсиях, где она связана с выравниванием разности темп-р между компонентами эмульсии, возникающей при сжатиях и разрежениях в звуковой волне. При высоких частотах это выравнивание не успевает произойти и скорость звука оказывается больше, чем при низких частотах. Дисперсия скорости звука этого типа имеет место также при распространении акустич. волн в капиллярных трубках, во взвешах тяжёлых частиц в жидкостях и газах и т. п.

При распространении звука в жидкости с газовыми пузырьками или же в твёрдом теле при наличии дислокаций наблюдается Д. с. з. резонансного типа. Сильное взаимодействие между звуковой волной и этими неоднородностями осуществляется, когда частота звуковой волны близка к резонансной частоте пульсации пузырька или движения дислокации. Зависимость скорости УЗ c от частоты ω для твёрдого тела с дислокациями описывается выражением:

$$c = c_0 \left[1 - \frac{4Nc_0^2}{\pi^3} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega d)^2} \right], \quad (2)$$

где d — величина, связанная с демпфированием дислокаций, $\omega_0 = \frac{1}{L} \left[\frac{2G}{\rho(1-\sigma)} \right]^{1/2}$ — резонансная частота дислокации, G — модуль сдвига, σ — коэфф. Пуассона, ρ — плотность вещества, L — длина петли дислокации, N — плотность дислокаций, $c_0 = (G/\rho)^{1/2}$ — скорость звука в данной среде без учёта дислокационных эффектов. Если $\omega \gg \omega_0$, то $c \approx c_0$ и влияние дислокаций не проявляется. С уменьшением частоты в области $\omega \approx \omega_0$ наблюдается

сильное поглощение (см. *Дислокационное поглощение*), а в зависимости от ω появляются различные аномалии, характер и величина к-рых определяются значением d . При этом может иметь место как положительная, так и отрицательная Д. с. з. (последняя характеризуется уменьшением скорости звука с ростом частоты). При $\omega \ll \omega_0$ скорость звука вновь не зависит от частоты, но оказывается меньше, чем c_0 ; относительная разность скоростей на высоких и низких частотах пропорциональна плотности дислокаций (рис. 4). Обыч-

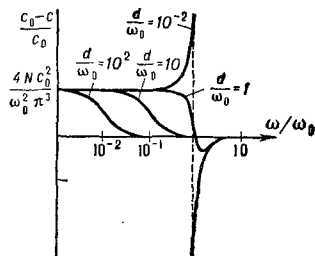


Рис. 4. Изменение скорости УЗ c в среде с дислокациями в зависимости от отношения частоты ультразвука ω к резонансной частоте дислокаций ω_0 при различном демпфировании дислокаций, характеризуемом величиной d/ω_0 .

но считается, что значения величины L находятся в пределах $10^{-3} - 10^{-2}$ см. Тогда резонансная частота ω_0 лежит в пределах $5 \cdot 10^8 - 10^{10}$ Гц.

Аналогичный характер имеет зависимость c от ω при распространении звука в жидкости с газовыми пузырьками. В этом случае относительная разность скорости на высоких и низких частотах, т. е. величина дисперсии $\Delta c/c_0$, зависит от концентрации пузырьков газа и от их радиуса, а резонансная частота пузырьков — от их радиуса и гидростатич. давления.

В твёрдом теле при очень высоких частотах ($\omega \geq 10^{12}$ Гц), когда длина волны становится сравнимой с расстоянием между атомами вещества, появляется Д. с. з., связанная с дисретной структурной материи (см. *Колесания кристаллической решётки*). С ростом частоты фазовая скорость звука уменьшается до тех пор, пока частота не станет равной нек-рой граничной частоте и волна перестанет распространяться.

Дисперсия скорости звука, обусловленная наличием границ тела. Принципиально другим типом Д. с. з. является «геометрическая» дисперсия, обусловленная наличием границ тела или среды распространения. Она появляется при распространении волн в стержнях, пластинах, в любых акустич. волноводах. Д. с. з. наблюдается для *изгибных волн* в тонких пластинах и стержнях (при этом толщина пластины или стержня должна быть много меньше, чем длина волны λ). Наличие её можно объяснить следующим образом: упругость тонкого стержня на изгиб тем больше, чем меньше изгибаемый участок. При распространении изгибной волны длина изгибаемого участка определяется величиной λ . Поэтому при уменьшении λ (при повышении частоты ω) увеличивается упругость, а следовательно, и скорость распространения волны c , т. е. имеет место дисперсия.

В такой изгибной волне $c \sim \sqrt{\omega}$.

Важным видом Д. с. з. является дисперсия *нормальных волн* при распространении звука в волноводе. Роль такого волновода может играть слой в любой слоисто-неоднородной среде. Звуковое поле в волноводе можно представить как суперпозицию нормальных волн разных номеров, распространяющихся с разными фазовыми скоростями. Напр., в жидком слое толщиной h , ограниченном абсолютно жёсткими плоскостями, нормальная волна с номером n при значении волнового числа $k > n\pi/h$ распространяется с фазовой скоростью

$$c_n = \frac{c}{\sqrt{1 - (n\pi/hk)^2}}, \text{ где } c = \omega/k - \text{ скорость звука в среде, заполняющей слой.}$$

При $k < n\pi/h$ волна данного номера (и всех высших номеров) превращается в синфазное колебание, экспоненциально убывающее вдоль слоя. Фазовая скорость каждой нормальной волны зависит от частоты. При критич. частоте $\omega_{кр} = n\pi c/h$ для волны данного номера n её фазовая скорость равна бесконечности, а с повышением частоты скорость уменьшается, монотонно стремясь к скорости звука c в неограниченной среде. *Групповая скорость* нормальной волны данного номера равна нулю на своей критич. частоте и монотонно растёт, стремясь к c при увеличении частоты. Нахождение зависимости скорости нормаль-

ных волн от частоты для твёрдых волноводов более сложно и требует численных методов расчёта.

Д. с. з. приводит к искажению любого немонохроматич. сигнала. При узкополосном сигнале форма волны меняется, но форма её огибающей остаётся без изменения и перемещается со скоростью $u = d\omega/dk$ (групповая скорость). При распространении широкополосного сигнала меняет свою форму и огибающая, что, напр., для импульсных сигналов в ряде случаев делает неопределённым понятие момента «прихода» сигнала в к.-л. точку. Эти обстоятельства существенны в УЗ-вых линиях задержки. Искажение формы импульса из-за дисперсии может явиться серьёзной помехой в гидролокации и в УЗ-вой дефектоскопии.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968; т. 5, 1973, гл. 4; Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965; Труэлл Р., Эльяbaum Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Физические основы подводной акустики, пер. с англ., М., 1955; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957. А. Л. Полякова.

ДИФРАКЦИЯ ЗВУКА — отклонение поведения звука от законов геометрич. акустики, обусловленное волновой природой звука. Результат Д. з. — расхождение УЗ-вых пучков при удалении от излучателя или после прохождения через отверстие в экране, загибание звуковых волн в область тени позади препятствий, больших по сравнению с длиной волны, отсутствие тени позади препятствий, малых по сравнению с длиной волны, и т. п. Звуковые поля, создаваемые дифракцией исходной волны на препятствиях, помещённых в среду, на неоднородностях самой среды, а также на неровностях и неоднородностях границ среды, наз. *рассеянными полями* (см. *Рассеяние звука*). Для объектов, на к-рых происходит Д. з., больших по сравнению с длиной волны λ , степень отклонений от геометрич. картины зависит от значения волнового параметра $P = \sqrt{\lambda r} D$, где D — поперечник объекта (напр., поперечник УЗ-вого излучателя или препятствия), r — расстояние точ-

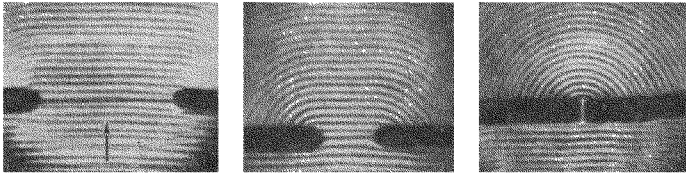


Рис. 1. Прохождение плоской волны через отверстие в экране при различных соотношениях между размером отверстия и длиной волны звука. Чем меньше отверстие, тем быстрее волна расходится в стороны после прохождения отверстия.

ки наблюдения от этого объекта. Вблизи поршневого излучателя звука при $P \ll 1$ («ближняя», или «пржекторная», зона) поле в основном образовано цилиндрич. пучком лучей, исходящих из излучателя, и в пределах пучка имеет в целом характер плоской волны с интенсивностью, постоянной по сечению и не зависящей от расстояния, в соответствии с законами геометрич. акустики, а дифракционные эффекты выражаются только в размывании границ пучка. По мере удаления от излучателя дифракционные эффекты усиливаются, и при $P \sim 1$ поле теряет характер плоской волны и представляет собой сложную интерференционную картину. На ещё больших расстояниях, при $P \gg 1$ («дальняя» зона), пучок превращается в сферически расходящуюся волну с интенсивностью, убывающей обратно пропорционально квадрату расстояния, и с угловым распределением интенсивности, не зависящим от расстояния; в этой области поле снова подчиняется законам геометрич. акустики. Аналогичная картина наблюдается в пучке, вырезаемом из плоской волны отверстием в экране (рис. 1). Угловая ширина главного лепестка характеристик *направленности* вдали от поршневого излучателя или экрана составляет по порядку величины λ/D . Если требуется сузить УЗ-вой пучок в ближней зоне, то поперечник излучателя (или отверстия) следует уменьшить, а в дальней зоне — увеличить: сужение характеристик *направленности* требует увеличения размеров излучающей системы. При размерах излучателя (или отверстия в экране), малых по сравнению с λ , прожекторная зона отсутствует и звуковое поле представляет собой расходящуюся волну уже на расстояниях порядка λ . При этом резко падают

сопротивление излучения и акустич. мощность, передаваемая излучателем в среду. Удельная мощность малого излучателя в плоском экране в $\pi S/\lambda^2$ раз меньше удельной мощности большого излучателя при одинаковой колебательной скорости (где S — площадь малого излучателя). При излучении звука в твёрдую среду такого уменьшения передаваемой мощности малым излучателем нет.

Аналогично размыванию пучка в прожекторной зоне размывается звуковая тень позади препятствия, большого по сравнению с длиной волны (рис. 2, а); в области $P \gg 1$ тень практически исчезает. За препятствием с размерами порядка длины волны и меньше звуковая тень практически не образуется (происходит «огибание» препятствия — рис. 2, б).

Д. з. при *фокусировке звука* приводит к тому, что вблизи фокусов и каустич. поверхностей, на к-рых, согласно геометрич. акустике, звуковое давление обращалось бы в бесконечность, образуются целые области повышенных, но конечных значений давления. Эти области тем уже, а значения поля в них тем выше, чем короче длина волны фокусируемого звука.

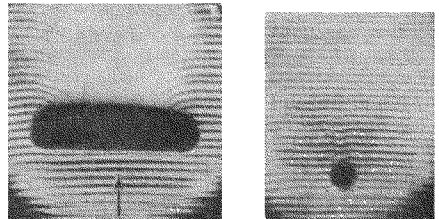


Рис. 2. а — образование звуковой тени позади препятствия, большого по сравнению с длиной звуковой волны; б — огибание волной малого препятствия.

Расчёт Д. з. обычно базируется на принципе Гюйгенса — Френеля, согласно к-рому всякое звуковое поле можно рассматривать как результат интерференции вторичных волн, излучаемых фиктивными источниками звука, расположенными на поверхностях, охватывающих источники звука и тела, обуславливающие Д. з. Задача расчёта Д. з. сводится, т. о., к определению производительности этих фиктивных источников, что, как правило, удастся выполнить только приближённо, в результате чего применимость этого метода расчёта ограничивается областями, где звуковое поле не слишком мало (вне глубокой тени и т. п.).

При распространении приблизительно плоских волн (радиус кривизны фронтов велик по сравнению с длиной волны, относительное изменение амплитуды вдоль фронта мало на расстоянии длины волны) дифракционные эффекты могут быть рассмотрены как результат поперечной диффузии амплитуды волны вдоль фронта, происходящей согласно обычному ур-нию диффузии, но с мнимым коэфф. диффузии.

Точно решить задачу о расчёте Д. з. удаётся только в исключительных случаях: известны точные решения для Д. з. на полуплоскости и на клине с идеальными границами, на пилообразных решётках, на отверстиях цилиндрич. трубы с тонкими стенками, а также для Д. з. на сфере и др. поверхностях 2-го порядка. С точными решениями можно сравнивать результаты расчёта Д. з. различными приближёнными методами; они могут использоваться также при оценке дифракции на телах, форма к-рых близка к форме тел, для к-рых имеются точные решения.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971, § 161; Хэнл Х., Мауэ А., Вестпаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Вайнштейн Л. А., Дифракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода, М., 1953. М. А. Исакович.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ

(акустооптическая дифракция) — совокупность явлений, связанных с отклонением от законов прямолинейного распространения света в среде в присутствии УЗ-вой волны. В результате периодич. изменения показателя преломления света n под действием звуковой волны в среде возникает структура, аналогичная дифракционной решётке, к-рая обладает периодичностью УЗ-вой волны и движется вместе с ней со скоростью звука. Если в такой структуре распространяется пучок монохроматич. света, то в среде, помимо основного, возникают пучки отклонённого (дифрагированного) света, характеристики к-рых — направление в пространстве, поляризация и

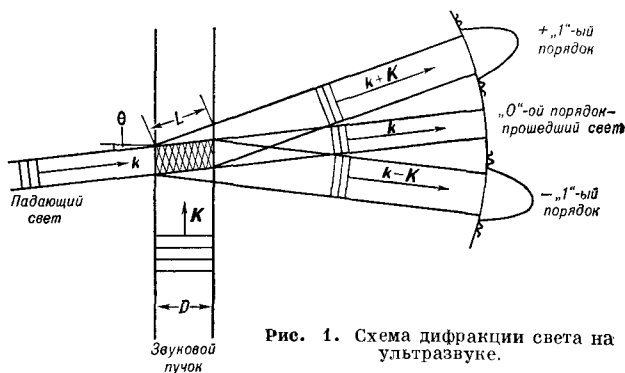


Рис. 1. Схема дифракции света на ультразвуке.

интенсивность — зависят от параметров звукового поля (частоты и интенсивности УЗ, толщины звукового пучка D), а также от угла θ , под к-рым падает свет на звуковой пучок (рис. 1).

Наблюдать Д. с. на у. можно, используя лазерный луч 1 (рис. 2) на образце 2, в котором излучатель звука 3 возбуждает УЗ-вую волну. Линза 4 собирает дифрагированный свет, идущий по разным направлениям, в различных точках экрана 5. Если излучатель УЗ выключен, на экране видно световое пятно от проходящего света. При включении УЗ справа и слева от него появляются пятна, создаваемые дифрагированным светом различных порядков (рис. 3). Помещая вместо экрана диафрагму, можно выделить соответствующий порядок дифракции, интенсивность к-рого

измеряется фотоприёмным устройством 6. С помощью поляризационного анализатора 7 можно выделить из отклонённого излучения свет определённой поляризации. Таким способом измеряют угловые, амплитудные и поляризационные характеристики дифрагированного излучения.

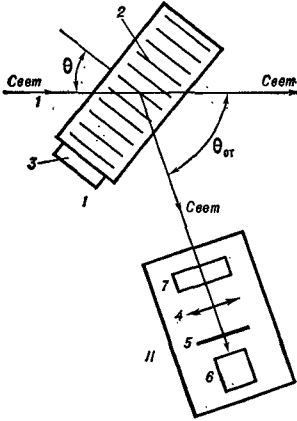


Рис. 2. Схема наблюдения дифракции света на ультразвуке: I — акустооптическая, II — регистрирующая системы; 1 — луч лазера; 2 — образец; 3 — излучатель звука; 4 — линза; 5 — экран или диафрагма; 6 — фотоприёмник; 7 — анализатор; $\theta_{от}$ — угол отклонения дифрагированного света от направления падающего.

В результате Доплера эффекта при рассеянии на движущейся решётке возникает сдвиг частоты дифрагированного света: для m -го порядка дифракции частота света

$$\omega_m = \omega_0 \pm m\Omega, \quad (1)$$

где ω_0 — частота падающего света, Ω — частота звука, ω_m — частота дифрагированного света. Частота света, отклонённого в сторону распространения УЗ-вой волны, увеличива-

ется [знак + в ф-ле (1)], а отклонённого в противоположную сторону [знак —], уменьшается. Непосредственное взаимодействие падающего света со звуком обуславливает только 1-й порядок дифракции, а высшие порядки появляются лишь в результате последующей дифракции на звуке света, уже отклонённого в 1-й, 2-й и т. д. порядки.

Интенсивность света в дифракционном максимуме определяется фазовыми сдвигами между волнами, приходящими в точку наблюдения из всех точек объёма взаимодействия (рис. 1).

В общем случае разность фаз

$$\Delta\varphi \sim D/\lambda \gg 1,$$

где λ — длина волны света, поэтому электромагнитные волны, испускаемые различными частями области взаимодействия, интерферируя, взаимогасят друг друга. При произвольном угле падения света θ эффективность η_m Д. с. на у. мала (здесь $\eta_m = I_m/I_{00}$, I_m — интенсивность света в m -м порядке дифракции, I_{00} — интенсивность падающего света). Однако при определённой геометрии взаимодействия, когда излучение, идущее из различных точек области взаимодействия в направлении на m -й дифракционный максимум, оказывается синфазным, значение η_m возрастает на много порядков — возникает явление т. н. резонансной дифракции. Это явление имеет место в первом дифракционном порядке, если выполняется условие:

$$|\Delta\varphi| = \left| k \pm K - \frac{\omega \pm \Omega}{c/n} \right| L \ll 1, \quad (2)$$

где k и K — волновой вектор света и звука соответственно, c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления для световой волны, L — длина взаимодействия в направлении на 1-й дифракционный максимум (рис. 1).

С квантовомеханич. точки зрения резонансная дифракция представляет собой процесс поглощения (испускания) акустич. фотона фотоном и образования рассеянного фотона с частотой ω' и волновым вектором k' . Условие резонансной дифракции эквивалентно закону сохранения энергии — импульса (т. н. условие

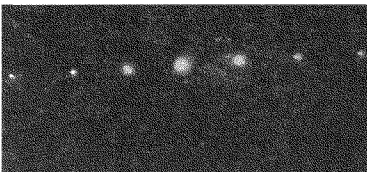


Рис. 3. Фотография, иллюстрирующая дифракцию света на ультразвуке. Слева и справа от центрального пятна видны три порядка дифрагированного света.

синхронизма — см. *Нелинейные взаимодействия*):

$$\omega_0 \pm \Omega = \omega', \quad k \pm K = k'. \quad (3)$$

Поскольку частота света при рассеянии практически не изменяется (т. к. $\Omega \ll \omega_0$), то в изотропной среде $k' \approx k$.

Условие возникновения и характер резонансной Д. с. на у. зависят от соотношения между длинами волн света λ и звука Λ . Для низкочастотного звука, длина волны k -рого удовлетворяет условию $\lambda L / \Lambda^2 \ll 1$, резонансная дифракция имеет место при нормальном падении

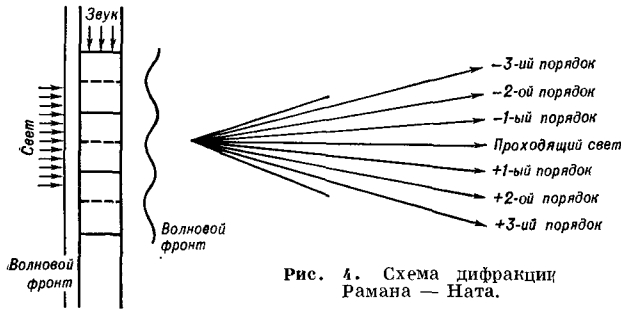


Рис. 4. Схема дифракции Рамана — Ната.

m -й дифракционный максимум выражается ϕ -лой:

$$I_m = I_{00} J_m^2 \left(\frac{\pi \rho n^2 S_0}{\lambda_0} L \right) = I_{00} J_m^2 \left(\frac{\pi L}{\lambda_0} \sqrt{M_2 J_{\text{зв}}} \right), \quad (4)$$

где J_m — функция Бесселя 1-го рода m -го порядка, $I_{\text{зв}} = \rho c_{\text{зв}}^3 S_0^2$ — интенсивность звука, ρ — плотность материала, $c_{\text{зв}}$ — скорость звука в нём, S_0 — амплитуда деформации в звуковой волне, λ_0 — длина световой волны в вакууме. Величина

$$p = \frac{\epsilon_0 - \epsilon}{\epsilon_0 S} \quad (\text{где } \epsilon_0 \text{ и}$$

ϵ — диэлектрическая проницаемость невозмущённой и возмущённой среды соответственно, S — деформация среды) наз. упругооптической постоянной материала, или постоянной Показеляса, а величина

$M_2 = p^2 n^6 / \rho c_{\text{зв}}^3$ наз. акустооптическим качеством материала и является основным характеристикой его акустооптич. свойств. При достаточной длине взаимодействия L и интенсивности звука $I_{\text{зв}}$ амплитуда дифрагированного света сравнивается с амплитудой падающего. С увеличением длины L (равной в этом случае толщине звукового пучка D) или амплитуды деформации S_0 интенсивности как проходящего света, так и света, отклонённого в различные порядки дифракции, осциллируют (рис. 5), причём амплитуда осцилляций постепенно уменьшается, т. к. энергия падающего излучения распределяется среди всё возрастающего числа дифракционных максимумов.

Резонансная дифракция света на высокочастотном звуке, длина волны k -рого удовлетворяет условию $\lambda L / \Lambda^2 > 1$, наз. брегговской дифракцией. Она возникает, если свет падает на звуковой пучок под определённым углом θ (рис. 6, а), т. н. углом Брэгга:

$$\theta_{\text{Б}} = \arcsin \left(\frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda} \right). \quad (5)$$

В этом случае отклонение света происходит только в 1-й порядок диф-

света на звуковой пучок. Это т. н. дифракция Рамана — Ната. В этом случае световая волна проходит сквозь звуковой пучок не отражаясь, а периодич. изменение n под действием УЗ приводит к периодич. изменению фазы прошедшей световой волны. На выходе плоская волна оказывается фазомодулированной: её волновой фронт становится «гофрированным» (рис. 4). Такая волна эквивалентна значительному числу плоских волн, распространяющихся под малыми углами к проходящему световому пучку. Действительно, условие резонансной дифракции (3) выполняется одновременно для большого числа порядков дифракции, и при достаточной длине взаимодействия L возникает многократное рассеяние фотона на фонах. Соответственно при выходе из области акустооптич. взаимодействия световой луч разбивается на серию лучей с частотами $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$, $m = 0, \pm 1, \dots$, идущих по различным направлениям, определяемым соотношением:

$$\sin \theta'_m = m\lambda / \Lambda.$$

Интенсивность излучения света в

ракции. Объяснить дифракцию Брэгга можно тем, что падающая под углом к звуковой решётке световая волна частично отражается от неё (рис. 6, а) и интерференция отражённых лу-

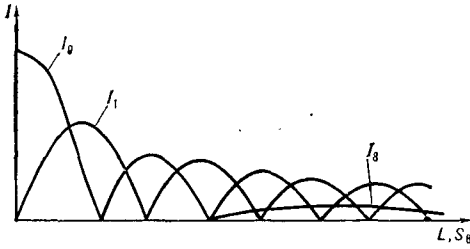


Рис. 5. Зависимость интенсивности света, отклонённого в различные порядки при дифракции Рамана — Нага от длины взаимодействия L или амплитуды деформации S_0 в звуковой волне.

чей определяет интенсивность дифрагированного света: она максимальна, если разность оптич. хода Δ световых волн, отражённых от соседних максимумов деформации среды, удовлетворяет условию: $\Delta = 2\lambda \sin\theta = \lambda$, т. е. условию Брэгга. Интерференционная картина, однако, возникает

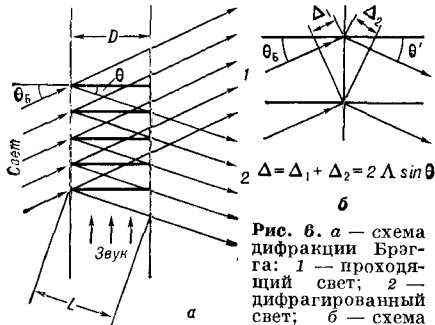


Рис. 6. а — схема дифракции Брэгга: 1 — проходящий свет; 2 — дифрагированный свет; б — схема отражения световых лучей от максимумов деформации в звуковой волне; Δ — разность фаз отражённых лучей.

лишь в том случае, если пучки, отражённые от соседних максимумов звуковой волны, пересекаются, т. е. выполняется условие:

$$\lambda/L \sin \theta_B = 2\lambda^2/\lambda L < 1.$$

В зависимости от того, какой угол — тупой или острый образует волновой вектор света с направлением распространения звуковой волны, частота дифрагированного света равна

$\omega + \Omega$ (+1-й порядок дифракции) либо $\omega - \Omega$ (-1-й порядок). Этот процесс можно представить как рассеяние фотона на фононе, при к-ром соблюдается закон сохранения энергии и импульса (3). При этом знак — соответствует испусканию фонона, а знак + поглощению. Дифрагированный луч выходит из звукового пучка под углом рассеяния θ' ; в изотропной среде $\theta' = \theta_B$. Для данной длины световой волны λ существует предельная звуковая частота $\Omega_{пр} = 4\pi c_{зв}/\lambda$, выше которой брэгговская дифракция невозможна. Эта частота отвечает случаю рассеяния света точно в обратном направлении.

Энергия падающего светового излучения распределяется между проходящим и дифрагированным лучами. Интенсивность дифрагированного света I_1 при брэгговской дифракции возрастает с увеличением интенсивности звука $I_{зв}$ и длины взаимодействия $L = D/\cos \theta_B$ до тех пор, пока весь падающий световой поток не окажется дифрагированным. При дальнейшем увеличении $I_{зв}$ (или толщины звукового пучка D) часть отклонённого света, вновь дифрагируя на звуковой решётке, выходит из акустич. пучка по направлению падающего излучения. В результате возникает периодич. зависимость интенсивности проходящего I_0 и дифрагированного I_1 света от $I_{зв}$ и L :

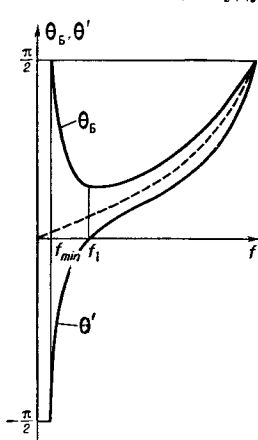
$$I_0 = I_{00} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{M_2 I_{зв}} \cdot \frac{L}{\lambda_0} \right),$$

$$I_1 = I_{00} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{M_2 I_{зв}} \cdot \frac{L}{\lambda_0} \right). \quad (6)$$

Дифракция света на УЗ в анизотропной среде. В анизотропных средах взаимодействовать со звуком может не только обыкновенный луч, подчиняющийся обычным законам оптики изотропных сред, но и необыкновенный, показатель преломления к-рого зависит от направления распространения света относительно оптич. оси кристалла. Упругооптич. эффект при определённых условиях приводит к тому, что дифрагированный свет, возникающий в результате взаимодействия со звуком обыкновенного луча, оказывается необыкновенным, и наоборот. Геометрич. условия Д. с. на у. в этом случае из-за различия фазовых ско-

ростей (показателей преломления) падающей и рассеянной световых волн отличаются от приведённых выше для изотропных сред.

В анизотропной среде свет с разной поляризацией имеет различные скорости распространения. Поэтому условия (3) резонансной дифракции, определяющие геометрию акустооптич. взаимодействия, будут выполняться



при различных углах падения света в зависимости от того, сохраняется диф-

Рис. 7. Зависимость угла Брэгга θ_B и угла дифракции θ' от частоты f звуковой волны при анизотропной дифракции для случая $n_0 > n_1$. Пунктиром показана зависимость $\theta_B(f)$ в изотропной среде.

рагированный свет поляризацию падающего или нет. Если поляризация не меняется, то угол Брэгга θ_B по-прежнему определяется выражением (4), а угол рассеяния $\theta' = \theta_B$. Дифракция с изменением плоскости поляризации (т. н. анизотропная дифракция) имеет место, когда свет падает под углом θ_B , равным

$$\theta_B = \arcsin \left\{ \frac{1}{2n_0} \left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} + \frac{\Lambda (n_0^2 - n_1^2)}{\lambda_0} \right] \right\}, \quad (7)$$

где n_0 — показатель преломления падающего света, n_1 — дифрагированного. Угол рассеяния θ' при анизотропной дифракции уже не равен брэгговскому, а равен

$$\theta' = \arcsin \left\{ \frac{1}{2n_1} \left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \frac{\Lambda (n_0^2 - n_1^2)}{\lambda_0} \right] \right\} \quad (8)$$

и меняется в пределах от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ (рис. 7). Анизотропную дифракцию можно рассматривать как частичное отражение световой волны от звуковой решётки, происходящее с изменением поляризации света.

Основные особенности анизотропной дифракции заключаются в следующем. 1) При неизменном угле

падения света на акустич. пучок дифракция имеет место при двух различных значениях частоты звука. Этим значениям соответствуют различные углы отклонения от направления распространения падающей световой волны (рис. 8). 2) Если плоскость рассеяния не проходит через оптич. ось кристалла, то существует минимальное значение частоты звука $f_{\min} = \frac{c_{зв}}{\lambda_0} |n_0 - n_1|$, ниже к-рого анизотропная дифракция невозможна (рис. 7). 3) Если показатель преломления n_0 падающей волны больше показателя n_1 рассеянной ($n_0 > n_1$), то существует минимальное значение угла падения:

$$\theta_{\min} = \arcsin \sqrt{\frac{2(n_0 - n_1)}{n_0}},$$

при к-ром анизотропная дифракция ещё наблюдается. Если свет падает на звуковой пучок под углом θ_{\min} , то дифракция с поворотом плоскости поляризации наблюдается при звуковой частоте

$$f_1 = \frac{c_{зв}}{\lambda} \sqrt{2n_0(n_0 - n_1)}.$$

При изменении акустич. частоты вблизи этого значения брэгговский угол меняется незначительно, в то время как изменения угла рассеяния θ' существенны. Дифрагированный

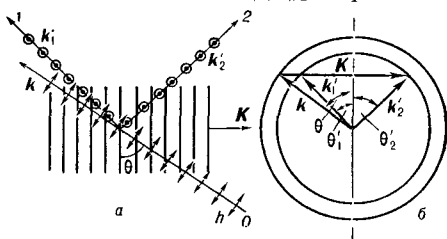


Рис. 8. а — схема дифракции Брэгга в анизотропной среде с поворотом плоскости поляризации: О — падающий луч света; 1 и 2 — дифрагированные лучи, соответствующие двум различным частотам звука. Направления электрических колебаний световых волн указаны на лучах стрелками (колебания в плоскости рисунка) и точками в кружках (колебания, перпендикулярные плоскости рисунка); б — векторная диаграмма.

луч при $\theta = \theta_{\min}$ выходит из области дифракции под прямым углом к направлению распространения звука (рис. 9). Если же $n_1 > n_0$, то анизотропная дифракция имеет место при любых углах падения света, однако

возможные значения θ' ограничены снизу, т. е.

$$\theta' \geq \arcsin \sqrt{\frac{2(n_1 - n_0)}{n_0}}$$

Наименьшее значение угла рассеяния соответствует нормальному паде-

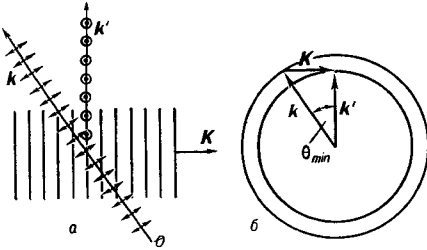


Рис. 9. а — схема анизотропной дифракции для случая предельного угла падения света на звуковой пучок при $n_0 > n_1$; б — векторная диаграмма.

нию света на акустич. пучок (рис. 10). 5) Возможна коллинеарная дифракция, при которой направления распространения падающего и дифрагиро-

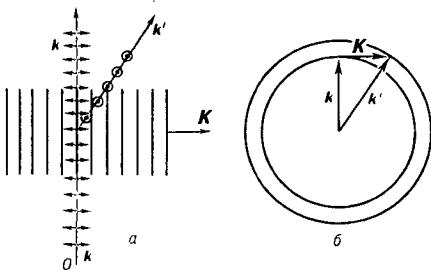


Рис. 10. а — схема анизотропной дифракции при $n_0 < n_1$; б — векторная диаграмма.

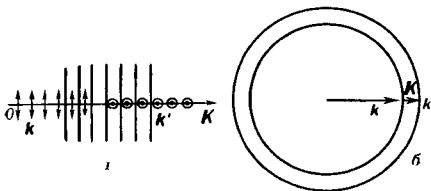


Рис. 11. а — схема анизотропной коллинеарной дифракции; б — векторная диаграмма; векторы K , k и k' — коллинеарны.

ванного света совпадают (рис. 11). Она имеет место, если частота звука равна f_{\min} .

Применение акустооптической дифракции. Д. с. на у. позволяет определять по изменению интенсивности света в дифракционных спектрах характеристики звукового поля (звуковое давление, интенсивность звука и т. п.), практически не возмущая поля. С помощью Д. с. на у. измеряют поглощение и скорость ультразвука в диапазоне частот от нескольких МГц до нескольких ГГц (в жидкостях) и до нескольких десятков ГГц (в твердых телах), модули упругости 2-го и 3-го порядков, упругоопт. и магнитоупругие свойства материалов. Возможность спектрального анализа звукового сигнала акустоопт. методами позволяет исследовать отклонение формы профиля звуковой волны от синусоидальной из-за нелинейных искажений (см. *Нелинейные эффекты*). Для низкочастотного звука такое отклонение связано с асимметрией в интенсивностях спектров положительных и отрицательных порядков при дифракции Рамана—Ната. В случае высокочастотного звука нелинейные эффекты проявляются в появлении дифракционных максимумов 2-го и более высоких порядков при брэгговской дифракции. Д. с. на у. применяется для модуляции и отклонения света, в различных устройствах акустооптики (в модуляторах света, дефлекторах, фильтрах). Широко используется Д. с. на у. при оптико-акустич. обработке сигналов, для приема сигналов в УЗ-вых линиях задержки и др.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 5; Такер Дж., Рэмington В., Гиперзвук в физике твердого тела, М., 1975; Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н., «Успехи физ. наук», 1978, т. 124, в. 1, с. 61—111; Леманов В. В., Шакин О. В., «Письма в ЖЭТФ», 1971, т. 13, с. 549—553; Klein W. R., Cook V. D., «Trans. IEEE — Sonics and Ultrasonics», 1967, v. 14, № 3, p. 123—34. В. М. Левин.

ДИЭЛЕКТРИКИ (и з о л о т о р ы) — вещества, обладающие очень большим удельным сопротивлением, по к-рым практически не может течь постоянный электрич. ток. Удельное сопротивление Д. лежит в пределах 10^{14} — 10^{22} Ом·см. Напр., для алмаза оно равно 10^{12} Ом·см, для стекла — 10^{14} Ом·см, для кварца — $1,2 \cdot 10^{14}$ Ом·см.

Под действием электрического поля атомы и молекулы диэлектриков

поляризируются, и возникает внутренний дипольный момент, или поляризация P , пропорциональная напряжённости электрического поля E :

$$P = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E = \kappa E, \text{ где } \epsilon - \text{ диэлектрич.}$$

проницаемость вещества, а $\kappa = \frac{\epsilon - 1}{4\pi}$ —

диэлектрич. восприимчивость. В D . длительное время могут существовать большие напряжённости электрич. поля (вплоть до 10^7 В/см). Для каждого D . существует предельное значение напряжённости, т. н. электрич. прочность $E_{\text{пр}}$, при превышении к-рого возникает пробой: сопротивление D . резко падает, и он становится проводником. Для воздуха $E_{\text{пр}} \sim 3 \cdot 10^4$ В/см, для полистирола $\sim 10^6$ В/см, для резины $\sim (1-2) \cdot 10^6$ В/см, для титанатов $(0,2-1,2) \cdot 10^6$ В/см.

D . могут быть газообразными, жидкими и твёрдыми. В нек-рых D . внутренний дипольный момент может возникать и без приложения внешнего поля в процессе кристаллизации — т. н. спонтанная поляризация (см. *Пьезоэлектричество, Сегнетоэлектричество*).

В D ., помещённом в электрич. поле, возникают объёмные силы, зависящие от E^2 , — эффект *электрострикции*. В ионных кристаллах, не обладающих центром симметрии, упругая деформация приводит к возникновению электрич. поляризации, т. е. имеет место пьезоэффект (см. *Пьезоэлектричество*).

А. Л. Полякова.

ДЛИНА ВОЛНЫ — кратчайшее расстояние между двумя последовательными фронтами волны, находящимися в одинаковой фазе колебаний. D . в. наз. пространственным периодом волны. Она связана с периодом колебания T и скоростью s распространения волны соотношением $\lambda = sT$, а с волновым числом k соотношением $\lambda = 2\pi/k$.

ДОБРОТНОСТЬ — количественная характеристика резонансных свойств колебательных систем, указывающая, во сколько раз амплитуда *вынужденных колебаний при резонансе* превышает амплитуду *вынужденных колебаний* на частоте много ниже резонансной при одинаковой амплитуде вынуждающей силы. D . равна отношению собственной частоты ω резонансной системы к ширине $\Delta\omega$

частотной полосы, на границах к-рой энергия системы при вынужденных колебаниях вдвое меньше энергии на резонансной частоте. D . Q связана с временным коэфф. затухания по амплитуде α , с логарифмич. декрементом затухания свободных колебаний a и с числом N циклов колебаний, по совершении которых амплитуда свободных колебаний спадает в e раз, соотношениями: $Q = \omega/2\alpha = \pi/a = \pi N$. Для колебательной системы с сосредоточенными параметрами, эквивалентной пружине с грузом, $Q = \omega m/\eta = K/\omega\eta = \sqrt{K/m}/\eta$, где K — коэфф. упругости пружины, m — масса груза и η — коэфф. трения. Для одномерной распределённой колебательной системы длины L (тонкий стержень, труба, заполненная жидкостью или газом), характеризующей погонной плотностью ρ и скоростью звука s и нагруженной с одного конца активным удельным механич. сопротивлением $R \ll \rho s$, D . выражается ф-лой

$$Q = \rho c k L / 2R = \rho \omega L / 2R,$$

где k — волновое число звука.

В обобщённом смысле понятием D . пользуются для характеристики затухания бегущих плоских волн в веществе, определяя её как отношение $Q = k/2\delta$, где δ — пространственный коэфф. затухания плоских волн по амплитуде. Такую D . имеет также стержень, совершающий свободные продольные колебания с данной частотой (напр., полуволновой стержень).

D . определяется не только поглощением звука, т. е. внутренними потерями в веществе данной колебательной системы, но и излучением звука в окружающую среду, на к-рое также расходуется энергия колебательной системы (внешние потери). Пусть D ., обусловленные внутренними и внешними потерями в отдельности, равны соответственно Q_1 и Q_2 . Тогда D . Q при одновременном действии обоих факторов определится из ф-лы: $1/Q = 1/Q_1 + 1/Q_2$.

В зависимости от назначения той или иной колебательной системы стремятся получить либо высокое, либо низкое значение D . Так, при использовании резонансных колебательных систем для стабилизации частоты стремятся повысить D ., для чего применяют кристаллич. резонаторы с малыми

внутренними потерями (напр., пластинки пьезокварца) и устраняют внешние потери, помещая резонатор в вакуум; это позволяет достигнуть $D \sim 10^3 - 10^6$. Устройства, предназначенные для излучения звука в среду, особенно в плотную среду (например, гидроакустические излучатели, излучатели в УЗ-вых дефектоскопах), имеют сравнительно малую D , ввиду больших внешних потерь на излучение. Для обеспечения широкой равномерной частотной характеристики излучения или приёма, позволяющей воспроизводить без искажений электрич. сигнал на акустич. стороне (в излучателях) или акустич. сигнал на электрич. стороне (в приёмниках), D должна быть невелика (≤ 10). В излучателях УЗ-вых ванн (см. *Очистка*), где стремятся к возможно большему излучению энергий в жидкость, D также имеет небольшую величину ($\sim 10 - 20$). В слабо нагруженных УЗ-вых инструментах, снабжённых концентраторами, получают высокие значения D . ($\sim 100 - 1000$), позволяющие достигнуть больших амплитуд смещения рабочего конца инструмента. С этой целью концентраторы изготовляют из материалов с малыми внутренними потерями.

Значения добротности некоторых материалов, используемых для изготовления УЗ-вых колебательных систем (для частоты 20 кГц)

Материал	Добротность	Материал	Добротность
Сталь 45 . .	8 000	Алюминиевый сплав	
Сталь 25ХНВА	6 300	АМг . . .	10 000
Титан ВТ1	22 000	Сталь 30ХГСА	10 000
Титановый сплав ВТ3-1 . .	21 000	Пьезокварц	20 000
Титановый сплав ВТ4 . . .	16 000	Пьезокерамика ЦТЭС-3	350
Медь М2 . . .	6 300	Никель . .	~ 100
Латунь Л59	13 000	Пермендюр	~ 150
		Феррит . . .	~ 350

Приведённые в таблице значения D пьезоэлектрич. и магнитоэлектрич. материалов, сильно зависящие от амплитуды колебаний, соответствуют амплитуде механич. напряжений порядка 100 кгс/см². Термич. обработка позволяет повысить D нек-рых металлич. веществ примерно вдвое.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Стрелков В. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957. М. А. Исакович.

ДОМЕНЫ. 1) Ферромагнитные (области самопроизвольной намагниченности) — намагниченные до насыщения части объёма ферромагнетика, на к-рые он разбивается при темп-рах ниже *Кюри точки*. Векторы намагниченности D в отсутствие внешнего магнитного поля ориентированы по т. н. направлениям легчайшего намагничивания, определяемым симметрией кристалла, так что результирующая намагниченность ферромагнитного образца в целом, как правило, равна нулю. Линейные размеры D . $10^{-3} - 10^{-2}$ см. 2) Сегнетоэлектрические D . — области однородной спонтанной (самопроизвольной) поляризации в сегнетоэлектриках. В соседних D направление вектора спонтанной поляризации различно, а величина его одинакова. Линейные размеры D : обычно 10^{-4} см.

Доменная структура зависит от размеров и формы образца, наличия неоднородностей и дефектов в кристалле, а также от симметрии кристалла, к-рая определяет число возможных направлений спонтанной поляризации (намагниченности). Между D имеются переходные слои конечной толщины $\sim 10^{-7} - 10^{-5}$ см, где поляризация (намагниченность) непрерывно меняет своё направление.

ДОПЛЕРА ЭФФЕКТ — изменение частоты принимаемого звука при движении относительно среды источника или приёмника звука или тела, рассеивающего звук. В отличие от D , э. для электромагнитных волн, обусловленного только относительным движением источника и приёмника, изменения частоты акустич. волны при движении источника и приёмника различны. При движении источника изменённая частота ω' связана с частотой излучения ω ф-лой:

$$\omega' = \omega \frac{1}{1 - \frac{v_{и}}{c} \cos \theta},$$

где $v_{и}$ — скорость источника, c — скорость звука в среде, θ — угол между направлением скорости источника и направлением от источника к приём-

нику (рис. а). При движении приёмника изменённая частота равна:

$$\omega' = \omega \left(1 - \frac{v_{\text{п}}}{c} \cos \tilde{\theta} \right),$$

где $v_{\text{п}}$ — скорость приёмника, а $\tilde{\theta}$ — угол между направлением скорости приёмника и направлением от источника к приёмнику (рис. б). При одновременном

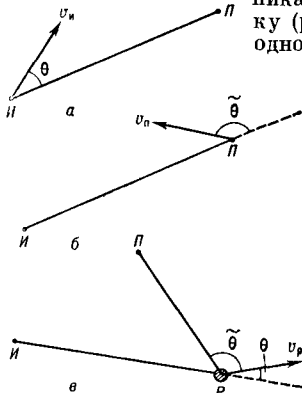


Схема эффекта Доплера: а — для движения источника звука; б — для движения приёмника звука; в — для движения рассеивающего тела; И — источник звука; П — приёмник звука; Р — рассеивающее тело.

движению и источника и приёмника изменённая частота равна:

$$\omega' = \omega \frac{1 - \frac{v_{\text{п}}}{c} \cos \tilde{\theta}}{1 - \frac{v_{\text{и}}}{c} \cos \theta}.$$

При приёме неподвижным приёмником звука, рассеянного движущимся телом, изменённая частота принимаемой рассеянной волны равна:

$$\omega' = \omega \frac{1 - \frac{v_{\text{р}}}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v_{\text{п}}}{c} \cos \tilde{\theta}},$$

где ω — частота первичной волны, падающей на рассеивающее тело,

$v_{\text{р}}$ — скорость тела, θ и $\tilde{\theta}$ — углы между направлением скорости тела и соответственно направлением падения первичной волны на тело и направлением от тела к приёмнику (рис. в).

Д. э. при движении источника звука обусловлен изменением длины волны в среде, при движении приёмника — изменением скорости звука в системе координат, связанной с приёмником, а при рассеянии движущимся телом — обоими факторами.

Д. э. можно считать также изменение частоты звука при отражении и прохождении через границу между двумя средами, к-рая движется относительно самих сред, остающихся неподвижными, напр. при прохождении звука через фронт ударной волны в газе (характеристики газа по обе стороны фронта различны) или при распространении звука вдоль частично погружённого в жидкость стержня в процессе изменения уровня жидкости (акустич. свойства погружённой части стержня изменяются под влиянием реакции окружающей жидкости). При нормальном падении волны частоты ω на движущуюся границу раздела частоты ω' и ω'' отражённой и прошедшей волн равны:

$$\omega' = \omega \frac{1 - v/c_1}{1 + v/c_1},$$

$$\omega'' = \omega \frac{1 - v/c_1}{1 - v/c_2},$$

где v — скорость границы (положительно считается скорость в направлении падения волны), а c_1 и c_2 — скорости звука в первой и во второй средах. На величине коэффициентов отражения и прохождения движение границы раздела сред не сказывается.

Лит.: Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973. М. А. Исакович.

З

ЗАРОДЫШИ КАВИТАЦИИ — при-
меси в жидкости в виде мельчайших пузырьков, плохо смачиваемых частиц твёрдых тел, газовых

включений, содержащихся в трещинах на поверхности твёрдых тел, — те «слабые» места, где происходит нарушение сплошности жидкости при

понижении давления в ней, в результате чего возникает *кавитация*. Свойства $Z. к.$ и их количество определяют *порог кавитации*, а их изменчивость приводит к тому, что порог кавитации оказывается зависящим не только от свойств жидкости, но и от вида возмущения, вызывающего кавитацию. Исследование механизмов роста $Z. к.$ представляет собой весьма важную задачу как для разработки способов предсказания порога кавитации, так и для управления им.

Лит.: Перник А. Д., Проблемы кавитации, 2 изд., Л., 1966.

ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА — уменьшение амплитуды и, следовательно, интенсивности звуковой волны по мере её распространения. $Z. з.$ происходит из-за ряда причин. Основными из них являются: убывание амплитуды волны с расстоянием от источника, обусловленное формой и волновыми размерами источника (т. н. расхождение волны — см. *Звуковое поле*), рассеяние звука на неоднородностях среды, в результате чего уменьшается поток энергии в первоначальном направлении распространения, необратимый переход энергии звуковой волны в другие формы, в частности в тепло, т. е. поглощение звука.

Первая из этих причин связана с тем, что по мере распространения волны от точечного или сферич. источника энергия, излучаемая источником, распределяется на всё увеличивающуюся поверхность волнового фронта и соответственно уменьшается поток энергии через единицу поверхности, т. е. интенсивность звука. Для сферич. волны, волновая поверхность k -рой растёт с расстоянием r от источника как r^2 , амплитуда волны убывает пропорционально r^{-1} , а для цилиндрич. волны — пропорционально $r^{-1/2}$.

Рассеяние звука происходит из-за резкого изменения свойств среды — её плотности и модулей упругости — на границе неоднородностей, размеры k -рых сравнимы с длиной волны. В газах это могут быть, напр., жидкие капли, в водной среде — пузырьки воздуха, в твёрдых телах — различные инородные включения или отдельные кристаллиты в поликристаллах и т. п. Особый интерес представляет рассеяние на хаотически распределённых в пространстве неоднородностях.

Подробнее см. *Рассеяние звука*.

Поглощение звука может быть обусловлено различными механизмами. Большую роль играет вязкость и теплопроводность среды, взаимодействие волны с различными молекулярными процессами вещества, с тепловыми колебаниями кристаллич. решётки и др. $Z. з.$, обусловленное рассеянием и поглощением, описывается экспоненциальным законом убывания амплитуды с расстоянием, т. е. амплитуда пропорциональна $e^{-\delta r}$, а интенсивность — $e^{-2\delta r}$, в отличие от степенного закона убывания амплитуды при расхождении волны. Коэфф. $Z. з. \delta$ выражается в единицах $см^{-1}$ или в логарифмич. единицах $Нп/см$ или $дБ/см$.

ЗВУКОВИЗОР — устройство для получения изображения предметов при помощи $УЗ$ -вых волн с использованием акустоэлектронного преобразователя, позволяющего акустич. изображение в форме пространственного распределения звукового давления представлять в виде оптич. изображения на экране приёмной электроннолучевой трубки — кинескопа. В состав $Z.$ входит (рис. 1) кювета 1, заполненная жидкостью (обычно водой), куда помещают исследуемый объект 2, к-рый облучается $УЗ$ -вым излучателем 3 (при работе в проходящих волнах) или излучателем 3' (при работе в отражённых волнах). При помощи двухлинзового объектива, состоящего из акустич. линз 4 и 5, в плоскости акустоэлектронного преобразователя 6 формируется акустич. изображение в виде распределения звукового давления, т. н. звукового рельефа. Приёмным элементом преобразователя 6 служит пьезоэлектрич. пластина 7 из пьезокварца или пьезокерамики, передняя сторона k -рой покрыта металлич. электродом 8 с заземлением 9, а задняя сторона притёрта к стеклянной пластине 10 с впаянными в неё металлч. выводами диаметром 0,15 мм в количестве ~ 1000 штук на 1 $см^2$. Такая конструкция позволяет создать необходимый вакуум внутри преобразователя 6 при сохранении высокой его чувствительности к звуковому давлению. Под влиянием $УЗ$ -вой волны, несущей изображение объекта, пьезопластина 7 колеблется по толщине на резонансной частоте,

что приводит к образованию зарядов переменного знака на внутренней её стороне. Посредством металлич. электродов в пластине 10 эти заряды поступают на её внутреннюю поверхность 11. Остальная часть преобразователя

па по сравнению с размерами кадра преобразователя. Однако поскольку разрешающая способность обратно пропорциональна длине УЗ-вой волны и при таком преобразовании кадров не возрастает, то фактически

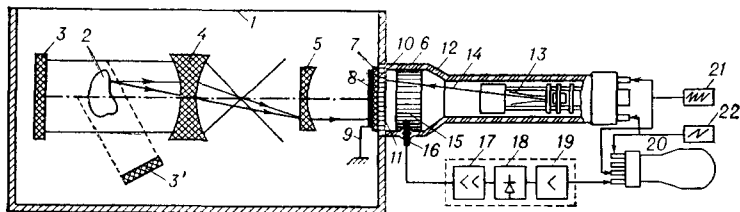


Рис. 1. Схема устройства звуковизора.

6 устроена и работает как обычная электроннолучевая трубка. В стеклянном корпусе 12 помещена электронная пушка 13, создающая электронный луч 14. Последний с поверхности 11, являющейся мишенью, выбивает вторичные электроны, собираемые коллектором 15. Рельеф потенциала на поверхности 11, соответствующий звуковому давлению в падающей волне, изменяет условия вторичной электронной эмиссии, создавая тем самым амплитудную модуляцию тока коллектора, подаваемого при помощи электрода 16 во входную цепь усилителя 17. После усиления по несущей частоте, демодуляции в устройстве 18 и усиления по низкой частоте в устройстве 19 сигнал поступает на модулятор кинескопа 20. В преобразователе 6 и кинескопе 20 осуществляется синхронное перемещение электронных лучей при помощи генераторов строчной развертки 21 и кадровой развертки 22.

Акустозлектронный преобразователь описанной конструкции наз. «Уникон» — универсальный конвертер, поскольку он обладает способностью преобразовывать электрич. рельеф в электрич. сигнал вне зависимости от причин, вызвавших появление этого рельефа: звукового давления, инфракрасного излучения, распределения зарядов в электролите и т. п.

Первоначально 3. был назван УЗ-вым микроскопом вследствие возможности получать на экране увеличенное изображение объекта путём увеличения размеров кадра кинеско-

позного увеличения прибор не даёт. Этим он существенно отличается от оптич. микроскопов и от микроскопа акустического. Разрешающая способность УЗ-вого микроскопа, работающего на частоте 10 МГц, приблизительно в 1000 раз ниже разрешающей способности оптич. микроскопа.

3. находит применение при получении изображений в непрозрачных средах, напр. в системах звуковидения, предназначенных для водоёмов с мутной водой, в приборах УЗ-вой дефектоскопии. Наиболее перспективно применение 3. в приборах медицинской УЗ-вой диагностики, где они позволяют рассматривать неоднородности в мягких тканях (рис. 2), невидимые в рентгеновских лучах из-за малой контрастности.

По чувствительности метод с использованием 3. превосходит все извест-

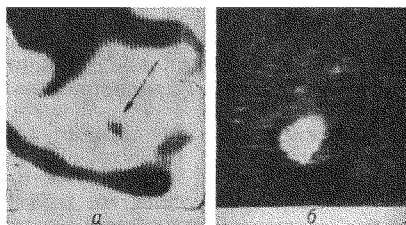


Рис. 2. Фотография изолированной бараньей почки с почечным камнем размером 2 мм, полученная при помощи звуковизора, работающего на частоте 4 МГц с интенсивностью 10^{-2} Вт/см² при развертке в 80 строк: а — камень в виде тёмного пятна (указан стрелкой) при работе в проходящих волнах; б — тот же почечный камень в виде светлого пятна при работе в отражённых волнах.

ные методы визуализации звуковых полей и по порядку величины достигает 10^{-9} Вт/см².

Лит.: Соколов С. Я., Ультразвуковой микроскоп, «Докл. АН СССР», 1949, т. 64, № 3; Шрайберг Д. С., Ультразвуковая дефектоскопия, М., 1965, с. 117—121; Розенберг Л. Д. и др., «Акуст. ж.», 1965, т. 11, № 4, с. 438—441; Каневский И. Н., Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977.

И. Н. Каневский.

ЗВУКОВОЕ ДАВЛЕНИЕ — переменная часть давления, возникающая в среде при прохождении звуковой волны: образующиеся в среде сгущения и разрежения создают добавочные изменения давления по отношению к среднему внешнему (статическому) давлению.

Часто пользуются понятием эффективного З. д., т. е. именно эту величину обычно измеряют в опыте. Эффективное З. д. равно квадратному корню из среднего значения квадрата мгновенного З. д. в заданной неподвижной точке пространства за соответствующий интервал времени (под мгновенным З. д. понимается полное давление в какой-то момент времени в данной точке за вычетом статич. давления в той же точке). Если З. д. меняется периодически, то временной интервал усреднения должен быть равен целому числу периодов или значительно превышать период. В синусоидальной звуковой волне эффективное З. д. p_0 связано с амплитудой p_0 З. д. выражением:

$$p_0 = p_0 \sqrt{2}.$$

З. д. — одна из главных величин, характеризующих звуковое поле. В плоской звуковой волне между З. д. p , колебательной скоростью частиц v и удельным акустич. сопротивлением ρc (см. Импеданс акустический) имеет место соотношение: $p = \rho c v$ (где ρ — плотность среды, c — скорость звука в среде). Единицей измерения З. д. в системе СИ служит 1 Па = 1 Н/м²; в системе СГС единица З. д. 1 бар = 1 дин/см² = 10^{-1} Па; иногда З. д. измеряют в атмосферах (1 атм = 10^6 бар).

Часто пользуются понятием уровня звукового давления. Данное выше определение З. д. относится к случаю распространения звука в газах и жидкостях, где имеются только нормальные силы к любому выделенным площадкам в среде, т. е. давление.

Для изотропных твердых тел понятие давления применимо только в случае всестороннего растяжения и сжатия. В общем же случае произвольной деформации напряженное состояние тела уже нельзя охарактеризовать одной скалярной величиной — давлением — и приходится пользоваться понятием тензора упругих напряжений (см. Упругие волны).

При работе с УЗ имеют дело с З. д. от величин $\sim 10^{-4}$ Па до 10^8 — 10^9 Па (напр., в фокусе УЗ-вых концентраторов). Для измерения З. д. применяют различные измерительные приёмники УЗ, гл. обр. пьезоэлектрические преобразователи. На частотах, близких к гиперзвуковым, используются пьезополупроводниковыми преобразователями и плёночными преобразователями. В жидкостях при больших интенсивностях УЗ применяют радиометр, на высоких частотах — термические приёмники звука. Одним из эталонных методов измерения З. д. служит метод, использующий Рэлея диск, позволяющий определять колебательную скорость, по величине которой вычисляется значение З. д.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956; Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны, 3 изд., М., 1960.

В. А. Красильников.

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ — совокупность пространственно-временных распределений величин, характеризующих рассматриваемое звуковое возмущение. Важнейшие из них: звуковое давление p , колебательная скорость частиц v , колебательное смещение частиц ξ , относительное изменение плотности (т. н. акустич. сжатие) $s = \delta\rho/\rho$ (где ρ — плотность среды), адиабатич. изменение темп-ры δT , сопровождающее сжатия и разрежения среды. При введении понятия «З. п.» среду рассматривают как сплошную и молекулярное строение вещества во внимание не принимают. З. п. изучают либо методами геометрической акустики, либо на основе теории волн.

При достаточно гладкой зависимости величин, характеризующих З. п., от координат и времени (т. е. при отсутствии скачков давления и колебательной скорости от точки к точке) все эти величины оказываются сильно связанными друг с другом: задание пространственно-временной зависимо-

сти одной из них (напр., звукового давления) полностью определяет пространственно-временные зависимости всех остальных. Эти зависимости определяются ур-ниями З. п., к-рые в отсутствии *дисперсии скорости звука* сводятся к волновому ур-нию для каждой из величин и ур-ниям, связывающим эти величины между собой. Напр., звуковое давление удовлетворяет волновому ур-нию

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \text{ а при известном}$$

звуковым давлением можно определить остальные характеристики З. п. по ф-лам:

$$v = - \frac{1}{\rho} \text{grad} \int p dt;$$

$$\xi = \int v dt; \quad s = \frac{p}{\rho c^2}; \quad T = \frac{\gamma - 1}{\alpha \rho c^2} p,$$

где c — скорость звука, $\gamma = C_p/C_v$ — отношение теплоёмкости при постоянном давлении к теплоёмкости при постоянном объёме, α — коэфф. объёмного теплового расширения среды. Для гармонич. З. п. волновое ур-ние переходит в ур-ние Гельмгольца: $\Delta p + k^2 p = 0$, где $k = \omega/c$ — волновое число для частоты ω , а выражения для скорости и смещения принимают вид:

$$v = \frac{1}{i\rho\omega} \text{grad} p; \quad \xi = \frac{v}{-i\omega} = \frac{1}{\rho\omega^2} \text{grad} p.$$

Кроме того, З. п. должно удовлетворять граничным условиям, т. е. требованиям, к-рые налагают на величины, характеризующие З. п., физич. свойства границ — поверхностей, ограничивающих среду, поверхностей, ограничивающих помещённые в среду препятствия, и поверхностей раздела различных сред. Напр., на абсолютно жёсткой границе нормальная компонента колебательной скорости v_n должна обращаться в нуль; на свободной поверхности должно обращаться в нуль звуковое давление; на границе, характеризующейся *импедансом акустическим*, отношение p/v_n должно равняться удельному акустич. импедансу границы; на поверхности раздела двух сред величины p и v_n по обе стороны от поверхности должны быть попарно равны. В реальных жидкостях и газах имеется дополнительное граничное условие: обращение в нуль касательной компоненты колебательной скорости на

жёсткой границе или равенство касательных компонент на поверхности раздела двух сред.

В твёрдых телах внутренние напряжения характеризуются не давлением, а тензором напряжений, что отражает наличие упругости среды по отношению к изменению не только её объёма (как в жидкостях и газах), но и формы. Соответственно усложняются и ур-ния З. п. и граничные условия. Ещё более сложны ур-ния для анизотропных сред (см. *Распространение ультразвука* в кристаллах).

Ур-ния З. п. и граничные условия отнюдь не определяют сами по себе вид волн: в различных ситуациях в той же среде при тех же граничных условиях З. п. будут иметь разный вид. Ниже описаны разные виды З. п., возникающие в различных ситуациях.

1. Свободные волны — З. п., к-рые могут существовать во всей неограниченной среде в отсутствии внешних воздействий, напр. плоские волны, бегущие вдоль оси x : $p = p(x \mp ct)$ (верхний знак относится к волне, бегущей в положительном направлении оси x , а нижний — к волне, распространяющейся в противоположном направлении). Если выбрать за положительное направление оси x направление распространения волны, то отношение давления к колебательной скорости равно волновому сопротивлению среды: $p/v = \pm \rho c$. Отсюда видно, что в местах положительного звукового давления направление колебательной скорости в бегущей волне совпадает с направлением распространения волны, в местах отрицательного давления — противоположно этому направлению, а в местах обращения давления в нуль колебательная скорость также обращается в нуль. Гармоническая плоская бегущая волна имеет вид: $p = p_0 \cos(\omega t - kx + \varphi)$, где p_0 и φ — соответственно амплитуда волны и её начальная фаза в точке $x = 0$. В средах с дисперсией скорости звука скорость гармонической волны $c = \omega/k$ зависит от частоты (см. *Фазовая скорость*).

2. Колебания в ограниченных областях среды в отсутствии внешних воздействий, напр. З. п., возникающее в замкнутом объёме при заданных начальных условиях. Такие З. п. можно представить в виде суперпозиции

стоячих волн, характерных для данного объёма среды.

3. З. п., возникающие в неограниченной среде при заданных начальных условиях — значениях давления и колебательной скорости в некий начальный момент времени (напр., З. п., возникающее после взрыва).

4. З. п. излучения, создаваемые колеблющимися телами, струями жидкости или газа, захлопывающимися пузырьками и др. естественными или искусственными акустич. излучателями (см. *Излучение звука*). Простейшие по форме поля излучения: монополюсное излучение — сферическое симметричная расходящаяся волна; для гармонич. излучения она

имеет вид: $p = -i\rho\omega Q \frac{e^{ikr}}{4\pi r}$, где Q — производительность источника (напр., скорость изменения объёма пульсирующего тела, малого по сравнению с длиной волны), помещённого в центр волны, а r — расстояние от центра. Амплитуда звукового давления при монополюсном излучении изменяется с расстоянием как $1/r$. Колебательная скорость при монополюсном излучении $v = -Q \frac{ikr-1}{4\pi r^2} e^{ikr}$. В неволновой зоне ($kr \ll 1$) скорость изменяется с расстоянием как $1/r^2$, а в волновой ($kr \gg 1$) — как $1/r$. Сдвиг фаз между давлением и скоростью монотонно убывает от 90° в центре волны до нуля на бесконечности; тангенс фазового угла равен $1/kr$. Д и п о л ь н о е и з л у ч е н и е — сферическая расходящаяся волна с «восьмёрочной» характеристикой направленности вида:

$$p = -F \frac{ikr-1}{4\pi r^2} e^{ikr} \cos\theta,$$

где F — сила, приложенная к среде в центре волны, а θ — угол между направлением силы и направлением на точку наблюдения. Такое же излучение создаётся малой по сравнению с длиной волны сферой, помещённой в центр волны и осциллирующей со скоростью $u = F/2\rho r\omega a^3$, где a — радиус сферы. П о р ш н е в о е и з л у ч е н и е — З. п., создаваемые поступательными колебаниями плоского поршня. Если размеры излучающей поверхности много больше длины волны, то излучение представляет собой квазиплоскую волну, распространяющуюся в виде ограни-

пучка, опирающегося на поршень. По мере удаления от поршня дифракция размывает пучок, переходящий на больших расстояниях от поршня в многолепестковую расходящуюся сферическую волну.

Все виды З. п. излучения на большом расстоянии от излучателя (в т. н. дальней зоне, или зоне Фраунгофера) асимптотически принимают вид расходящихся сферич. волн:

$p = A \frac{e^{ikr}}{r} R(\theta, \varphi)$, где A — постоянная, θ и φ — углы сферич. системы координат, а функция R — характеристика направленности излучения. Т. о., асимптотически поле убывает обратно пропорционально расстоянию точки наблюдения от области расположения источника звука. Для получения желаемой характеристики направленности применяют акустич. антенны, состоящие из многих излучателей с соответственно подобранным соотношением амплитуд и фаз излучения каждым из них. Началом дальней зоны обычно считают расстояние $r = D^2/\lambda$, где D — поперечные размеры излучающей системы, а λ — длина волны. В т. н. ближней зоне (френелевская зона) для З. п. излучения в общем случае нет к.-л. определённой зависимости поля от r , а угловая зависимость поля меняется при изменении r — характеристика направленности ещё не сформирована.

5. З. п. фокусировки — поля вблизи фокусов и каустик фокусирующих устройств, характеризующиеся повышенными значениями звукового давления, обращающегося (при пользовании приближениями геометр. акустики) в бесконечность в фокусах и на каустиках (см. *Фокусировка звука*).

6. З. п., связанные с наличием в среде ограничивающих поверхностей и препятствий (см. *Отражение звука, Преломление звука, Дифракция звука, Рассеяние звука*). При отражении и преломлении плоских волн на плоских границах возникает также плоские отражённые и преломлённые волны. В волноводах, заполненных однородной средой, суперпозиция плоских волн образует нормальные волны. При отражении гармонич. плоских волн от плоских границ образуются стоячие волны, причём результирующие поля могут оказаться стоячими в одном направлении и бегущими — в другом.

7. З. п., затухающие вследствие неидеальности среды (наличия вязкости, теплопроводности и т. п.). Для бегущих волн влияние затухания сводится к появлению множителя $e^{-\delta x}$, где δ — амплитудный пространственный коэфф. затухания, связанных с добротностью Q среды соотношением: $\delta = k/2Q$. В стоячих волнах появляется множитель $e^{-\alpha t}$, где $\alpha = \delta \omega = \omega/2Q$ — амплитудный временной коэфф. затухания звука.

Измерение З. п. производят различными приёмниками звука — приёмниками давления и приёмниками колебательной скорости (микрофонами — для воздуха, гидрофонами — для воды). При исследовании тонкой структуры З. п. следует пользоваться приёмниками, размеры к-рых малы по сравнению с длиной волны звука, в противном случае З. п. может быть искажено рассеянием на приёмнике; кроме того, принимаемые поля усредняются по всей поверхности приёмного элемента, что также искажает измеряемые величины, если размеры элемента не будут малы по сравнению с характерным размером неоднородности З. п. Визуализация ультразвуковых полей возможна путём наблюдения дифракции света на ультразвуке, методом Теллера (теневой метод), методом электронно-оптич. преобразования и др.

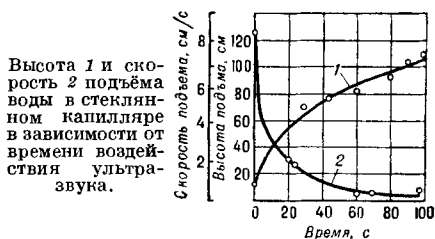
Лит.: Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957. М. А. Исакович.

ЗВУКОВОЙ ВЕТЕР — то же, что акустические течения.

ЗВУКОКАПИЛЛЯРНЫЙ ЭФФЕКТ — аномально глубокое проникновение жидкости в капилляры и узкие щели под действием УЗ. Если в наполненную жидкостью УЗ-вую ванну погрузить капилляр, то при определённой интенсивности УЗ, соответствующей разрыву кавитации, подъём жидкости в капилляре сильно возрастёт.

Установлено, что жидкость поднимается по капилляру под воздействием УЗ только при условии, что кавитационная область, состоящая из пульсирующих и захлопывающихся кавитационных пузырьков, находится непосредственно под капилляром. По-видимому, З. э. обуславливается

суммарным воздействием единичных импульсов давления, к-рые возникают при захлопывании кавитационных пузырьков. Скорость и высота жидкости в капилляре зависят от числа захлопывающихся пузырьков и величины возникающих при этом сил, от трения на стенках и от вязкости жидкости. Поэтому З. э. будет различным для разных жидкостей и разных по размеру капилляров; он меняется с изменением интенсивности звука и с течением времени и усиливается с приложением статич. давления. Положение захлопывающихся пузырьков в основании капилляра неустойчиво из-за интенсивных акустических течений. Например, уровень воды в стеклянном капилляре сечением $0,35 \times 0,35$ мм² при звуковом давлении 2,0 атм на частоте 18 кГц в результате З. э. превышает уровень, обусловленный силами поверхностного натяжения (т. е. в отсутствии УЗ), более чем в 10 раз (рис.). Увеличение



Высота 1 и скорость 2 подъёма воды в стеклянном капилляре в зависимости от времени воздействия ультразвука.

интенсивности УЗ и развитие акустич. потоков снижают З. э., и при звуковом давлении 14—16 атм подъём воды в стеклянном капилляре указанных размеров под воздействием УЗ не происходит.

Нарушение локализации в окрестностях основания капилляра кавитационных пузырьков и уход их из сечения капилляра приводит к мгновенному опусканию жидкости до уровня, определяемого действием сил поверхностного натяжения. Поддержание уровня жидкости в капилляре требует меньших (в 5—10 раз) затрат акустич. энергии, т. к. при этом уже не нужно преодолевать силы вязкого трения жидкости о стенки капилляра.

З. э. находит применение в различных технологич. процессах. Он позволяет ускорять в десятки и сотни раз пропитку пористо-капиллярных тел и увеличивать заполнение щелей

в различных конструкциях. Поэтому З. э. применяется при пропитке катушек трансформаторов и др. точных изделий клеями и лаками, при дублировании кож, при окрашивании толстых тканей. З. э. используются при пайке сложных изделий, т. к. он обеспечивает проникновение горячего припоя одновременно во все зазоры и повышает этим качество соединений, напр. при бесфлюсовой пайке трубчатых теплообменников.

Большинство процессов УЗ-вой обработки твёрдых тел в жидкости с участием кавитации начинается именно с усиленного проникновения жидкости в капиллярные щели твёрдых тел и расклинивания их. Это относится к процессам УЗ-вых очистки, травления, сверления (см. *Механическая обработка*), к процессам кристаллизации и рафинирования при использовании ультразвука в металлургии и т. д.

З. э. позволяет значительно ускорить процесс диспергирования и гидроабразивного разрушения порошкообразных материалов, проводимый на УЗ-вых установках, работающих под статич. давлением. З. э. используется в фасонном литье для получения тонких (капиллярных) каналов литейной формы при изготовлении точных отливок из алюминиевых сплавов, когда их затвердевание проводится в поле акустич. кавитации при наложении статич. давления.

Лит.: Китайгородский Ю. И., Дрожжова В. И., «Науч. труды Моск. ин-та стали и сплавов», 1977, № 90, с. 12—16; Розин Ю. П., Тихонова В. С., «Коллоидн. ж.», 1969, т. 31, № 4, с. 568—573; Коновалов Е. Г., Германович И. Н., «Докл. АН БССР», 1962, т. 6, № 8, с. 492—93; Graff K., «Ultrasonics», 1977, v. 15, № 2, p. 75—81; Агранат Б. А. и др., Ультразвуковая технология, М., 1974. Г. И. Деклин.

ЗВУКОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — свечение в жидкости при акустич. кавитации. Световое излучение при З. (рис. 1) очень слабое и становится видимым только при значительном усилении или в полной темноте. Спектр З. в основном непрерывный. Причина свечения — сильное нагревание газа и пара в кавитационном пузырьке, происходящее в результате адиабатич. сжатия при его захлопывании: темп-ра внутри пузырька может достигать 10^4 К, что вызывает термич. возбуждение атомов газа и

Рис. 1. Свечение поля кавитации перед малым ферритовым преобразователем, работающим на частоте 25 кГц.



пара и свечение пузырька. Экспериментально установлено, что

вспышки свечения возникают на последней стадии захлопывания пузырька, одновременно с ударной волной, и могут длиться от 1/20 до 1/1000 с. Интенсивность З. зависит от количества газа в пузырьке, а также от свойств жидкости, газа и интенсивности звука: с увеличением последней З. увеличивается до максимума, после чего наблюдается спад (рис. 2).

При адиабатич. захлопывании пузырька, содержащего одноатомный газ, темп-ра повышается больше, чем при захлопывании пузырька с двухатомным. Однако если размеры пузырька малы, то может стать заметным влияние теплопроводности, бо-

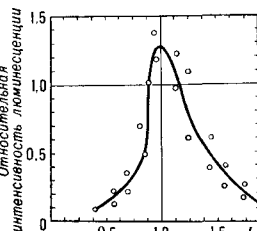


Рис. 2. Зависимость интенсивности люминесценции (выраженной в относительных единицах) от интенсивности звука I (в относительных единицах).

лее сильное для пузырьков с одноатомным газом. Поэтому в достаточном малых пузырьках З. более интенсивна, если они содержат двухатомный газ, а среди более крупных пузырьков сильнее светятся пузырьки с одноатомным газом.

Существуют и другие механизмы, к-рые могут вносить определённый вклад в З., напр. хемилюминесценция, объясняющая свечение фотохимич. рекомбинацией термически диссоциированных молекул, или свечение газа под действием электрич. разрядов, происходящих в камере.

Лит.: Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974. К. А. Наугольнх.

ЗЕРКАЛО акустическое — гладкая поверхность, линейные размеры которой велики по сравнению с длиной волны λ падающего звука, формирующая регулярное отражение звуковых волн. Поверхность З. считается достаточно гладкой, если шероховатости её не превосходят величины $\lambda/20$. Свойства З. определяются коэфф. отражения и формой его поверхности. Коэфф. отражения материала акустич. З. влияет на энергию отражённой волны, а форма непосредственно связана с видом отражённой волны.

Акустич. З. применяются гл. обр. для изменения направления распро-

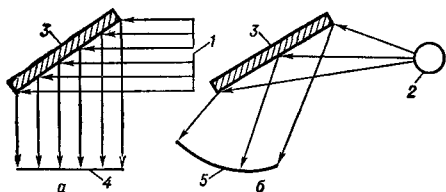


Рис. 1. Отражение от плоского зеркала 3: а — плоской волны 1; б — сферической волны 2; 4 — фронт отражённой плоской волны; 5 — фронт отражённой сферической волны.

странения волн. Плоское З. изменяет только направление распространения волны без изменения её вида: плоская волна остаётся плоской (рис. 1), а сферическая — сферической. Конич. З. изменяет не только направление распространения, но и форму фронта отражённой волны: плоская волна 1 (рис. 2, а), отражаясь от конич.

З. 2, превращается в цилиндрич. волну 3, а цилиндрич. волна 1 (рис. 2, б), отражаясь от внутренней

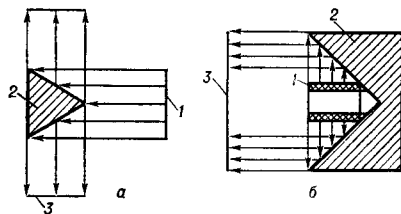


Рис. 2. Отражение волн от конического зеркала.

поверхности конуса 2, — в плоскую волну 3. Параболоидное З. (рис. 3, а) изменяет направление и вид плоской волны 2, превращая её в сходящуюся сферич. волну 3, а эллипсоидное З. (рис. 3, б) изменяет только направление распространения волны, преобра-

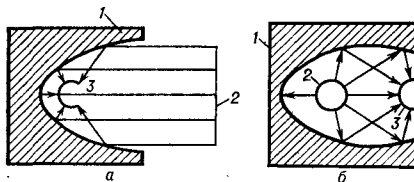


Рис. 3. Отражение волн: а — от параболического зеркала; б — от эллипсоидного зеркала.

зую расходящуюся сферич. волну 2 в сходящуюся в другом фокусе сферич. волну 3. Акустич. З. применяются гл. обр. в акустич. *рефлекторах* и *концентраторах*. И. Н. Каневский.

И

ИЗГИБНЫЕ ВОЛНЫ — деформации изгиба, распространяющиеся в стержнях и пластинках. Длина И. в. всегда много больше толщины стержня и пластинки, если же длина волны становится сравнимой с их толщиной, то движение в ней усложняется и её не называют изгибной. Примерами И. в. могут служить стоя-

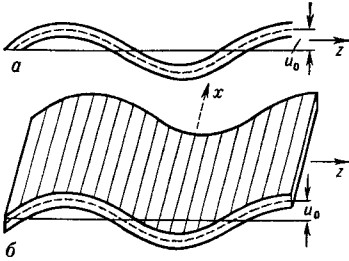
чие волны в камертоне, в деках музыкальных инструментов, в диффузорах громкоговорителей, а также волны, возникающие при вибрациях тонкостенных механич. конструкций (корпус самолёта и автомобиля, перекрытия и стены зданий и т. д.).

В бесконечных стержнях и пластинках возникают бегущие И. в. В стерж-

не направлением распространения волны является его ось; в пластинке плоские И. в. могут распространяться по любому направлению, ориентированному в её плоскости, и, кроме того, возможны цилиндрич. И. в. При распространении И. в. каждый элемент стержня или пластинки смещается

не и пластинке (см. *Нормальные волны в стержнях и пластинках*). В приведённой таблице дана зависимость от-

h/λ_1	0,0001	0,001	0,01	0,1
$c_{пл}/c_l$	0,0135	0,0426	0,135	0,426



Деформация *a* — стержня и *b* — пластинки в изгибной волне. Сплошной чертой дано положение оси стержня и средней плоскости пластинки до смещения, пунктирной — положение оси стержня и средней плоскости пластинки после смещения, u_0 — амплитуда смещения элементов стержня и пластинки в изгибной волне, ось z — направление распространения волны.

ношения $c_{пл}/c_l$ для пластинки от отношения её толщины к длине продольной волны λ_1 в ней.

Для И. в. характерна дисперсия: при увеличении частоты фазовая скорость возрастает (см. *Дисперсия скорости звука*). Групповая скорость И. в. равна удвоенному значению фазовой скорости. В стержнях и пластинках, размеры к-рых в направлении распространения И. в. ограничены, в результате отражений от концов возникают стоячие И. в. Если размеры пластинки ограничены по фронту И. в., то в пластинке возможна совокупность И. в., отличающихся друг от друга фазовыми скоростями и распределением амплитуды вдоль фронта. Такие И. в. являются одним из видов нормальных волн в упругих волноводах.

перпендикулярно оси стержня или плоскости пластинки (рис.).

И. в. малых амплитуд в стержне и пластинке описываются соответственно следующими ур-ниями:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + ER^2 \frac{\partial^4 u}{\partial z^4} = 0,$$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{Eh^2}{12(1-\sigma^2)} \Delta^2 u = 0,$$

где t — время, z — координата вдоль оси стержня, Δ — двумерный оператор Лапласа, u — смещение элементов стержня или пластинки, ρ — плотность материала, E — модуль Юнга, σ — коэфф. Пуассона, R — радиус инерции поперечного сечения стержня относительно оси, перпендикулярной плоскости изгиба и проходящей через нейтральную поверхность, h — толщина пластинки.

Фазовые скорости $c_{ст}$ и $c_{пл}$ гармонич. И. в. частоты ω в стержне и пластинке соответственно равны

$$c_{ст} = \sqrt[4]{ER^2/\rho} \sqrt{\omega},$$

$$c_{пл} = \sqrt[4]{Eh^2/12\rho(1-\sigma^2)} \sqrt{\omega}.$$

Эти скорости много меньше фазовых скоростей c_l продольных волн в стерж-

не и в искривлённых пластинках (т. н. оболочках). В этом случае возможность существования волн и их характеристики определяются геометрией оболочки и граничными условиями на её краях. Так, напр., в замкнутой сферич. оболочке И. в. невозможны, в то время как в замкнутой цилиндрич. оболочке со свободными концами цилиндра возможны изгибные волны, распространяющиеся как в направлении, перпендикулярном образующей, так и вдоль образующей.

И. в. используются для определения коэфф. вязкого трения и теплопроводности твёрдых образцов, для измерения уровня жидкости в закрытых сосудах (УЗ-ые уровнемеры), в дисперсионных УЗ-вых линиях задержки.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 3 изд., М., 1965, гл. 1—3 (Теоретич. физика, т. 7); Кольский Г., Волны напряжения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1955, ч. 1, гл. 3; Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. 4, 5; Лэмб Г., Динамическая теория звука, пер. с англ., М., 1960, гл. 4, 5; Бабков И. М., Теория колебаний, М., 1958, ч. 2, гл. 2, 13.

И. А. Викторов.

ИЗЛУЧАТЕЛИ УЛЬТРАЗВУКА — устройства, применяемые для возбуждения УЗ-вых колебаний и волн в газообразных, жидких и твёрдых средах. И. у. преобразуют в энергию звукового поля энергию к.-л. другого вида.

Наибольшее распространение в качестве И. у. получили *электроакустические преобразователи*. В подавляющем большинстве И. у. этого типа, а именно в *пьезоэлектрических преобразователях*, *магнитоэлектрических преобразователях*, *электродинамических излучателях*, электромагнитных и электростатич. излучателях, электрич. энергия преобразуется в энергию колебаний к.-л. твёрдого тела (излучающей пластинки, стержня, диафрагмы и т. п.), к-рое и излучает в окружающую среду акустич. волны. Все перечисленные преобразователи, как правило, линейны, и, следовательно, колебания излучающей системы воспроизводят по форме возбуждающий электрич. сигнал; лишь при очень больших амплитудах колебаний вблизи верхней границы динамич. диапазона И. у. могут возникнуть нелинейные искажения. В преобразователях, предназначенных для излучения монохроматич. волны, используется явление *резонанса*; они работают на одном из собственных колебаний механич. колебательной системы, на частоту к-рого настраивается генератор электрич. колебаний, возбуждающий преобразователь. Электроакустич. преобразователи, не обладающие твердотельной излучающей системой, применяются в качестве И. у. сравнительно редко; к ним относятся, напр., И. у., основанные на электрич. разряде в жидкости или на *электрострикции жидкости*.

Другой, достаточно распространённый тип преобразования энергии, используемый в И. у., — преобразование кинетич. энергии струи газа или жидкости в энергию акустич. колебаний. Такое преобразование возникает при периодич. прерывании струи (см. *Сирены*), при взаимодействии её с твёрдыми препятствиями различного вида (см. *Газоструйные излучатели*, *Гидродинамический излучатель*). Механизм звукообразования в таких И. у. может быть связан с генерацией автоколебаний в среде, как,

напр., в *Гартмана генераторе*, или с возбуждением колебаний твёрдой излучающей системы, как, напр., в пластинчатых гидродинамич. *свистках* или мембранных газоструйных излучателях. Форма излучаемого сигнала, его спектр определяются для И. у. подобного типа режимом истечения струи и геометрич. параметрами конструкции.

К основным характеристикам И. у. относятся их частотный *спектр*, излучаемая *мощность звука*, направленность излучения (см. *Направленность акустич. излучателей и приёмников*). В случае моночастотного излучения основными характеристиками являются рабочая частота И. у. и его частотная полоса, границы которой определяются падением излучаемой мощности в два раза по сравнению с её значением на частоте максимального излучения. Для резонансных электроакустич. преобразователей рабочей частотой является собственная частота f_0 преобразователя, а ширина полосы Δf определяется его *добротностью* Q , т. к. $\Delta f = f_0/Q$. И. у. — электроакустич. преобразователи характеризуются чувствительностью, электроакустич. коэфф. полезного действия и собственным электрич. импедансом. Чувствительность И. у. — отношение звукового давления в максимуме характеристики направленности на определённом расстоянии от излучателя (чаще всего на расстоянии 1 м) к электрич. напряжению на нём или к протекающему в нём току. Эта характеристика применяется к И. у., используемым в системах звуковой сигнализации, в гидролокации и в других подобных устройствах. Для излучателей технологич. назначения, применяемых, напр., при УЗ-вых *очистке*, *коагуляции*, воздействии на химич. процессы, основной характеристикой является мощность. Наряду с общей излучаемой мощностью, оцениваемой в Вт (кВт, МВт), И. у. характеризуют удельной мощностью, т. е. средней мощностью, приходящейся на единицу площади излучающей поверхности, или усреднённой интенсивностью излучения в ближайшем поле, оцениваемой в Вт/см² или Вт/м². Эффективность электроакустич. преобразователей, излучающих акустич. энергию в озвучиваемую среду, характеризуют величиной

их электроакустич. коэфф. полезно-го действия, представляющего собой отношение излучаемой акустич. мощности к затрачиваемой электрической. В *акустоэлектронике* для оценки эффективности И. у. используют т. н. коэфф. электр. потерь, равный отношению (в дБ) электр. мощности к акустической. Эффективность УЗ-вых инструментов, используемых при УЗ-вой сварке, механической обработке и т. п., характеризуют т. н. коэфф. эффективности, представляющим собой отношение квадрата амплитуды колебательного смещения на рабочем конце концентратора к электрической мощности, потребляемой преобразователем. Иногда для характеристики преобразования энергии в И. у. используют эффективный коэффициент электромеханической связи.

И. у. — электроакустич. преобразователи используются в самых различных областях УЗ-вой техники в широком частотном диапазоне. Электродинамич. излучатели применяются для излучения в газовые среды на частотах от десятков Гц до десятков кГц с кпд $\sim 10\%$; мощность их не превышает десятков Вт. Они используются и в жидкости на низких звуковых частотах. Пьезоэлектрич. преобразователи — наиболее широко используемый в технике тип И. у. С *пьезоэлементами* в виде пластинок, стержней, колец они применяются в диапазоне частот от единиц кГц до десятков МГц для целей УЗ-вой технологии, *дефектоскопии*, при различных *контрольно-измерительных применениях ультразвука*, в *гидролокации* и т. п. На частотах ~ 1 кГц и ниже используются изгибно колеблющиеся пьезоэлементы. Кпд пьезоэлектрических И. у. составляет 40—70%, удельная мощность достигает 10 Вт/см². Динамич. диапазон их ограничивается сверху электр. и механич. прочностью, а также нагреванием вследствие собственных потерь. Магнитоэлектрические преобразователи используются гл. обр. как резонансные И. у. в УЗ-вой технологии в диапазоне 10—100 кГц. Их главное достоинство — высокая механич. прочность, надёжность. Кпд таких преобразователей $\sim 50\%$, удельная излучаемая мощность может достигать 20 Вт/см² и более. Основной

причиной ограничения мощности является нелинейность свойств, обусловленная магнитным насыщением. На частотах от 10 МГц до 70 ГГц для излучения в твёрдые среды используются *пьезополупроводниковые преобразователи* различного типа. Согласование их по акустич. и электр. стороне позволяет получить очень широкую частотную полосу. Эти И. у. находят применение в акустоэлектронике. Для излучения *гиперзвука* применяется т. н. возбуждение с поверхности пьезоэлектрич. и магнитоэлектрических кристаллов, помещаемых в СВЧ-резонатор электромагнитных колебаний.

Газоструйные И. у. обеспечивают более эффективное излучение в газовые среды, чем электроакустич. преобразователи. Однако режим работы их нестабилен и спектр обычно достаточно сложен. Такие И. у. не могут создать монохроматич. сигнал или воспроизвести сигнал заданной формы. Кпд газоструйных излучателей, работающих в дозвуковом режиме истечения струи (свистки), достигает 30% при излучаемой мощности в единицы Вт. И. у. со сверхзвуковым режимом истечения (Гартмана генератор) обладают интенсивностью излучения до 4—5 Вт/см², однако кпд их составляет всего 5—6%. Сирены позволяют излучать акустич. мощность от сотен Вт до десятков кВт с кпд $\approx 50\%$ на частотах от нескольких кГц до десятков кГц. Все эти излучатели применяются для воздействия УЗ на технологич. процессы, протекающие в газовых средах, а также для сигнализации. Для УЗ-вых технологич. процессов, осуществляемых в жидкостях, используют гидродинамич. излучатели, работающие в диапазоне частот \sim кГц и обеспечивающие интенсивность излучения до нескольких Вт/см². Недостатком их с точки зрения более широкого использования является, как и у газоструйных излучателей, низкая стабильность режима и немонохроматич. излучение.

И. П. Голямина.
ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА — создание звуковых полей при помощи различных устройств — излучателей (см. *Излучатели ультразвука*). Звуковое поле, создаваемое данным излучателем, существенно зависит от формы излучателя и вида его колебаний, а также

от частоты, определяющей соотношение между размерами излучателя и длиной волны излучаемого из звука. В связи с этим целесообразно рассматривать излучение гармонических волн и изучать зависимость излучения от частоты.

Для выяснения характеристик излучателей рассматривают упрощённые теоретич. модели, дающие в основном ту же картину излучения, что и реальные излучатели, и допускающие простой расчёт таких основных параметров излучателей, как удельная и полная излучаемая мощность, требуемые вынуждающие силы, направление, законы спада поля с расстоянием и т. п. Для излучателей, размеры колеблющихся элементов κ -рых велики по сравнению с длиной волны, подобной моделью может служить бесконечная плоскость, колеблющаяся синфазно, как одно целое, в направлении своей нормали (т. н. поршневое излучение). Такая плоскость создаёт плоскую бегущую волну, в κ -рой давление p и колебательная скорость частиц v синфазны и для любой формы волны находятся в отношении $p/v = \rho c$, где ρc — волновое сопротивление среды (ρ — плотность среды, c — скорость звука). Для гармонической волны средняя удельная излучаемая мощность звука равна:

$$W = \frac{1}{2} p_0 v_0 = p_0^2 / 2\rho c = \frac{1}{2} \rho c v_0^2, \quad (1)$$

где p_0 и v_0 — амплитуды давления и колебательной скорости на излучающей поверхности.

Для излучателя в виде поршня в жёстком экране при размерах поршня больших по сравнению с длиной волны поле на его поверхности и перед ним вблизи него мало отличается от поля перед бесконечной плоскостью (за исключением участков вблизи краёв поршня). Поэтому почти по всей поверхности поршня давление и колебательная скорость поршня синфазны и между ними имеет место то же соотношение $p_0/v_0 = \rho c$, что и в плоской волне, так что удельную мощность можно рассчитывать по той же ф-ле (1). Удельную мощность излучения удобно выражать через удельный импеданс акустический на излучающей поверхности: отношение давления на этой поверхности к её коле-

бательной скорости, т. е. $z = p/v$. Для большого поршня удельный акустич. импеданс веществен и равен ρc , так что его удельную мощность излучения можно записать в виде:

$$W = \frac{1}{2} z v_0^2. \quad (2)$$

Полная излучённая мощность большого поршня площадью S равна:

$$W = \frac{1}{2} \rho c v_0^2 S. \quad (3)$$

Для поршня малых по сравнению с длиной волны размеров удельная излучаемая мощность много меньше, чем для большого поршня. Так, для круглого поршня радиуса a в жёстком экране при условии $ka \ll 1$

$$W = \frac{1}{2} \rho c \frac{(ka)^2}{2} v_0^2, \quad \text{а} \quad W = \frac{1}{2} \rho c \frac{(ka)^2}{2} v_0^2 \cdot S,$$

где $S = \pi a^2$, k — волновое число. Для малого поршня давление уже не синфазно с колебательной скоростью на его поверхности, и поэтому удельный акустич. импеданс является комплексной величиной: $z = \text{Re}z + i\text{Im}z$. Средняя удельная мощность излучения в этом случае рассчитывается по ф-ле:

$$W = \frac{1}{2} \text{Re} z v_0^2. \quad (4)$$

Следовательно, для малого поршня $\text{Re}z = \frac{1}{2} (ka)^2 \rho c$, и уменьшение удельной мощности излучения можно трактовать как уменьшение удельного сопротивления излучения — действительной части удельного акустич. импеданса $\text{Re}z$. Мнимая часть удельного акустического импеданса (реактивная часть) $\text{Im}z$ обуславливает реактивную («безваттную») мощность излучателя, связанную с периодическим обменом энергией между излучателем и прилегающими к нему слоями среды. Эта энергия остаётся локализованной вблизи излучателя и не даёт вклада в излучение.

Для выяснения поведения излучателей при произвольном соотношении между их размерами и длиной волны удобно пользоваться другой теоретич. моделью — т. н. излучателем нулевого порядка — пульсирующей сферой (рис. 1), или монополюсом. Давление, создаваемое пульсирующей сферой на расстоянии r от её центра, равно:

$$p = -i\rho\omega (Q/4\pi r) e^{ikr}, \quad (5)$$

где ω — частота пульсаций, Q — производительность излучателя. Излучение монополя сферически симметрично. Колебательная скорость частиц равна:

$$v = -\frac{(ikr - 1)Q}{4\pi r^2} e^{ikr}. \quad (6)$$

Удельный акустич. импеданс пульсирующей сферы радиуса a равен:

$$z = \frac{p}{v} \Big|_{r=a} = -\frac{i\rho cka}{1+(ka)^2} + \frac{\rho c(ka)^2}{1+(ka)^2}. \quad (7)$$

Действительная часть и абсолютная величина мнимой части, рассчитанные по ф-ле (7), представлены на рис. 2.



Рис. 1. Пульсирующая сфера (монополь).

При $ka \ll 1$ $\text{Re}z \approx \rho c(ka)^2$, следовательно, при заданном радиусе пульсирующей сферы и данной амплитуде колебательной скорости удельная (а значит, и полная) мощность излучения пропорциональна квадрату частоты. При заданной же амплитуде смещения поверхности сферы данного радиуса при том же условии $ka \ll 1$ удельная и полная мощности оказываются пропорциональными четвёртой степени частоты. Этим объясняется малая эффективность излучения излучателями, малыми по сравнению с длиной волны, напр. малое количество энергии, передаваемой в жидкость концом УЗ-вого инструмента. При $ka = 1$ удельное сопротивление излучения $\text{Re}z = \rho c/2$, а значение $|\text{Im}z|$

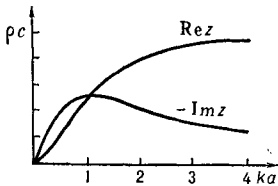


Рис. 2. Зависимость действительной и мнимой (с обратным знаком) части удельного акустического импеданса на поверхности пульсирующей сферы радиуса a от параметра ka .

достигает максимума, равного также $\rho c/2$. При дальнейшем увеличении ka сопротивление излучения растёт, стремясь асимптотически к ρc , а реактивная компонента стремится асимптотически к нулю; для больших ka снова можно пользоваться ф-лами (3) и (4).

Удельная мощность для любого ka выражается через давление на поверхности излучателя той же формулой $w = p^2/2\rho c$, что и для бесконечной плоскости. Однако скорость поверхности излучателя для получения заданного давления должна быть больше, чем в случае бесконечной плоскости, в $\sqrt{1+(ka)^2/ka}$ раз. (8).

Полная излучаемая мощность монополя любого радиуса выражается через его производительность ф-лой:

$$W = \rho c k^2 Q^2 / 8\pi. \quad (9)$$

Для малых ka объёмная скорость излучателя $V = 4\pi a^3 v_0$ приближённо равна его производительности. Поэтому для малых пульсирующих сфер

$$W \approx \rho c k^2 V^2 / 8\pi, \quad (10)$$

т. е. излучаемая мощность определяется при данной частоте только объёмной скоростью излучателя, независимо от его размеров. Более того, для любых малых излучателей звука, создающих объёмную скорость, но не имеющих сферич. симметрии (малое пульсирующее тело несферич. формы, тело с неравномерным распределением колебательных скоростей по поверхности, малый поршень в жёстком экране, сирена и т. п.), полная излучаемая мощность также выражается ф-лой (10). Это объясняется тем, что дифракционные эффекты (см. Дифракция звука) приводят к такому выравниванию создаваемого поля, что уже на расстоянии в несколько поперечников излучателя поле становится практически неотличимым от поля малого монополя с той же объёмной скоростью.

Реактивная часть удельного акустич. импеданса малой сферы равна:

$$\text{Im}z = -i\omega\rho a,$$

что соответствует импедансу массы, распределённой по всей поверхности с поверхностной плотностью ρa . Суммарная масса — т. н. присоединённая масса сферы — составляет таким образом $4\pi a^3 \rho$, т. е. равна массе среды в тройном объёме сферы. Наличие присоединённой массы объясняет понижение собственной частоты погружённых в жидкость излучателей по сравнению с их частотой при колебаниях в воздухе.

Кроме излучателей монополярного типа, важное значение имеют излучатели, не создающие объёмной ско-

рости, напр. осциллирующие тела, струны. Поле таких излучателей так же является полем сферич. волн (поверхности равных фаз — сферы), но излучение не имеет сферич. симметрии: давление зависит от угла θ между направлением осцилляций и направлением на точку наблюдения по закону косинуса. Для осциллирующих тел картину излучения даёт ещё одна теоретич. модель — излучатель первого порядка — осциллирующая сфера (рис. 3), или диполь. Характеристика направленности диполя — тело вращения с меридианом в виде восьмёрки, образованной

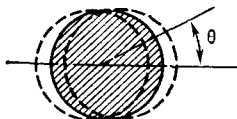


Рис. 3. Осциллирующая сфера (диполь).

двумя касающимися окружностями единичного диаметра. При малом радиусе сферы ($ka \ll 1$) давление, создаваемое диполем, равно:

$$p = i\rho\omega \cdot 2\pi a^3 u \frac{ikr - 1}{4\pi r^2} e^{ikr} \cos \theta, \quad (11)$$

где u — амплитуда скорости осцилляций сферы. Отсюда видно, что излучение диполя определяется произведением объёма осциллирующей сферы на скорость осцилляций. Закон убывания давления в поле диполя при $kr \gg 1$ такой же, как у монополя ($p \sim 1/r$), но вблизи излучателя давление изменяется быстрее, и при $kr \ll 1$ $p \sim 1/r^2$. Закон убывания $p \sim 1/r$ при больших расстояниях имеет место для излучателей любого типа, даже не малых по сравнению с длиной волны. Такое убывание начинается с расстояний $\sim D^2/\lambda$, где D — размер излучателя.

При малых ka механич. импеданс сферы, т. е. отношение силы, с к-рой сфера действует на среду, к скорости осцилляций, равен:

$$Z_M = -i\rho\omega \cdot \frac{2}{3} \pi a^3 \left[1 + \frac{i(ka)^3}{2} \right]. \quad (12)$$

Средняя излучаемая мощность рассчитывается по ф-ле:

$$W = \frac{1}{2} \text{Re} Z_M u^2 = \frac{1}{6} \rho c \pi a^2 (ka)^4 u^2. \quad (13)$$

При заданных a и u излучаемая мощность пропорциональна четвёртой степени частоты и, следовательно, убывает с уменьшением частоты ещё быстрее, чем мощность излучения монополя. С

этим связано, напр., то обстоятельство, что струны музыкальных инструментов сами по себе дают ничтожное излучение звука и их приходится укреплять на деках, к-рым передаются колебания струн и к-рые в силу своих больших размеров эффективно излучают звук. Реактивная часть импеданса диполя эквивалентна реакции присоединённой массы, равной массе среды в половинном объёме осциллирующей сферы. Дипольное излучение можно представить себе как совместное излучение двух монополей, пульсирующих в противофазе и расположенных друг от друга на расстоянии, малом по сравнению с длиной волны.

Для получения острой направленности излучения применяют либо протяжённые излучатели (напр., большой поршень или системы излучателей с общей протяжённостью, достаточно большой по сравнению с длиной волны), либо сверхнаправленные системы, в к-рых сужение характеристики направленности достигается за счёт значительного увеличения реактивной мощности системы.

Лит.: Ржевский С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973.

М. А. Исакович.

ИМПЕДАНС АКУСТИЧЕСКИЙ

— комплексное сопротивление, к-рое вводится при рассмотрении колебаний акустич. систем (излучателей, приёмников звука, рупоров, труб и т. п.).

И. а. представляет собой отношение комплексных амплитуд звукового давления к колебательной объёмной скорости. Комплексное выражение И. а. имеет вид:

$$Z_a = \text{Re} Z_a + i \text{Im} Z_a.$$

Действительная часть И. а. $\text{Re} Z_a$ (т. н. активное акустич. сопротивление) связана с диссипацией энергии в самой акустич. системе и потерями энергии на излучение звука, а мнимая часть И. а. $\text{Im} Z_a$ (реактивное акустич. сопротивление) обусловлена реакцией сил инерции (масс) или сил упругости (гибкости). В соответствии с этим реактивное сопротивление бывает инерционным или упругим.

Акустич. сопротивление в системе СИ измеряется в Н·с/м⁵, в системе СГС — в дин·с/см⁵ (иногда эту единицу наз. «акустич. Ом»). Понятие «И. а.» важно при рассмотрении распространения звука в трубах пере-

менного сечения, рупорах и подобных системах или при рассмотрении акустич. свойств излучателей и приёмников звука, их диффузоров, мембран и т. п. (см. *Излучение звука*). Для излучающих систем от И. а. при заданной объёмной скорости зависит мощность излучения, КПД и другие характеристики; для приёмников звука И. а. определяет условия согласования со средой. Наряду с И. а. при рассмотрении акустич. систем пользуются понятиями удельного акустического импеданса z_a и механического импеданса Z_M , к-рые связаны между собой и с Z_a зависимостью: $Z_M = S z_a = S^2 Z_a$, где S — рассматриваемая площадь в акустич. системе. Удельный И. а. выражается отношением звукового давления к колебательной скорости в данной точке. Для плоской волны удельный И. а. равен *волновому сопротивлению* среды. Механич. импеданс (и соответственно механич. активное и реактивное сопротивление) определяется отношением силы, с к-рой система действует на среду, к колебательной скорости частиц. Для поршневой излучающей системы при размерах поршня, больших длины волны, механич. импеданс равен произведению звукового давления на площадь поршня, отнесённому к средней колебательной скорости для этой площади. Единица механического сопротивления в системе СИ — Н·с/м, в системе СГС — дин·с/см (иногда наз. «механич. Ом»). *И. Г. Русаков.*

ИМПУЛЬС АКУСТИЧЕСКИЙ —

1) бегущая звуковая волна, имеющая характер резкого кратковременного изменения давления. В качестве примера могут служить звуковые волны, создаваемые взрывом, искровым разрядом, соударением тел. При распространении в неограниченной среде интеграл по времени от давления в И. а. для любой точки среды равен нулю, т. к. каждый такой импульс содержит как область повышенного, так и область пониженного давления. Спектр такого И. а. сплошной с максимумом в области частот, период к-рых близок к длительности И. а. 2) Т. н. заполненный импульс, или радиопульс, — звуковая волна, близкая по форме к участку синусоиды той или иной частоты («частота заполнения»), или, иначе говоря, распростра-

няющийся дуг квазигармонич. колебаний, включающий примерно от десяти до нескольких сотен периодов. Огибающая дуга, т. е. закон изменения амплитуды в И. а., может быть различной. Наиболее распространёнными являются И. а. прямоуглольной формы, применяются также колоколообразная (гауссова) и экспоненциальная формы огибающей. Такие И. а. создают при помощи *электроакустических преобразователей*, питаемых от генераторов электрич. синусоидальных сигналов, подаваемых на преобразователь через импульсный модулятор (или прерыватель). Часто применяются ряд следующих друг за другом с определённой частотой повторения идентичных заполненных И. а., промежутки между к-рыми обычно существенно больше длительности отдельного И. а. Такие последовательности импульсов можно рассматривать как частный случай амплитудно-модулированных звуковых колебаний (см. *Модуляция колебаний*). Основные характеристики акустических сигналов в виде таких последовательностей импульсов — частота заполнения, длительность отдельного импульса и частота повторения (или скважность, равная отношению периода следования импульсов к длительности отдельного импульса). Импульсные сигналы применяют при акустич. исследованиях в ограниченных объёмах, напр. в заглушённых помещениях или бассейнах, в УЗ-вых ваннах, при измерениях скорости и поглощения звука в образцах твёрдых тел, чтобы исключить осложняющие влияния отражённых сигналов.

Звуковые и УЗ-вые И. а. широко используются в гидроакустике для исследования свойств морской среды, для измерения глубин (см. *Эхолот*) и в *гидролокации*, а также в УЗ-вой *дефектоскопии* и в ряде других методов (см. *Контрольно-измерительные применения ультразвука*).

ИМПУЛЬС ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ — полный импульс части среды, занятой звуковой волной; имеет смысл для волны, занимающей конечную область пространства, нигде не ограниченную стенками. Импульс единицы объёма наз. *плотностью импульса* и равен плотности потока массы:

$$j = \rho v = \rho_0 v + \rho' v,$$

где ρ_0 и ρ' — соответственно невозмущённая плотность среды и отклонение плотности от невозмущённой в звуковой волне, v — *колебательная скорость частиц*. Поскольку $\rho' = p/c^2$, где p — звуковое давление в волне, c — скорость звука,

$$j = \rho_0 v + q/c^2,$$

где $q = p v$ — вектор плотности потока звуковой энергии в волне, а $|q|$ — *интенсивность звука*. Полный импульс звуковой волны получается интегрированием по всему объёму V среды, занятому волной. Он равен:

$$\int j dV = \frac{1}{c^2} \int q dV.$$

Наличие неравного нулю импульса означает, что в звуковой волне имеет место перенос вещества. Это — один из эффектов 2-го порядка малости, поскольку q — величина 2-го порядка.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954. В. А. Красильников.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ЗВУКА (с и л а з в у к а) — средняя по времени энергия, переносимая звуковой волной через единичную площадку, перпендикулярную к направлению распространения волны, в единицу времени. Для периодич. звука усреднение производится либо за промежуток времени большой по сравнению с периодом, либо за целое число периодов.

Для плоской синусоидальной бегущей волны И. з.

$$I = p v / 2 = p^2 / 2 \rho c = v^2 \rho c / 2,$$

где p — амплитуда *звукового давления*, v — амплитуда *колебательной скорости частиц*, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. В сферической бегущей волне И. з. обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника. В стоячей волне $I = 0$, т. е. потока звуковой энергии в среднем нет. И. з. в гармонич. плоской бегущей волне равна плотности энергии звуковой волны, умноженной на скорость звука. Поток звуковой энергии характеризуют т. н. вектором Умова — вектором плотности потока энергии звуковой волны, к-рый можно представить как произведение И. з. на вектор волновой нормали, т. е. единичный вектор, перпенди-

кулярный фронту волны. Если звуковое поле представляет собой суперпозицию гармонич. волн различной частоты, то для вектора средней плотности потока звуковой энергии имеет место аддитивность составляющих.

Для излучателей, создающих плоскую волну, говорят об интенсивности излучения, понимая под этим удельную мощность излучателя, т. е. излучаемую *мощность звука*, отнесённую к единице площади излучающей поверхности.

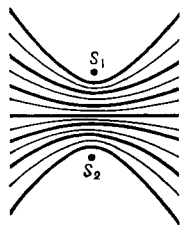
И. з. измеряется в системе единиц СИ в Вт/м², а в системе единиц СГС в эрг/с.см² = 10⁻³ Вт/м². В УЗ-вой технике для И. з. используются единицей Вт/см². И. з. оценивается также у р о в н е м и н т е н с и в н о с т и по шкале децибел; число децибел $N = 10 \lg(I/I_0)$, где I — интенсивность данного звука, $I_0 = 10^{-12}$ Вт/м².

В УЗ-вой технике интервал изменения И. з. очень велик — от пороговых значений $\sim 10^{-12}$ Вт/м² до сотен кВт/м² в фокусе УЗ-вых *концентраторов*.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЗВУКА

неравномерность пространственного распределения амплитуды результирующей звуковой волны в зависимости от соотношения между фазами волн, складывающихся в той или иной точке пространства. При сложении *гармонических волн* одинаковой частоты результирующее пространственное распределение амплитуд образует не зависящую от времени интерференционную картину, к-рая соответствует изменению разности фаз составляющих волн при переходе от точки к точке. Для двух интерферирующих волн эта картина на плоскости имеет вид чередующихся полос усиления и ослабления амплитуды величины, характеризующей *звуковое поле* (напр., звукового давления). Для двух плоских волн полосы параллельны с амплитудой, меняющейся поперёк полос соответственно изменению разности фаз. Важный частный случай интерференции — сложение плоской волны с её отражением от плоской границы; при этом образуется *стоячая волна* с плоскостями узлов и пучностей, расположенными параллельно границе. Для двух точечных источников интерференционные полосы имеют форму гипербол (рис.), в фо-

кусах к-рых расположены источники. Для группы двух или более источников интерференционная картина вдали от места расположения группы оказывается различной по разным направлениям. Это явление лежит в основе направленного действия аку-



Интерференционные полосы для двух синфазных гармонических точечных источников; толстые и тонкие линии — соответственно пучности и узлы давления.

стических антенн (см. *Направленность*).

При интерференции волн квадрат амплитуды A колебаний поля в данной точке вообще не равен сумме квадратов амплитуд складывающихся волн, напр. для двух волн с амплитудами A_1 и A_2 ,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \varphi,$$

где φ — разность фаз между исходными волнами в рассматриваемой точке. Для интерферирующих волн, бегущих в близких направлениях, квадрат амплитуды поля пропорционален плотности энергии волн. Следовательно, при интерференции имеет место нарушение энергетич. сложения волн: в разных точках интерференционной картины результирующая плотность энергии и интенсивность могут быть как больше, так и меньше суммы плотностей энергии или интенсивностей каждой из составляющих волн в отдельности. Т. о., при И. з. происходит перераспределение акустической энергии волн в пространстве.

При интерференции гармонич. волн с разными частотами интерференционная картина перемещается в пространстве ввиду изменения разностей фаз с течением времени. При усреднении такой картины за большой промежуток времени интерференционная картина полностью смазывается, а среднее значение плотности энергии оказывается пропорциональным сумме квадратов амплитуд составляющих волн, т. е. имеет место энергетич. сложение волн. Поэтому часто говорят, что волны разных частот не интерферируют. Если время усреднения мало по сравнению с временем перемещения интерференционной картины на одну полосу, то интерференция

наблюдается, хотя и с меньшей резкостью.

Если усреднённая за большой промежуток времени интерференционная картина при суперпозиции негармонич. волн оказывается полностью стёртой, то волны наз. некогерентными (напр., волны, создаваемые различными источниками случайных шумов). Но при наложении волн одного происхождения (напр., волна и её отражение) интерференция наблюдается даже для случайных шумов, хотя только в ограниченной области, причём энергетич. сложение здесь также нарушается. При сложении когерентных шумов интерференционная картина постепенно смазывается по мере удаления от места её наибольшей резкости (степень когерентности уменьшается и, иногда осциллируя, стремится к нулю по мере увеличения разности времён прихода интерферирующих волн).

Важный пример И. з. — поле монохроматического или близкого к монохроматическому звука, образующееся в ограниченном объёме (напр., в ванне для УЗ-вой очистки деталей). Излучённый в ванну звук со своими отражениями от стенок создаёт сложную интерференционную картину, что приводит к неравномерному воздействию УЗ в разных частях ванны. В этом случае для получения равномерности облучения следует применять модуляцию частоты или широкополосный сигнал, для к-рого степень когерентности прямого звука с его отражениями от стенок будет мала.

Представление об И. з. используют в теории дифракции звука, выражая дифрагированное поле в виде суперпозиции полей от вторичных источников. И. з. применяют для измерения длины волны звука (а следовательно, и скорости звука) при помощи звуковых интерферометров. И. з. имеет место также и для сдвиговых волн в твёрдом теле, однако в этом случае интерферируют только волны с одинаковой поляризацией (одинаковым направлением смещения частиц).

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М.—Л., 1959, гл. 5, § 1; Хайкин С. Э., Физические основы механики, М., 1971, § 159. М. А. Исакович.

ИНТЕРФЕРОМЕТР у л ь т р а з в у к о в о й — прибор для измерения фазовой скорости s и коэфф. поглощения α УЗ, принцип действия

к-рого основан на интерференции акустич. волн (см. *Интерференция звука*). Типичный УЗ-вой И. (рис. 1) представляет собой акустич. камеру 1 с исследуемой средой, в к-рой пьезоэлектрическим преобразователем 2 возбуждаются УЗ-вые волны. Высоко-частотное напряжение на пьезопреобразователе поступает от стабилизированного по частоте и амплитуде генератора 3 с большим внутренним сопротивлением (генератора тока) и измеряется схемой регистрации 4. На нек-ром расстоянии l от пьезопреобразователя расположен плоский рефлектор 5, от к-рого отражается УЗ-вая волна и к-рый может перемещаться вдоль направления распространения УЗ. Расстояние от рефлектора до пьезопреобразователя измеряется отсчётным механизмом 6. Плоскости рефлектора и пьезопреобразователя устанавливаются строго

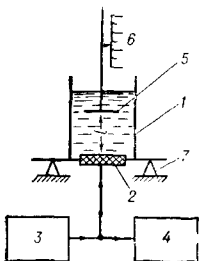


Рис. 1. Блок-схема интерферометра: 1 — акустическая камера; 2 — пьезопреобразователь; 3 — генератор высокочастотного напряжения; 4 — схема регистрации; 5 — рефлектор; 6 — отсчётный механизм; 7 — юстировочное устройство.

параллельными друг к другу с помощью юстировочного устройства 7. Принцип измерения s и α УЗ-вым И. удобно рассматривать в предположении о том, что акустич. поле в камере И. является полем плоских волн, многократно отражённых от рефлектора и поверхности преобразователя. Такое предположение справедливо при условии равномерного распределения амплитуд и фаз колебательной скорости по поверхности преобразователя, пренебрежения влиянием стенок акустич. камеры, а также при условии, что поперечные размеры преобразователя и рефлектора значительно больше длины волны УЗ.

Сопротивление акустич. нагрузки преобразователя при соблюдении всех этих условий зависит от расстояния l по периодич. закону с периодом $\lambda/2$, где λ — длина волны УЗ в исследуемой среде. Реакция акустич. нагрузки определяется по величине электрич. напряжения U на преобразователе.

Способ измерений поясняется эквивалентной схемой УЗ-вого И., приведённой на рис. 2. При совпадении частоты f генератора E с резонансной

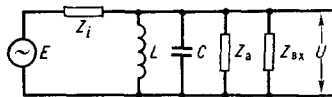


Рис. 2. Эквивалентная схема интерферометра: E — источник высокочастотного напряжения; Z_i — внутреннее сопротивление генератора; L — компенсирующая индуктивность; C — ёмкость зажатого пьезопреобразователя; Z_a — эквивалентный механический импеданс акустич. нагрузки пьезопреобразователя; Z_{bx} — входное сопротивление схемы регистрации; U — напряжение на пьезопреобразователе.

частотой колебательного контура LC , добротность к-рого Q , и при малых потерях в самом преобразователе, а также при выполнении условий, отвечающих постоянству тока $|Z_i| \gg |Z_{a \max}|$, $|Z_i| \gg |Z_{bx}|$ и $2\pi f L Q \gg |Z_{a \max}|$, напряжение U на входе схемы регистрации будет пропорционально эквивалентному механич. импедансу акустич. нагрузки Z_a преобразователя:

$$U \sim Z_a = 2R_s \left(\frac{1 - r^2}{1 + 2r \cos \theta + r^2} + i \frac{2r \sin \theta}{1 + 2r \cos \theta + r^2} \right),$$

где $r = |\Gamma| \cdot \exp(-2\alpha l)$, $\theta = (2\pi l/\lambda) - \pi$, Γ — коэфф. отражения от рефлектора, R_s — эквивалентное механич. сопротивление нагрузки преобразователя при излучении в полубесконечную исследуемую среду. Ве-

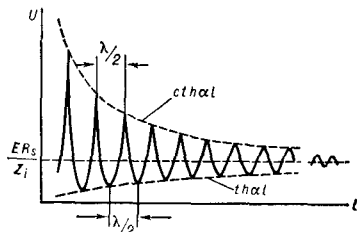


Рис. 3. Кривая реакции — зависимость напряжения на пьезопреобразователе от расстояния между рефлектором и пьезопреобразователем.

личина $|U|$ при перемещении рефлектора периодически изменяется, как и Z_a , от максимального до минимального значения с периодом $\lambda/2$ (рис. 3).

Искомая скорость УЗ определяется как $c = \lambda f$, где λ измеряется по интервалам между экстремумами кривой реакции, т. е. зависимости $U(l)$, а коэффициент поглощения α может быть найден либо по спаду экстремумов кривой реакции, либо по их ширине.

Точность измерений с помощью такого И. будет тем выше, чем лучше выполняются указанные выше соотношения между импедансами в эквивалентной схеме И. Основным источником систематич. погрешностей является отличие реальных условий измерения от условий, отвечающих распространению плоской волны вдоль оси камеры: при несоблюдении соотношений между длиной волны и размерами камеры, преобразователя и рефлектора в И. возникают дифракционные эффекты (см. *Дифракция звука*), искажающие результаты измерений. Систематические погрешности возникают и вследствие непараллельности рефлектора и преобразователя, а также из-за неравномерного распределения амплитуд и фаз колебательной скорости по поверхности преобразователя. При этом в акустич. камере появляются, помимо основной, дополнительные *нормальные волны* и на кривой реакции возникают дополнительные экстремумы (сателлиты), искажается форма огибающей кривой реакции и изменяются интервалы между основными экстремумами.

Реально достижимые минимальные погрешности измерения скорости УЗ зависят от коэфф. поглощения в исследуемой среде и для малого поглощения ($\alpha/\lambda^2 < 200 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^2$) составляют $10^{-4} - 10^{-6}$. Погрешность измерения α на частотах мегагерцевого диапазона составляет $(2-20) \cdot 10^{-2}$ и также зависит от абсолютного значения коэфф. поглощения. Для исключения дифракционных погрешностей, имеющих место в реальных условиях измерений, необходимо вводить поправки, корректного расчёта к-рых для рассмотренных выше условий измерения не существует. Количественный учёт дифракционных поправок может быть выполнен только для режима бегущей волны, т. е. в от-

сутствии многократных отражений в акустич. камере. Такой режим осуществляется в И., акустич. камера к-рого содержит вместо рефлектора перемещаемый приёмный преобразователь. Режим бегущей волны реализуется здесь путём электрич. согласования приёмника с исследуемой средой, т. е. шунтированием его активным сопротивлением, равным эквивалентному сопротивлению нагрузки преобразователя. Принятый приёмным преобразователем и преобразованный сигнал складывается с электрич. сигналом генератора высококачественного напряжения. При перемещении приёмника относительно излучателя амплитуда суммарного сигнала изменяется периодически от минимального до максимального значения с периодом, равным λ .

В ряде случаев, напр. при измерениях скорости и поглощения УЗ в твёрдых телах, не представляется возможным перемещать рефлектор или приёмный преобразователь относительно излучателя. В этом случае изменяют частоту генератора и искомую скорость определяют по частотам, соответствующим экстремальным значениям выходного сигнала, а коэффициент поглощения — по ширине экстремумов.

Разновидностью УЗ-вого И. является импульсный И., применяемый либо при измерениях акустич. параметров в образцах малой толщины, либо в тех случаях, когда по условиям измерений невозможно создать режим бегущей волны.

Лит.: Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970; Краснушкин П. Е., «Учен. записки МГУ», 1944, в. 74, с. 73—86; Волейшиц А., Яронис Э., Акустический цифровой интерферометр для исследования дисперсии скорости ультразвука в жидкостях в диапазоне частот 0,25—1250 МГц, в кн.: Научные труды вузов Литовской ССР. Ультразвук, в. 5, Вильнюс, 1973; Иванов В. Е., Некоторые особенности измерения скорости ультразвука в твердых телах интерферометрическим методом, в кн.: Вопросы методики ультразвуковой интерферометрии. Тр. 2-й Всесоюзной конференции, т. 2, Вильнюс, 1967; Химунин А., Дрозжин П., К вопросу о влиянии формы кривой реакции на точность измерения скорости звука в жидкостях интерферометрическим способом, там же.

Б. Е. Михайлов, А. С. Химунин,

К

КАВИТАЦИОННАЯ ЭРОЗИЯ — разрушение поверхности твёрдых тел под действием *кавитации*. Возникновение кавитации в жидкости, контактирующей с поверхностью твёрдого тела, чаще всего с металлом, приводит к его разрушению. Вначале металл, поверхность становится шероховатой, появляется рельефность, развиваются впадины и неровности. При достаточном времени кавитационного воздействия разрушение распространяется вглубь и может быть даже сквозным, что приводит к значительным потерям металла и выходу из строя ответственных деталей. Существенному разрушению подвергаются детали гидросооружений, работающих в жидкости в условиях гидродинамич. кавитации.

К. э., возникающая при акустич. кавитации, играет как отрицательную, так и положительную роль. Напр., К. э. вызывает разрушение диафрагм и звукопроводов излучающих систем, сокращая срок службы УЗ-вых преобразователей. Вместе с тем К. э. успешно используется в ряде процессов УЗ-вой технологии: она играет определяющую роль в процессах УЗ-вой *очистки* при разрушении и удалении загрязнений, прочно связанных с поверхностью твёрдого тела (окалина, нагары, смолистые осадки и др.). Однако в отсутствие необходимого контроля за развитием К. э. при очистке могут повреждаться поверхность прецизионных деталей приборной техники, поверхность ювелирных изделий, разрушаться тончайшие проводники полупроводниковых приборов и др. К. э. позволяет получать материалы сверхтонкой дисперсности (см. *Диспергирование*), что необходимо, напр., в порошковой металлургии (см. *Ультразвук в металлургии*), в технологии изготовления нек-рых керамич. и полупроводниковых материалов, при изготовлении высокодисперсных люминофоров для электроннолучевых приборов, в фармакологич. промышленности. К. э. используется для снятия заусенцев

и сглаживания острых кромок на поверхности прецизионных деталей, применяемых в приборостроении, электронной технике, часовой промышленности, оптико-механич. производстве и др.

Физический механизм К. э. в акустич. поле определяется в основном микроударным воздействием при захлопывании кавитационных пузырьков и возникающими при их пульсациях акустич. микропотоками. Кавитационные пузырьки концентрируются на поверхности твёрдого тела преимущественно на неровностях и в микротрещинах, на мельчайших твёрдых частицах и газовых пузырьках в жидкости. Многократные гидравлич. удары, возникающие при их захлопывании, вызывают локальное разрушение поверхности. После этого под действием акустич. микропотоков жидкость проникает внутрь образовавшихся углублений, где разрушающее действие ударных волн становится ещё более эффективным, и разрушение распространяется всё глубже.

Количественно К. э. оценивают безразмерным критерием эрозионной активности жидкости K , величина которого определяется изменением объёма кавитационного пузырька за долю периода, приходящуюся на стадию захлопывания. Для сферического пузырька

$$K = R^3_{\max}/R^3_{\min}\Delta t f,$$

где f — частота колебаний, Δt — время захлопывания, R_{\max} и R_{\min} — максимальный и минимальный радиусы пузырька. Эрозионная активность зависит от параметров звукового поля, физико-химич. свойств жидкости и избыточного давления в объёме жидкости, а именно: от поверхностного натяжения, плотности жидкости, частоты f , коэфф. вязкости, упругости насыщенного пара, амплитуды звукового давления p_a , избыточного статич. давления P_0 (параметры перечислены последовательно по мере возрастания их роли в увеличении K).

Величиной $K. \varepsilon.$ можно управлять путём подбора определённых соотношений между звуковым и статическим давлением. Под действием P_0 происходит сдвиг во времени стадии захлопывания кавитационного пузырька (рис. 1), существенно увеличивается скорость захлопывания и резко возрастает интенсивность образовавшейся ударной волны. При нормальном давлении расширение пузырька не заканчивается в полупериод отрицательного давления звуковой волны вследствие инерции жидкости, а нарастающее звуковое давление препятствует процессу его расширения. В результате начальная стадия сжатия запаздывает и захлопывание пузырька приходится на начало следующего полупериода отрицательного звукового давления (кривая 1), что приводит к ослаблению ударной волны. При чрезмерном повышении статич. дав-

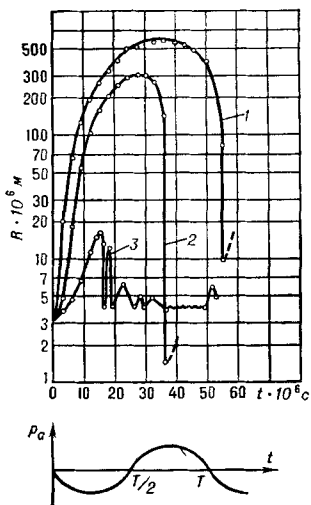


Рис. 1. Изменение радиуса кавитационного пузырька R во времени при постоянном $p_a = 10^6$ Па и $f = 2 \cdot 10^4$ Гц. Кривые соответствуют: 1 — $P_0 = 10^6$ Па (1 ат); 2 — $P_0 = 5 \cdot 10^5$ Па (5 ат); 3 — $P_0 = 10^5$ Па (10 ат).

ления, когда $P_0 = p_a$ (кривая 3), пузырёк совершает сложные негармонич. колебания и кавитационное воздействие незначительно. Наибольшее кавитационное воздействие имеет место при $P_0 = 0,4-0,5 p_a$ (кривая 2). В этом случае на кавитационный пузырёк в стадии захлопывания

действуют в одном направлении статич. давление, поверхностное натяжение и звуковое давление, близкое к амплитудному значению. Кавитационный пузырёк стремительно захлопывается, и уровень $K. \varepsilon.$

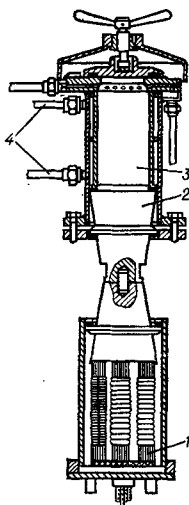


Рис. 2. Схема ультразвуковой установки, работающей под избыточным статическим давлением: 1 — преобразователь; 2 — излучатель; 3 — камера, соединённая с баллоном со сжатым газом; 4 — вход и выход охлаждающей воды.

возрастает на 2—3 порядка.

Для получения повышенного статич. давления применяются специальные установки (рис. 2), где в качестве источника колебаний используется стержневой магнетострикционный преобразователь мощностью 4,5 кВт, работающий на частотах 18—22 кГц. Постоянство амплитуды колебаний обеспечивается схемой обратной акустич. связи. Материалы для диспергирования или детали для снятия заусенцев помещаются в герметически закрываемую камеру объёмом до 1,5 л. Избыточное статич. давление в пределах 4—6 атм создаётся в камере над жидкостью сжатым газом от баллонов или компрессора. При диспергировании на таких установках преимущественно измельчённых минералов, металлич. и полупроводниковых материалов, керамики и т. п. достигается конечная дисперсность ~ нескольких мкм, а для ряда материалов — долей мкм при продолжительности УЗ-вой обработки 20—30 мин.

Кавитационно-абразивная эрозия. Для повышения эрозивной активности жидкости в неё вводят тонкодисперсные абразивные частицы размером 5—10 мкм, напр. карбида бора, корунда. Такой способ применяют для удаления заусенцев и острых кромок с поверхности прецизионных деталей (см. *Механическая обработка*); при этом

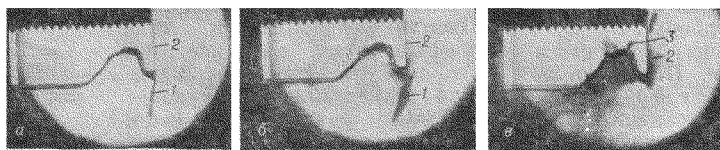


Рис. 3. Кинограммы разрушения заусенца переменного сечения на пластинке из органического стекла: а — заусенцы 1 и 2 до включения ультразвука; б — отделение заусенца 1, слабо связанного с пластиной, через 0,1с после включения ультразвука; в — возникновение трещины 3 у основания крупного заусенца 2 через 1с после включения ультразвука.

детали подвергаются дополнительной обработке абразивными частицами. При попадании в зону развитой кавитации разрушается прежде всего основание заусенца (рис. 3), где преимущественно сосредоточиваются кавитационные пузырьки. Вне зоны кавитации разрушается верхняя острая кромка, срезаемая частицами абразива. В качестве рабочей жидкости применяется смесь глицерина и воды в равных количествах с добавлением 30—40% (по объёму) порошка карбида бора. Продолжительность кавитационно-абразивной обработки на установках, работающих под повышенным статич. давлением, составляет 15—20 мин в зависимости от величины и формы заусенцев, материала и конфигурации деталей и качества абразива. В водно-глицериновой жидкости удаляются заусенцы высотой до 40—50 мкм. Более крупные заусенцы (до 100 мкм) возможно снять в химически активных средах с использованием для волноводно-излучающих систем кавитационно-коррозионно-стойких сплавов.

Лит.: Агранат Б. А., в кн.: Интенсификация процессов извлечения металлов из руд в ультразвуковом поле, М., 1969, с. 17—41; Богачев И. Н., Кавитационное разрушение и кавитационностойкие сплавы, М., 1972; Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 3); Агранат Б. А. и др., Ультразвуковая технология, М., 1974. Б. А. Агранат.

КАВИТАЦИЯ — образование в жидкости пульсирующих пузырьков (каверн, полостей), заполненных паром, газом или их смесью. Различают акустическую K , возникающую при прохождении звуковой волны большой интенсивности, и гидродинамическую, обусловленную сильным локальным понижением давления в жидкости вследствие больших скоростей течения.

В интенсивной звуковой волне во время полупериодов разрежения возникают кавитационные пузырьки, к-рые резко захлопываются после перехода в область повышенного давления, порождая сильные гидродинамич. возмущения в жидкости, интенсивное излучение акустич. волн и вызывая разрушение поверхностей твёрдых тел, граничащих с кавитирующей жидкостью.

Возникновение кавитации. Кавитационные пузырьки образуются в тех местах, где давление P в жидкости становится ниже некоторого критич. значения P_K , соответствующего порогу K . Для идеальной однородной чистой жидкости вероятность спонтанного образования пузырьков становится заметной лишь при достаточно больших растягивающих напряжениях, напр. для воды теоретич. величина P_K близка к $-1,5 \cdot 10^8 \text{ Па} = -1500 \text{ кгс/см}^2$; реальные жидкости менее прочны. Максимальное растяжение тщательно очищенной воды, достигнутое при 10 °С, составляет $-2,8 \cdot 10^7 \text{ Па} = -280 \text{ кгс/см}^2$. В обычных условиях разрывы сплошности жидкости возникают при давлениях, лишь немного меньших давления насыщенного пара при данной темп-ре. Низкая прочность реальных жидкостей связана с наличием в них т. н. зародышей кавитации — микроскопич. газовых пузырьков, твёрдых частиц с трещинами, заполненными газом, и т. д.

K возникает в результате потери устойчивости зародышей, попадающих в область пониженного давления в звуковой волне, и быстрого их роста. Процесс расширения пузырьков-зародышей обусловлен рядом эффектов: давлением газа и пара в пузырьке, превышающим давление в окружающей жидкости; диффузией газа в пу-

зырёк из жидкости; испарением жидкости и увеличением массы пара в пузырьке; коагуляцией зародышей.

Первый из перечисленных механизмов играет основную роль в образовании каверны при резком понижении давления в жидкости с малым содержанием газа в области темп-р, далёких от точки кипения. Микроскопич. пузырёк, попадая в область разрежения, сильно расширяется в результате того, что давление Q содержащихся в нём пара и газа оказывается превосходящим суммарное действие поверхностного натяжения и давления P в жидкости. Скорость расширения пузырька в этом случае определяется импульсом, к-рый получают окружающие слои жидкости под действием давления Q пара и газа в пузырьке, и приближённо выражается ф-лой: $u \approx \sqrt{Q/\rho}$, где $Q \gg P$, ρ — плотность жидкости. При $Q = 10^5 \text{ Па}$ $u = 10^3 \text{ см/с}$, т. е. при достаточно резком понижении давления пузырёк быстро расширяется.

Диффузионный механизм обычно проявляется при сравнительно медленных изменениях давления (т. е. при низких частотах) в жидкости с большим газосодержанием. При расширении пузырька концентрация газа в нём падает, и газ диффундирует из жидкости в пузырёк. Скорость диффузионного расширения пузырька $u \approx \frac{C}{\rho_r} \sqrt{\frac{D}{t}}$, где ρ_r — плотность газа в пузырьке, C — массовая концентрация растворённого газа, D — коэфф. диффузии газа в жидкости (для воздуха в воде $D \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$), t — время. Скорость этого процесса невелика; так, напр., в свежей водопроводной воде ($C = 10^{-7} \text{ г/см}^3$) пузырёк достигает радиуса $R = 10^{-5} \text{ см}$ за время $t = 10$ мин.

При повышении звукового давления пузырёк сжимается, и происходит диффузия газа из пузырька в жидкость. Количество продиффундировавшего газа пропорционально площади поверхности пузырька, к-рая в стадии расширения больше, чем в стадии сжатия. В силу этого полной компенсации диффузионных потоков не происходит; масса газа, заполнившего пузырёк в процессе его расширения, превышает массу газа, ушедшего из пузырька при его сжатии,

так что в целом за период количество газа в пузырьке возрастает. Это явление наз. в ы п р я м л е н о й д и ф ф у з и е й (или н а п р а в л е н н о й д и ф ф у з и е й), оно вызывает рост пузырька в поле переменного давления.

Процесс диффузии может существенно ускориться при поступательном движении пузырька, когда происходит непрерывная замена слоёв жидкости с обеднённым содержанием газа свежими слоями. По этой причине диффузионные эффекты заметно сказываются на эволюции осциллирующих пузырьков или пузырьков, находящихся в неоднородном по пространству поле давления, а также пузырьков, у к-рых возбуждены несферич. моды пульсаций, что вызывает интенсивные перемещения пузырька («танцующий пузырёк») и генерацию микропотоков, омывающих пузырёк.

Если темп-ра жидкости близка к точке кипения, то доминирующий вклад в образование пузырька вносит испарение жидкости; такие процессы наблюдаются, напр., при возникновении К. в криогенных жидкостях. При понижении давления в жидкости пузырёк-зародыш начинает расширяться под действием разности давлений внутри и вне его. При этом происходит интенсивное испарение жидкости с поверхности пузырька, приводящее к охлаждению прилегающих слоёв жидкости и пара в пузырьке. Разность темп-р вызывает поток тепла от жидкости к пузырьку, идущий на испарение жидкости, что и обеспечивает рост пузырька.

При повышении звукового давления в жидкости картина обратна. Конденсация пара на поверхности пузырька приводит к повышению темп-ры и выравниванию давлений в пузырьке и в жидкости, после чего процесс захопывания происходит в результате отвода тепла из пузырька в жидкость. Однако, так же как и в случае диффузионного механизма, из-за неполной компенсации потоков тепла на стадиях расширения и сжатия пузырька имеет место эффект выпрямленной теплопередачи, приводящий к росту пузырька в среднем за период. Этот механизм оказывается определяющим в случае достаточно малых пузырьков. Рост более крупных зародышей ($R > 10^{-5} \text{ см}$) обычно бы-

вает обусловлен другим механизмом. При пульсации паровых пузырьков вследствие неадиабатичности процесса изменения состояния вещества в них в пузырьках выделяется энергия, приводящая к нагреванию и испарению жидкости в пузырёк.

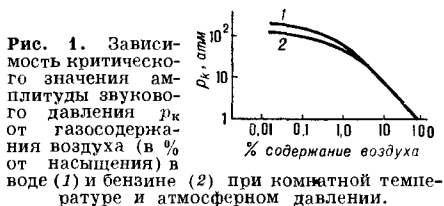
Звуковое поле в жидкости, вызывающее К., обычно неоднородно по пространству. Это приводит к тому, что, наряду с пульсациями, пузырёк движется поступательно. В стоячей УЗ-вой волне направление движения пузырька зависит от соотношения между его радиусом R и радиусом $R_{рез}$ пузырька, частота собственных колебаний к-рого совпадает с частотой УЗ-вой волны. При размере пузырька меньше резонансного ($R < R_{рез}$) пузырьки пульсируют в фазе с колебаниями давления и мигрируют по направлению к пучности давления, а при $R > R_{рез}$ пузырьки перемещаются к узлам давления. Скорость таких поступательных (т. н. трансляционных) движений пузырька радиуса R_0 при гидростатич. давлении P_0 , находящегося в звуковом поле, равна:

$$u = \frac{R_0^2}{10\eta(P_0 + 4\sigma/3R_0)} P_a \frac{\partial p_a}{\partial x}.$$

Здесь p_a — звуковое давление, создаваемое звуковым полем, η — коэфф. вязкости жидкости, σ — коэфф. поверхностного натяжения, x — пространственная координата. Для пузырька с $R_0 = 10^{-2}$ см в поле стоячей волны, длина к-рой $\lambda = 10$ см, амплитуда давления $p_a = 0,4$ атм и $\eta = 10^{-2}$ пуаз, $u = 10$ см/с при $P_0 = 1$ атм. Трансляционное движение пузырьков является причиной коагуляционного механизма роста каверн. Напр., кавитационная каверна в фокусе УЗ-вого концентратора может образоваться в результате коагуляции движущихся центростремительного пузырьков. Одновременно с этим из фокальной области могут выбрасываться пузырьки, размеры к-рых превышают резонансный, образуя часто наблюдаемые «развевающиеся» потоки пузырьков.

При возникновении К. в реальных условиях описанные механизмы роста пузырьков проявляются в большей или меньшей степени в зависимости от состояния жидкости и характеристик звукового поля.

Количественно момент возникновения К. и степень её развития характеризуют ч и с л о м к а в и т а ц и и $\kappa = \frac{P_0 - P_n}{p_a}$ (где P_n — давление насыщенного пара, p_a — амплитуда зву-



кового давления), т. е. амплитудой понижения давления в жидкости.

Момент возникновения К. характеризуют критич. числом К. κ_k , к-рому соответствует критич. значение звукового давления p_k . Обе эти величины зависят от многих параметров, характеризующих как состояние жидкости — газосодержание

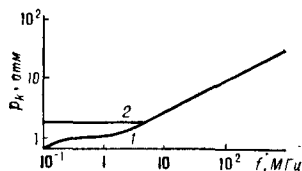


Рис. 2. Зависимость критического значения амплитуды звукового давления p_k от частоты звука для свежей (1) и отстоявшейся (2) воды при комнатной температуре и атмосферном давлении.

(рис. 1), температура, наличие примесей, так и звуковое поле — частота (рис. 2), длительность излучаемого импульса и т. д.

Динамика кавитационных пузырьков. Возникшие в звуковом поле кавитационные полости интенсивно пульсируют. Пульсации полостей могут сопровождаться сильным искажением сферич. формы и даже дроблением пузырьков; пульсируя, пузырьки перемещаются поступательно и иногда сливаются друг с другом. Тем не менее многие важные проявления К. могут быть объяснены на основе простейшей модели одиночного сферического пузырька.

Его эволюция в поле давления, периодически меняющегося со временем, определяется соотношением периода изменения давления T и периода

собственных колебаний пузырька τ , растущего с увеличением радиуса пузырька и зависящего от амплитуды избыточного давления. Малые пузырьки, у которых $\tau < T$, совершают вынужденные пульсации, следуя изменению звукового давления в волне до тех пор, пока его амплитуда невелика. При увеличении амплитуды пузырёк не успевает следовать изменению давления. Быстро расширяясь в течение полупериода растяжения, он, в силу инерции жидкости, не успевает захлопнуться, а лишь несколько уменьшает свой радиус в течение последующего полупериода сжатия (рис. 3), и захлопывание

лов затухающих колебаний, а если газа мало, то он захлопывается полностью в первом периоде жизни. В результате адиабатич. сжатия газ и пар (к-рый при больших скоростях изменения объёма пузырька ведёт себя как газ) нагреваются до температуры $\sim 10^4\text{K}$, чем, по-видимому, и вызывается свечение пузырьков (*звукoluminesценция*) и частичная ионизация содержащегося в нём газа. Максимальное давление P_{\max} в пузырьке, соответствующее его минимальному размеру, приближённо выражается ф-лой:

$$P_{\max} = Q \left[\frac{P(\gamma-1)}{Q} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

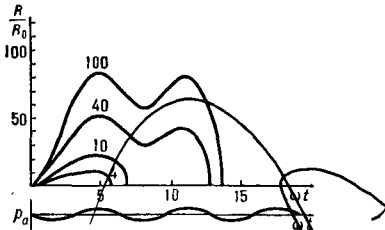


Рис. 3. Зависимость относительного радиуса R/R_0 пузырька, пульсирующего в звуковом поле частоты $f = 500$ кГц, от безразмерного времени ωt . Начальный радиус пузырька $R_0 = 10^{-4}$ см. Цифры около кривых — амплитуда давления p_a в атм. Изменение звукового давления во времени изображено на нижней графике.

полости приходится на начало следующего полупериода растяжения. Т. о., захлопывание пузырька может происходить с пропуском одного или даже нескольких полупериодов сжатия при достаточно большой амплитуде звукового давления. Степень сжатия пузырька при захлопывании, характеризующаяся отношением максимального радиуса пузырька R_{\max} к минимальному R_{\min} , тем больше, чем больше давление в жидкости $P = P_0 + p_a$ и меньше газосодержание в нём, характеризующееся давлением Q :

$$\frac{R_{\max}}{R_{\min}} = \left[\frac{P(\gamma-1)}{Q} \right]^{1/3(\gamma-1)},$$

здесь $\gamma = C_p/C_v$ — отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и объёме. Если пузырёк содержит много газа, то после достижения им минимального радиуса он восстанавливается и совершает несколько цик-

лов. Максимальная скорость захлопывания достигается в окрестности минимального радиуса пузырька и может быть весьма большой (даже стать сравнимой со скоростью звука в жидкости). Вследствие потери устойчивости формы пузырька его захлопывание может происходить несимметричным образом, приводя к образованию кумулятивных струй жидкости, радиус к-рых по порядку величины характеризуется минимальным радиусом пузырька, а скорость близка к скорости захлопывания. Несимметричность процесса захлопывания может также приводить к распаду пузырька на множество мелких пузырьков, к-рые становятся новыми зародышами К.

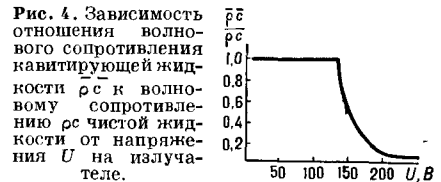
Степень развития К., характер её протекания и воздействия могут изменяться при варьировании газосодержания в жидкости, гидростатич. давления и т. д., что открывает возможность управления кавитационными явлениями. Так, если наряду со знаменитым звуковым давлением в жидкости создать избыточное гидростатич. давление, то можно увеличить интенсивность нек-рых кавитационных эффектов (см. *Кавитационная эрозия*), что и используется в установках УЗ-вой технологии.

Кавитационные эффекты. В кавитационной области возникают мощные гидродинамич. возмущения в виде сильных импульсов сжатия (микроударных волн) и микропотоков, порождаемых пульсирующими пузырьками. Кроме того, захлопывание пузырьков сопровождается сильным локальным разогревом вещества, а так-

же выделением газа, содержащего атомарную и ионизованную компоненты. В результате этого вещество в кавитационной области подвергается интенсивным воздействиям. Это проявляется в разрушении поверхностей твёрдых тел, находящихся в области К., — в кавитационной эрозии. Даже достаточно прочные вещества, такие, как сталь, кварц, разрушаются под действием захлопывающихся пузырьков. Этим пользуются в УЗ-вой технологии для разрушения и *диспергирования* твёрдых тел. В установках УЗ-вой очистки поверхностей деталей кавитационная эрозия обуславливает удаление загрязнений, жёстко связанных с поверхностью, типа окалины и т. п. Для удаления т. н. мягких загрязнений типа жировых плёнок основную роль играют микропотоки и пульсирующие пузырьки. Этот же эффект используется при интенсификации электролитич. процессов в УЗ-вом поле (см. *Воздействие ультразвука на электрохимические процессы*). Изменяя условия протекания К., можно усиливать или ослаблять различные кавитационные эффекты. Так, с ростом частоты звука увеличивается роль микропотоков и уменьшается кавитационная эрозия. С увеличением гидростатич. давления, напротив, возрастает амплитуда давления в импульсе сжатия. В установках УЗ-вой очистки первый из этих режимов применяется в случае обработки мелких хрупких деталей, напр. элементов микроэлектроники, второй — в случае удаления окалины и даже заусенцев с металл. деталей. Кавитационную эрозию используют для оценки интенсивности К. по разрушению тонкой алюминиевой фольги, помещаемой в кавитационную область. Воздействием на вещество в зоне К. пользуются для получения мелкодисперсных эмульсий несмешивающихся жидкостей (см. *Эмульгирование*), для возбуждения и ускорения химических реакций (см. *Химическое действие ультразвука*), для уничтожения вредных микроорганизмов, экстрагирования из животных и растительных клеток ферментов и т. д. К. может сопровождаться химич. и электр. эффектами, приводящими, в частности, к коррозии вещества и электр. явлениям; с другой стороны, имеются

данные о влиянии электр. тока и магнитного поля на процесс возникновения и развития К.

Возникновение К. уменьшает *волновое сопротивление* жидкости и, следовательно, сопротивление акустич. нагрузки на УЗ-вой излучатель, что



ограничивает интенсивность излучения (рис. 4). Образование К. в криогенных жидкостях на центрах ионизации используется для визуализации треков частиц высоких энергий в УЗ-вых пузырьковых камерах.

Акустическое излучение кавитации. При захлопывании пузырька возникают сильные возмущения прилегающих слоёв жидкости, распространяющиеся в виде звуковых волн конечной амплитуды, а при достаточно резком захлопывании — даже в виде слабых ударных волн. Энергия излучаемой волны W растёт с увеличением скорости захлопывания и выражается через энергию пульсации полости E ф-лой: $W \approx 2Eu/c$. Максимальное давление в волне сжатия на расстоянии r от пузырька равно: $p = P_{\max} R_{\min}/r$, а характерная длительность импульса сжатия $\theta \sim R_{\min}/u$ (рис. 5).

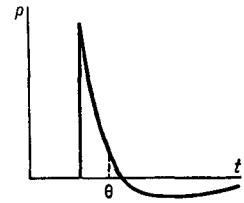


Рис. 5. Форма импульса давления, излучаемого при захлопывании пузырька.

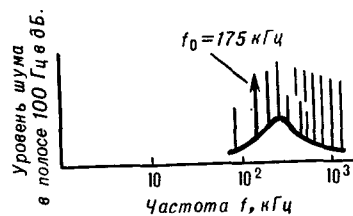


Рис. 6. Спектр кавитационного шума, вызванного волной частоты 175 кГц.

Если степень развития К. такова, что в случайные моменты времени возникает и захлопывается множество пузырьков, то вызванное ими акустич. излучение проявляется в виде сильного шума со сплошным спектром в полосе от нескольких сотен Гц до сотен и тысяч кГц. На фоне сплошного спектра кавитационного шума обычно наблюдаются отдельные дискретные субгармонич. компоненты, отражающие частотный спектр поля, вызывающего К. (рис. 6). Их присутствие является характерным признаком К. и используется при экспериментальной регистрации её возникновения.

Лит.: Корнфельд М., Упругость и прочность жидкостей, М.—Л., 1951, гл. 5; Черник А. Д., Проблемы кавитации, 2 изд., Л., 1966; Кнэпс Р., Дейли Дж., Хэммит Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956; Мощные ультразвуковые поля, М., 1968 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 2); Левковский Ю. Л., Структура кавитационных течений, Л., 1978.

К. А. Наугольных.

КОАГУЛЯЦИЯ

акустическая — процесс сближения и укрупнения взвешенных в газе или жидкости мелких твёрдых частиц, жидких капелек и газовых пузырьков под действием акустич. колебаний звуковых и УЗ-вых частот. При К. уменьшается дисперсность (оцениваемая по общей поверхности частиц, отнесённой к единице объёма) и число частиц дисперсной системы; в результате коагуляции происходит осаждение взвешенных в газе (аэрозоли) или жидкости (гидрозоли) твёрдых частиц и капелек.

Малый размер частиц аэрозоля является причиной их большой подвижности: частицы участвуют в броуновском движении, увлекаются конвективными и гидродинамич. течениями. При наложении звукового поля возникают дополнительные силы, способствующие К.: взвешенная в газе частица вовлекается в колебательное движение, на неё действует *давление звукового излучения*, вызывая её дрейф, она увлекается *акустическими течениями* и т. д. Как известно, между частицами, движущимися по отношению к среде, возникают силы гидродинамич. взаимодействия (см. *Гидродинамические силы в звуковом поле*). Такие силы, обусловленные звуковым

полем, также могут приводить к быстрому сближению частиц и вызывать К. Однако физич. механизм акустич. К. до конца не ясен. Существующие гипотезы не имеют достаточного экспериментального подтверждения.

Кинетика процесса К. аэрозолей с достаточной точностью характеризуется эмпирич. ф-лой: $n = n_0 eKt$, где n — концентрация частиц, n_0 — концентрация частиц в начальный момент времени озвучивания ($t = 0$), K — коэфф. К. аэрозолей, являющийся ф-цией физико-химич. характеристик аэрозоля и параметров акустич. поля. Результаты эксперимента (рис. 1) для тумана с радиусом капелек 0,2—1,9 мкм и концентрацией 15—20 г/м³ находятся в соответствии с вышеприведённой формулой.

Акустич. К. практически применяется для осаждения промышленных пылей, дымов и туманов. Звуковое поле создаётся при этом обычно *сиренами* или *свистками*. Мелкие ча-

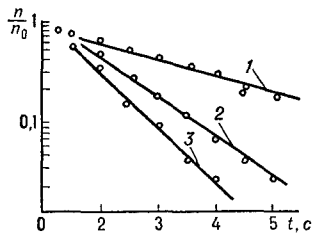


Рис. 1. Зависимость степени осаждения парафинового тумана от времени облучения при различных интенсивностях I ультразвука (частота — 10 кГц): 1 — $I = 0,0067$ Вт/см², $K = 0,43$; 2 — $I = 0,06$ Вт/см², $K = 0,92$; 3 — $I = 0,11$ Вт/см², $K = 1,28$.

стицы, укрупнённые при К., далее осаждаются фильтрами и обычными механическими улавливателями, например циклонами (рис. 2). Степень и скорость очистки газа методом УЗ-вой К. в основном определяются: 1) *интенсивностью звука I* ; заметная К. начинается при $I \approx 0,01$ Вт/см² и с дальнейшим увеличением I интенсифицируется; для практич. применения необходима интенсивность $I > 0,1$ Вт/см²; 2) *временем экспозиции*, которое зависит от I (при $I = 1,0$ Вт/см² весь процесс К. протекает в течение нескольких секунд); 3) *частотой f* (частотная зависимость

процесса К. точно не установлена, хотя известно, что оптимальное значение частоты озвучивания определяется дисперсным составом аэрозоля: чем мельче частицы, тем выше f ; на практике обычно применяются акустич. колебания частоты 0,5—20 кГц; 4) исходной концентрацией

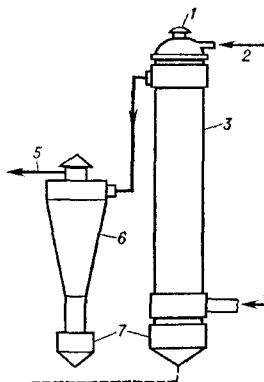


Рис. 2. Схема промышленной установки для очистки газа: 1 — акустическая сирена; 2 — подача сжатого газа или пара для сирены; 3 — акустическая коагуляционная камера; 4 — выход очищенного газа; 5 — выход очищенного газа; 6 — циклон; 7 — коллекторы пыли.

аэрозоля (применение метода К. рационально при концентрации $\geq 1-2$ г/м³, с увеличением концентрации эффективность К. возрастает).

К. гидрозолей протекает в условиях жидкой дисперсионной среды при частотах озвучивания, лежащих в УЗ-вом диапазоне. Скорость К. гидрозолей в основном также определяется интенсивностью УЗ (уровнем звукового давления), однако процесс усложняется *кавитацией*, приводящей к диспергированию и эмульгированию образовавшихся осадков. К. гидрозолей практически применяется для очистки жидкостей в химич. и пищевой промышленности, напр. при обработке вина.

Лит.: Широкова Н. Л., Коагуляция аэрозолей, в кн.: Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970; Медников Е. П., Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей, М., 1963; Агранат Б. А. и др., Ультразвук в гидрометаллургии, М., 1969.

О. К. Эгнадиосянц.

КОЛЕБАНИЯ — многократное повторение одинаковых или близких к одинаковым процессов. Примеры К.: качание маятников, движение струн музыкальных инструментов или воздуха внутри корпусов духовых музыкальных инструментов, изменение электрического или магнитного поля в электромагнитной волне, изменение толщины пьезопластинки при прило-

жении переменного электрич. напряжения к её обкладкам, изменение длины магнитострикционного стержня при пропускании переменного тока через его обмотку и т. д. Перемещение частиц среды при распространении в ней звуковой волны (см. Волны) также есть К. В акустике главную роль играют К., связанные с перемещениями тел или частиц среды вблизи положения равновесия.

Все виды К., какова бы ни была их природа, характеризуются одинаковыми закономерностями, описываются одинаковыми уравнениями, их можно исследовать общими методами, разработка и применение к-рых и составляет задачу теории К. Это позволяет для всех видов К. пользоваться одними и теми же понятиями и применять общую терминологию (период, частота, амплитуда, фаза, затухание, резонанс, суперпозиция и т. д.).

К. связаны с переходом энергии из одной формы в другую: в механических и акустических К. это — переход кинетич. энергии в потенциальную (обычно упругую энергию) и обратно.

Наиболее важны в науке и технике периодич. К., а из них — гармонические. Важное свойство периодич. К. — возможность представления их в виде суперпозиции гармонич. К. с частотами, кратными частоте исходной волны (ряд Фурье). Обобщение понятия ряда Фурье позволяет использовать понятие гармонич. волн и при рассмотрении неперiodич. процессов: стационарных статистич. процессов (шумов).

Устройства, способные совершать К., наз. колебательными системами. Различают свободные К., вынужденные К., а также К., возникающие в системах, обладающих нелинейностью, при наличии в них источника энергии (автоколебания). Свободными наз. К., происходящие в системе после вывода её из состояния равновесия и предоставления самой себе. Любые свободные К. можно представить в виде суперпозиции гармонич. собственных К. системы (*нормальных колебаний*), частоты к-рых образуют дискретную последовательность. В колебательных системах с конечным числом степеней свободы число различных возможных нормальных К. равно числу степеней

свободы; в непрерывных колебательных системах нормальные К. имеют характер *стоячих волн*, а их частоты образуют бесконечную дискретную последовательность. Амплитуды нормальных К. определяются начальными условиями. Поведение колебательных систем в любом режиме К. определяется в основном характером нормальных К. этих систем.

При наличии в колебательной системе потерь энергии нормальные К. происходят с затуханием, т. е. их амплитуда экспоненциально уменьшается с течением времени. Затухание характеризуют коэфф. затухания или *добротностью*.

Вынужденными наз. К., совершаемые системой при воздействии на неё внешней переменной силы. При гармонич. воздействии возникающие К. также гармонические и их частота равна частоте силы, независимо от собственных частот системы. Амплитуда вынужденных К. пропорциональна действующей силе и зависит от её частоты, обнаруживая характерные максимумы при совпадении частоты действующей силы с к.-л. из собственных частот системы (резонанс); величина резонансного максимума обратно пропорциональна коэфф. затухания, а ширина резонансной кривой прямо пропорциональна этому коэфф. затуханию.

Примерами автоколебаний могут служить К. воздуха в свистках, скрип тормозов, гудение телеграфных проводов при ветре, «пение» водопроводных труб и т. п. Механизм возбуждения автоколебаний заключается в основном в том, что колебания системы управляют поступлением в неё энергии от имеющегося источника (обратная связь). При автоколебаниях амплитуда не зависит от начальных условий, а периоды близки к периодам собственных колебаний системы в отсутствии источника энергии.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Мандельштам Л. И., Полн. собр. трудов, т. 4, ч. 1—2, М., 1955; Стретт Дж. В. (Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., М., 1955, т. 1, гл. 4—7, 10.

М. А. Исакович.

КОЛЕБАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ — тепловые колебания атомов любого кристаллич. тела, находящегося при темп-ре, отличной от абсолютного нуля. Эти колеба-

ния атомы совершают относительно своих положений равновесия, к-рые совпадают с узлами кристаллич. решётки. Тепловые движения атомов твёрдого тела можно рассматривать как совокупность малых *нормальных колебаний* кристаллич. решётки. Каждое нормальное колебание (стоячую волну) можно представить в виде двух распространяющихся в противоположных направлениях бегущих волн, которые являются *гиперзвуком* теплового происхождения. Т. о., тепловые К. к. р. можно представить в виде совокупности продольных и поперечных упругих волн, распространяющихся по всем направлениям с любыми частотами и случайными фазами (т. н. дебаевские волны, или тепловые *фононы*).

Кристаллич. решётка является пространственно-периодич. структурой, в узлах к-рой находятся атомы. Решётку обычно разбивают на геометрически тождественные совокупности атомов, наз. элементарными ячейками, из к-рых кристаллич. решётка получается путём трансляций. Основные особенности К. к. р. можно рассмотреть на простейшей модели — бесконечной одномерной линейной цепочке, состоящей из одинаковых атомов с массой m , расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга, равном a (постоянная решётки) (рис. 1).

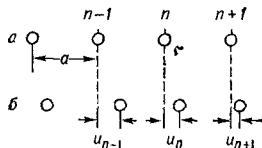


Рис. 1. Схематическое изображение линейной решётки, состоящей из одинаковых атомов: а — состояние равновесия; б — положения смещённых атомов.

В этом случае элементарная ячейка состоит из одного атома. Если по цепочке распространяется продольная волна, то смещение u_n n -го атома из его положения равновесия равно:

$$u_n = A e^{i(\omega t - kna)}, \quad (1)$$

где A — некоторая постоянная амплитуда, ω — круговая частота, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны. При смещении атома со стороны соседних атомов на него действует упругая сила F_n , стре-

мящаяся вернуть его в положение равновесия; она пропорциональна расстоянию до ближайших соседей и для n -го атома равна:

$$F_n = \beta(u_{n+1} - u_n) - \beta(u_n - u_{n-1}), \quad (2)$$

где β — силовая постоянная, зависящая от типа атомов, составляющих решётку. Ур-ние движения для n -го атома под действием силы F_n имеет вид:

$$m \frac{d^2 u_n}{dt^2} = \beta(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n). \quad (3)$$

При решении ур-ния (3) для волны (1) получается зависимость ω от k :

$$\omega = \sqrt{\frac{4\beta}{m}} \sin \frac{\hbar a}{2}, \quad (4)$$

т. е. имеет место закон дисперсии (рис. 2). При относительно малых частотах, когда $\lambda = 2\pi/k \gg a$, вместо (4) имеет место соотношение

$$\omega = c_0 k, \quad (5)$$

где $c_0 = a\sqrt{\beta/m}$ — скорость звука. Условие $\lambda \gg a$ и линейное соотношение (5) обычно выполняются для сплошных сред и частот упругих волн звукового, УЗ-ового и большей части гиперзвукового диапазонов.

При очень высоких частотах

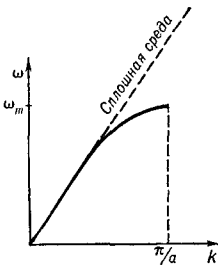


Рис. 2. Зависимость частоты ω от волнового числа k для линейной решётки, состоящей из одинаковых атомов.

из (4) следует, что имеет место дисперсия скорости звука и что по такой цепочке не могут распространяться волны с частотой, превышающей некоторую граничную (предельную) частоту $\omega_m = \sqrt{4\beta/m}$, соответствующую длине волны $\lambda_m = 2a$; в случае $\omega = \omega_m$ решение (1) описывает стоячую волну. Эти особенности являются следствием дискретной структуры цепочки атомов. Кроме продольных колебаний, в цепочке атомов возможны также поперечные колебания, при к-рых атомы смещаются в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны. Такие колебания аналогичны сдвиговым упругим волнам в твёрдом теле, и для них справедли-

вы все рассуждения, приведённые выше.

Реальный кристалл представляет собой трёхмерную периодич. решётку, в к-рой по каждому направлению может распространяться одна продольная L и две поперечные S_1 и S_2 волны и соответственно имеются три дисперсионные кривые (рис. 3). В реальных

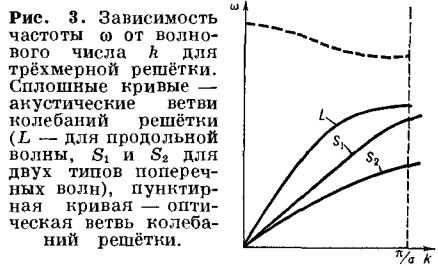


Рис. 3. Зависимость частоты ω от волнового числа k для трёхмерной решётки. Сплошные кривые — акустические ветви колебаний решётки (L — для продольной волны, S_1 и S_2 для двух типов поперечных волн), пунктирная кривая — оптическая ветвь колебаний решётки.

кристаллах определение частоты ω_m представляет сложную задачу. Оценка порядка величины ω_m даёт для кристалла с постоянной решётки $a \sim 5 \cdot 10^{-8}$ см значение $\omega_m \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Эта величина правильно характеризует порядок предельной частоты ω_m , хотя для разных кристаллов эта величина различна. Рассмотренные выше К. к. р. наз. акустической ветвью (акустич. фононы). Если элементарная ячейка кристалла состоит из двух или более различных атомов (напр., NaCl , SiO_2 , Al_2O_3 , BaTiO_3), то, кроме рассмотренных выше акустич. колебаний, могут быть ещё колебания друг относительно друга различных атомов, находящихся в одной ячейке (рис. 4). Такие колебания, несмотря на их механич. природу, наз. оптическими (оптич. фононы), т. к. частоты колебаний атомов внутри одной ячейки того же порядка, что и частоты электромагнитных волн инфракрасного диапазона. Возбуждение этих колебаний приводит к поглощению света в ряде кристаллов. Дисперсионная кривая оптич. ветви показана пунктиром на рис. 3.

В общем случае если элементарная ячейка кристалла состоит из N атомов, то имеется $3N$ ветвей К. к. р. (по числу степеней свободы этих атомов), из к-рых 3 ветви акустические (одна продольная и две поперечные) и $3(N-1)$ оптических. Иными словами, полный набор К. к. р. можно рас-

смагивать как набор $3N$ упругих волн, характеризующих соответствующими дисперсионными законами.

При низких темп-рах и высоких частотах К. к. р. становится существенной дискретная атомная структура твёрдого тела и проявляются квантовые свойства К. к. р. Это имеет место при условии: $\hbar\omega \gtrsim k_B T$, T — абсолютная температура (в кельвинах), k_B — Больцмана постоянная, $\hbar = h/2\pi$, h — Планка постоянная; поэтому квантовые свойства К. к. р. проявляются при комнатной темп-ре ($T = 300$ К) для частот $\omega \sim 3 \cdot 10^{13} \text{с}^{-1}$, а при темп-ре жидкого гелия ($T = 4$ К) для $\omega \sim 5 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}$.

К. к. р. определяют многие важные свойства твёрдых тел, такие, как теплоёмкость, теплопроводность, поглощение УЗ, темп-ру Дебая и др. Так, напр., дебаевская теория теплоёмкости твёрдого тела основана на учёте вклада в теплоёмкость тепловых колебаний решётки, а дебаевская темп-ра определяется соотношением $T_d \sim \hbar\omega_m/k_B$, где ω_m — предельная

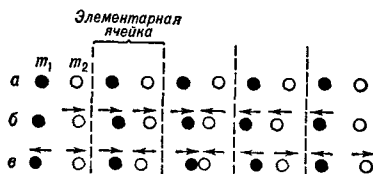


Рис. 4. Схематическое изображение линейной решетки с элементарной ячейкой, состоящей из двух различных атомов: а — положение равновесия; б — акустические колебания; в — оптические колебания.

частота акустич. колебаний решётки. Поскольку величина ω_m связана с упругими свойствами твёрдого тела, дебаевскую темп-ру можно определять по результатам измерений скорости звука. Взаимодействие звуковой волны с К. к. р. вследствие ангармоничности при нек-рых условиях оказывается основным процессом, определяющим поглощение звука высокой частоты.

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1962, гл. 5; Займа и Дж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962, гл. 1; Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решёток, пер. с англ., М., 1958, гл. 2; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 3, Ч. Б., М., 1968, гл. 1 и 5. А. Л. Полякова.

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ЧАСТИЦ — скорость, с к-рой движутся частицы среды, колеблющиеся при прохождении звуковой волны около положения равновесия, по отношению к среде в целом. К. с. ч. v следует отличать как от скорости движения самой среды, так и от скорости распространения звуковой волны, или скорости звука c . Единичей измерения К. с. ч. в системе СИ является м/с, в системе СГС — см/с. Термины «мгновенная» К. с. ч., «эффективная» К. с. ч., «амплитуда» К. с. ч. имеют тот же смысл, что и соответствующие термины для звукового давления.

В плоской бегущей звуковой волне $v = p/\rho c$, где p — звуковое давление, ρ — плотность среды. Величина v всегда много меньше c . Напр., вблизи мотора реактивного самолёта $v \approx 250$ см/с, тогда как в воздухе $c = 342$ м/с, т. е. даже для таких сильных звуков $v/c < 0,01$. В зависимости от вида волны направление v может совпадать с направлением c , как, напр., для продольной волны, или не совпадать, как для поперечной, когда эти направления перпендикулярны.

Если гармоническая волна имеет частоту f , то амплитуда К. с. ч. v_0 определяется ф-лой $v_0 = 2\pi f \xi_0$, где ξ_0 — амплитуда колебательного смещения частиц. При расчётах акустич. систем вводят объёмную К. с. ч. $V = vS$, где S — площадь, нормаль к к-рой совпадает с положительным направлением v . Величина V представляет собой поток К. с. ч. через поверхность S . Поток К. с. ч. через излучающую поверхность есть объёмная скорость излучателя.

Пределы изменения К. с. ч. широки: в воздухе на пороге слышимости при $p = 2 \cdot 10^{-5}$ Па $v \approx 5 \cdot 10^{-3}$ м/с, при $p = 10^4$ Па $v \approx 25$ м/с; в воде же при $p = 10^3$ Па $v \approx 7 \cdot 10^{-2}$ м/с, а при $p = 10$ Па $v \approx 7 \cdot 10^{-6}$ м/с; в твёрдых телах из-за больших значений ρc К. с. ч. ещё меньше, чем в воде: в продольной волне в стали при амплитуде механического напряжения $\sigma = 0,1$ кгс/см² $v \approx 3 \cdot 10^{-4}$ м/с, а при $\sigma = 100$ кгс/см² $v \approx 0,3$ м/с.

Методы определения К. с. ч. в большинстве случаев основаны на использовании данных по измерению колебательного смещения частиц и звуко-

вого давления. К прямым методам измерения относится метод *Ределя диска*.

В. А. Красильников.

КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ СМЕЩЕНИЕ ЧАСТИЦ — смещение частиц среды по отношению к среде в целом, обусловленное прохождением звуковой волны. К. с. ч. — одна из основных величин, характеризующих звуковую волну. Единичней измерения К. с. ч. в системе СИ является м, в системе СГС — см. В гармонич. волне вида $p = p_0(r)e^{-i\omega t}$ К. с. ч.

$$\xi = \frac{1}{-i\omega} v = \frac{1}{\rho\omega^2} \text{grad } p_0(r) e^{-i\omega t},$$

в плоской бегущей гармонич. волне $\xi = \frac{1}{-i\omega\rho} p$. Здесь v — *колебательная скорость частиц*, $\omega = 2\pi f$, f — частота звука, p — звуковое давление, ρ — плотность среды, c — скорость звука, r — пространственная координата. К. с. ч. может совпадать или не совпадать с направлением распространения волны в зависимости от типа волны (см. *Упругие волны*). При всех достижимых интенсивностях звука $\xi \ll \lambda$, где λ — длина волны звука (УЗ). Термины «мгновенное» К. с. ч., «эффективное» К. с. ч., «амплитуда» К. с. ч. имеют тот же смысл, что и соответствующие термины для *звукового давления*.

Пределы изменения амплитуды К. с. ч. в акустике весьма широки. Так, в воздухе при звуковом давлении $2 \cdot 10^{-5}$ Па на частоте 1000 Гц (порог слышимости человеческого уха) $\xi_0 \approx 10^{-11}$ м, при $p_0 = 300$ Па (порог болевого ощущения) $\xi_0 \approx 10^{-4}$ м. При УЗ-вой *механической обработке* твёрдых и упругих материалов амплитуда смещения инструмента составляет 20—50 мкм на частоте 20—25 кГц.

Методы определения К. с. ч. в газах и жидкостях обычно основываются на измерении звукового давления. К. с. ч. твёрдых поверхностей измеряются с помощью различных виброметров (см. *Приёмники и индикаторы звука*). Для бесконтактного измерения К. с. ч. твёрдых тел применяется прямой оптич. метод: с помощью микроскопа определяется размытие освещённых точек на поверхности колеблющегося тела, при этом размеры размытой полосы равны удвоенной амплитуде. Используется также ёмкостный или индуктивный метод, когда колеблющаяся поверхность служит одной из обкла-

док конденсатора, включённого в колебательный контур радиогенератора, или входит в цепь магнитопровода катушки индуктивности контура; величина К. с. ч. вычисляется в этом случае по амплитуде модуляции частоты или напряжения этого генератора. Наиболее точно К. с. ч. твёрдой поверхности измеряется оптическими интерференционными методами с применением оптич. квантовых генераторов, а также ёмкостным методом.

В. А. Красильников.

КОНВОЛЬВЕР — то же, что конволотор. См. *Акустоэлектроника*.

КОНВОЛЮТОР (конвольвер) — акустоэлектронное устройство, к-рое служит для получения функций свёртки двух акустич. сигналов. См. *Акустоэлектроника*.

КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА.

УЗ-вые методы широко применяются для изучения свойств, состава и строения веществ при научных исследованиях и в промышленном производстве, для измерений и контроля изделий, для исследований и контроля различных физич. и химич. технологич. процессов, для измерения скоростей потоков жидкостей и газов, для исследований органов и функций человеческого организма и т. п. Эти применения основываются на зависимости скорости и затухания УЗ-вых волн в веществе от его состава и структуры, на использовании отражения и рассеяния УЗ на границе между средами с различными волновыми сопротивлениями и на изменении параметров резонансных колебаний твёрдых тел в зависимости от свойств окружающей среды.

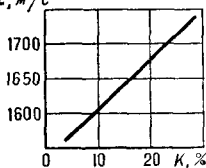
Измерение *скорости звука* в твёрдых телах позволяет определять упругие и прочностные характеристики конструкционных материалов. Напр., измерение скорости продольных и поперечных УЗ-вых волн в поликристаллич. материалах даёт возможность получить численные значения модулей упругости, а в монокристаллических — ещё и констант упругой анизотропии. Такие измерения, проведённые в условиях одноосного и всестороннего сжатия, позволяют определять модули упругости 2-го и 3-го порядков. Частотные зависимости скорости звука используют для изучения различных физич. явлений и взаимо-

действий в твёрдом теле (см. *Спектроскопия*). Для этих целей применяют УЗ-вые колебания в диапазоне частот до 10^9 Гц. Исследование свойств поликристаллич. материалов проводится, как правило, на более низких частотах, граничащих со звуковым диапазоном. Свойства монокристаллич. материалов изучаются на частотах 10^6 — 10^9 Гц. Точность определения модулей упругости 1-го порядка зависит от точности измерения плотности вещества и абсолютного значения скорости звука, к-рая может быть определена с относительной погрешностью 10^{-4} — 10^{-5} . Для определения модулей упругости высших порядков необходимо знать приращение скорости звука при различных статич. механич. напряжениях, к-рое может быть измерено с существенно меньшей погрешностью, достигающей 10^{-6} — 10^{-7} . На основании эмпирич. зависимостей прочностных характеристик материалов от скорости звука в них определяют прочность металлов и различных сплавов, керамики, бетона и т. п. Такой косвенный неразрушающий метод определения прочности по скорости звука удобен ввиду простоты, быстроты и возможности использования непосредственно в реальных условиях, без взятия специальных проб, напр. при определении прочности и степени затвердевания бетона в теле плотины. Численное значение коэфф. затухания звука в твёрдых телах (или его изменения при изменении внешних условий) несёт информацию о внутренней структуре вещества, напр. о размере кристаллич. зерна, характере и величине неоднородностей, чистоте исследуемых материалов, концентрации примесей. При исследованиях свойств твёрдых веществ по затуханию УЗ используются частоты, определяемые соотношением длины волны УЗ и размеров неоднородностей. Напр., при исследовании прочностных характеристик бетона применяют частоты от десятков до сотен кГц, керамики — от сотен кГц до нескольких МГц, металлов и сплавов — от сотен кГц до сотен МГц.

Измерение скорости и коэфф. поглощения звука в жидкости даёт информацию о её молекулярной структуре (см. *Молекулярная акустика*), концентрации растворов и взвесей (рис. 1 и 2), о ходе процессов полиме-

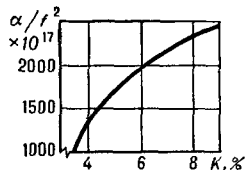
ризации (рис. 3), экстрагирования, старения, о кинетике протекания химич. реакций. Контрольно-измерительная аппаратура, в основе к-рой лежат различные методы измерения $c, м/с$ скорости УЗ, широко применяется

Рис. 1. Зависимость скорости УЗ с в водном растворе аммиака от его концентрации К.



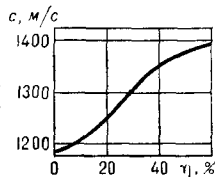
при автоматизации технологич. процессов в производстве различных полимеров, в т. ч. синтетич. каучука, в пищевой промышленности, в производстве минеральных удобрений и т. п. Затухание УЗ весьма чувствительно к изменению концентрации взвесей

Рис. 2. Зависимость коэфф. затухания УЗ α , отнесённого к квадрату частоты, от концентрации К поливинилового спирта в воде.



в пульпах. Аппаратура, основанная на измерении затухания УЗ, используется в производстве полимеров, в цветной металлургии, нефтеперерабатывающей промышленности и т. п. В такой аппаратуре применяются УЗ-вые колебания с частотой от десятых долей до десятков МГц. Точность определе-

Рис. 3. Зависимости скорости УЗ с от степени полимеризации η дивинилстирольного каучука СКС-30.



ния контролируемого параметра зависит от погрешности измерения характеристик распространения УЗ. При измерении скорости УЗ в жидкостях в промышленных условиях относительная погрешность измерения составляет примерно 10^{-3} . При этом, напр., концентрация аммиака может быть определена с точностью до 0,2%. Для получения информации о весьма тонких механизмах молекулярного взаимодействия, напр. в исследова-

ниях биополимеров, необходимо измерять абсолютное значение скорости УЗ с погрешностью 10^{-4} , а её приращение — с погрешностью 10^{-6} . Такие измерения могут быть осуществлены только в слабопоглощающих жидкостях, напр. в водных растворах малых концентраций исследуемых веществ на частотах 5—10 МГц.

Точность измерения коэфф. поглощения УЗ в жидкостях в лучшем случае может достигать 10^{-2} . Но в ряде практически важных случаев коэфф. поглощения сильно зависит от величины контролируемого параметра, и тогда последний может быть определён с высокой точностью. Напр., погрешность измерения концентрации поливинилового спирта составляет 0,2—0,3%.

УЗ-вые измерения в газах позволяют получать информацию о составе и свойствах чистых газов и газовых смесей. Напр., УЗ-вые газоанализаторы осуществляют слежение за процессами накопления опасных примесей в химич. и горнорудной промышленности. Точность определения концентрации газов в бинарных смесях определяется крутизной зависимости скорости УЗ от концентрации. Так, напр., количество метана в воздухе может быть определено с погрешностью, не превышающей 0,2%. Зависимость скорости УЗ в газах от темп-ры используется для бесконтактной термометрии газов и плазмы. Такие измерения обычно проводятся на частотах от десятков до сотен кГц.

На измерениях скорости УЗ в движущихся жидкостях и газах основаны УЗ-вые *расходомеры*, применяемые для определения скорости движения этих сред в различных трубопроводах и каналах. При измерениях расхода и скорости потоков жидкостей с неоднородностями (пульсы, эмульсии, суспензии) широко используется аппаратура, основанная на *Доплера эффекте*. Подобная аппаратура используется и для определения скорости кровотока и расхода крови при клинич. исследованиях.

Относительно малая длина УЗ-вых волн позволяет рассматривать их распространение в однородных средах лучевыми методами *геометрической акустики*. *Отражение звука, преломление звука* и возможность фокусировки УЗ-вых лучей используются в

УЗ-вой *дефектоскопии*, в УЗ-вых *микроскопах акустических*, в медицинской УЗ-вой *диагностике*, для визуализации внутренних структур, для изучения макронеоднородностей вещества и т. п. Наличие неоднородностей и их координаты определяются по временным соотношениям в отражённых сигналах или по структуре тени при прозвучивании контролируемого объекта. В УЗ-вой дефектоскопии используется частотный диапазон 0,5—25 МГц, в медицинской диагностике — от 0,5 до 20 МГц при интенсивности УЗ, не превышающей 50 мВт/см².

Измерение временных интервалов при отражении УЗ-вых импульсов от границ раздела жидкость — газ позволяет определить положение уровня жидкости в закрытых ёмкостях. Для получения информации о наличии жидкости на заданном фиксированном уровне используется разница в *импедансах акустических преобразователей*, обусловленная разницей *волновых сопротивлений* газа и жидкости. Импедансные методы УЗ-вого контроля, основанные на зависимости параметров резонансной колебательной системы от свойств нагружающей её среды, применяются для автоматического и непрерывного измерения вязкости и плотности жидкостей; этот же принцип лежит в основе УЗ-вых *твердомеров*. УЗ-вые *уровнемеры* и *сигнализаторы уровня* применяются в химич., нефтеперерабатывающей и пищевой промышленности при производстве, хранении и транспортировке различных жидкостей, в т. ч. токсичных, агрессивных, взрывоопасных и криогенных, а также сыпучих материалов. УЗ-вые *вискозиметры* успешно применяются в лакокрасочной промышленности, в производстве синтетич. каучуков, в пищевой промышленности и т. п.

Для измерения толщины листовых материалов в различных конструкциях и изделиях, имеющих доступ с одной стороны (напр., в судостроении), широко применяют УЗ-вые *толщинометры*, принцип действия к-рых основан либо на определении резонансных частот контролируемого участка листа, либо на измерении времени прохождения короткого УЗ-вого импульса до противоположной стороны листа и обратно. Точность этих измерений зависит от достоверности сведен-

ний о скорости распространения УЗ в контролируемом материале и может достигать 0,2—0,3%. Диапазон частот УЗ-вых колебаний, применяемых при измерении толщины, зависит от выбранного метода и свойств контролируемого материала.

Основные преимущества УЗ-вых методов контроля — весьма малое время измерений, простота обеспечения условий взрывобезопасности, возможность контроля токсичных и агрессивных сред, чрезвычайно низкие значения интенсивности УЗ и как следствие этого — безопасность исследований и отсутствие воздействия измерительного инструмента на свойства контролируемой среды или на исследуемые процессы.

Лит.: Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970; Бражник П. И., Ультразвуковые методы, М.—Л., 1965. Б. Е. Михайлов, А. С. Химунин.

КОНЦЕНТРАТОР у л ь т р а з в у к а — устройство для увеличения интенсивности УЗ (амплитуды колебательного смещения частиц). Существуют два типа К., принцип действия к-рых различен: фокусирующие, или высокочастотные, К. и стержневые, или низкочастотные.

Концентратор фокусирующий (К. ф.) — устройство для увеличения интенсивности звука в нек-рой части пространства по сравнению с интенсивностью у поверхности УЗ-вого излучателя. Действие К. ф. основано на *фокусировке звука*, поэтому в них могут быть использованы любые фокусирующие устройства — акустич. линзы, рефлекторы и др. На частотах свыше 5 МГц широко применяются рефлекторы, поскольку отсутствие поглощения УЗ-вых волн в материале рефлектора и практически полное их отражение позволяет почти всю энергию УЗ-вого излучателя сконцентрировать в фокальной области.

Наибольшее распространение получили К. ф., основанные на использовании фокусирующих электроакустич. преобразователей, поле излучения к-рых характеризуется сферич. или цилиндрич. сходящимся волновым фронтом. По форме такие преобразователи из электромеханически активных материалов представляют собой часть сферич. или цилиндрич. оболочки, иногда — полый цилиндр. Они работают на резонансной частоте коле-

баний по толщине, составляющей от нескольких сотен кГц до нескольких МГц. Применяются также цилиндрич. К. ф., работающие в диапазоне частот от единиц до десятков кГц на резонансной частоте радиальных колебаний. Для К. ф. преобразователи изготавливаются в виде цельных сферич. и цилиндрич. элементов из *пьезокерамики* или в виде мозаики из пластин пьезокерамики или пьезокварца. Ци-

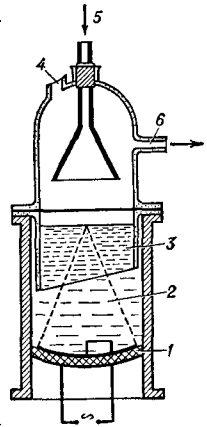


Рис. 1. Сферический фокусирующий концентратор для распыления жидкостей: 1 — пьезокерамический фокусирующий излучатель; 2 — контактная среда (вода); 3 — распыляемая жидкость; 4 — подача распыляемой жидкости; 5 — подача воздуха; 6 — выход тумана.

линдрич. преобразователи для К. ф. низкочастотного диапазона изготавливаются также из *магнитострикционных материалов*. Интенсивность звука в фокальной области фокусирующих преобразователей сферич. формы достигает нескольких кВт/см². Применяются они в тех случаях, когда при высокой интенсивности необхо-

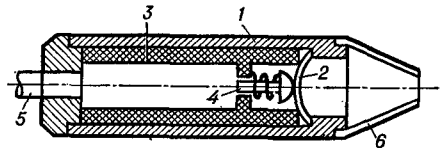


Рис. 2. Сферический концентратор для оперативного лечения болезни Меньера: 1 — корпус; 2 — пьезокерамический фокусирующий излучатель; 3 — пластмассовая втулка; 4 — пружинный контакт; 5 — коаксиальный кабель; 6 — насадка, образующая камеру с контактной жидкостью.

димо воздействие УЗ на малую область пространства, напр. при УЗ-вом распылении жидкостей (рис. 1) или нейрохирургич. операциях (рис. 2). Излучатели, имеющие цилиндрич. форму, создают в фокальной области меньшую концентрацию энергии, однако имеют большую фокальную область,

вытянутую вдоль оси; они удобны, напр., при непрерывной конвейерной УЗ-вой очистке деталей, при поточной обработке жидкостей. К. ф. применяются гл. обр. для создания УЗ-вых колебаний высокой интенсивности с целью активного воздействия ими на различные вещества и объекты: в УЗ-вой технологии — для эмульгирования, диспергирования, гомогенизации, распыления, очистки, сушки и др. процессов; в физике — для исследования воздействия мощного УЗ на вещество, в частности в УЗ-вой кавитации; в биологии — для уничтожения микроорганизмов, исследования влияния УЗ на клетки и ткани организма (см. Действие ультразвука на биологические объекты), синтеза органич. соединений и т. п.; в медицине — преимущественно в УЗ-вой хирургии.

Для получения особенно высоких интенсивностей при исследовании воздействия мощного УЗ на вещество применяют специальные конструкции К. ф. (рис. 3). Излучающим элементом в такой конструкции служит сферич. оболочка из материала с малым затуханием УЗ, напр. алюминиевого сплава, колеблющаяся на частоте резонанса по толщине. Она возбуждается пьезоэлектрич. пластинами, обладающими той же резонансной частотой и покрывающими её сплошь в виде

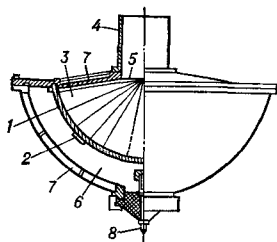


Рис. 3. Сверхмощный высокочастотный концентратор с фокусированием в жидкости: 1 — алюминиевая оболочка полуволновой толщины; 2 — пьезокварцевые пластины (показана одна); 3 — контактная жидкость; 4 — стакан; 5 — звукопроницаемая плёнка; 6 — изолирующая жидкость; 7 — охлаждающая жидкость; 8 — электрический контакт.

мозаики. Излучение происходит в полость, заполненную дегазированной водой (контактная среда). Сходящаяся сферич. волна фокусируется у основания стакана, в к-рый помещается исследуемый объект. Пустота стакана отделяется от контактной среды звукопрозрачной плёнкой. В качестве контактной среды применяется также

твёрдое вещество с малым поглощением звука (рис. 4), преимущество к-рого перед жидкостью состоит в возможности подведения к фокальной области волны более высокой интенсивности, т. к. в твёрдой контактной среде не возникает кавитации. Недостаток таких К. ф. — возникновение в твёрдом теле, помимо полезных радиальных колебаний, также паразитных колебаний разного типа (напр., сдвиговых), что снижает кпд. Такие специальные конструкции К. ф.,

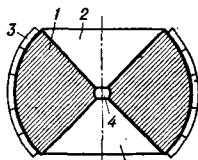


Рис. 4. Сверхмощный концентратор с фокусированием в твёрдом теле: 1 — алюминиевая сфера; 2 — конические полости; 3 — пьезокерамические пластины; 4 — сферическая полость с фокальной областью.

наз. иногда «сверхмощными», позволяют достигнуть интенсивности в несколько МВт/см² на частотах 1—2 МГц.

Концентратор стержневой (К. с.) — устройство для увеличения амплитуды колебательного смещения частиц (колебательной скорости частиц) в низкочастотном УЗ-вом диапазоне; представляет собой твёрдый стержень переменного сечения или переменной плотности, присоединяемый к излучателю более широким концом или частью с большей плотностью материала. Принцип действия К. с. основан на увеличении амплитуды колебательного смещения частиц стержня вследствие уменьшения его поперечного сечения или плотности в соответствии с законом сохранения количества движения. При этом увеличение амплитуды смещения будет тем больше, чем больше различие диаметров или плотностей противоположных торцов стержня. К. с. применяются в УЗ-вой технологии. Они являются составной частью УЗ-вых колебательных систем, работающих в диапазоне частот от 18 до 100 кГц.

К. с. можно рассматривать как акустич. волновод, в к-ром распространяется одна нулевая мода колебаний, характеризуемая постоянной амплитудой по сечению. Максимальный линейный размер широкого конца концентратора D должен быть меньше $\lambda/2$ (где λ — длина волны в материале концентратора). Работают К. с. обыч-

но на резонансной частоте, поэтому длина концентратора l должна быть резонансной, т. е. кратна целому числу полувольт: $l = n\lambda/2$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ При заданной частоте λ зависит от формы К. с. вследствие дисперсии

пу колебаний концентратора (продольные, сдвиговые, крутильные). Изменение сечения К. с. может происходить как вследствие изменения внешнего профиля стержня (рис. 5), так и внутреннего (рис. 8). Круглые К. с. про-

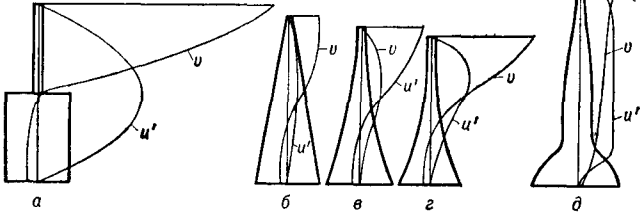


Рис. 5. Сечения круглых простых одноступенчатых концентраторов продольных колебаний: а — ступенчатый; б — конический; в — экспоненциальный; г — катеноидальный; д — гауссов (ампульсный); кривые показывают распределение амплитуды колебательной скорости v и деформации u' по длине концентратора.

скорости распространения УЗ-вых волн в волноводах с переменным сечением.

К. с. с переменной плотностью обычно изготавливают в виде двух соеди-

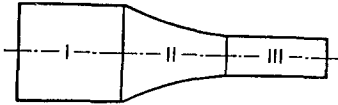


Рис. 6. Составной концентратор: I — цилиндр большого диаметра; II — отрезок стержня конической или экспоненциальной формы; III — цилиндр малого диаметра.

нённых между собой стержней из разных материалов длиной $\lambda/4$ с одинаковым поперечным сечением.

К. с. классифицируют по следующим признакам: по форме продольного сечения (рис. 5), по форме поперечного сечения (круглый, клинообразный и др.), по количеству элементов с различным профилем продольного сечения (простой, составной — рис. 6), по количеству последователь-

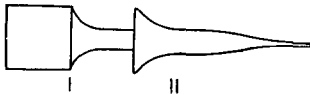


Рис. 7. Двухступенчатый концентратор: I — ступенчатый концентратор; II — ампульный концентратор.

но соединённых резонансных концентраторов полувольтной длины (одно-, двух- и т. д. ступенчатый — рис. 7), по форме средней линии (прямолинейный, изогнутый), по ти-

филей, представленных на рис. 5, могут быть использованы для усиления как продольных, так и крутильных колебаний.

Коэфф. усиления К. с. $K = \xi_l/\xi_0$, где ξ_l и ξ_0 — амплитуды смещений соответственно на его узком и широком концах. При гармонич. колебаниях с круговой частотой ω амплитуда колебательной скорости $v = \omega \xi$ и, следовательно, $K = v_l/v_0$. Для ступенчатого К. с. $K = N^2$, где $N = R_l/R_0$, а R_l и R_0 радиусы узкого (выходного) и широкого (входного) торцов соответственно. Для экспонен-

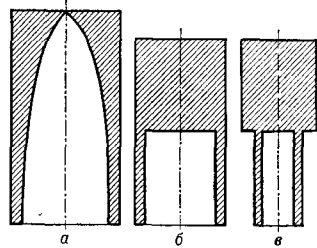


Рис. 8. Концентраторы с переменным внутренним профилем: а — экспоненциальный; б и в — ступенчатые.

циального К. с. $K = N$, для катеноидального $K = N/|\cos \frac{2\pi l}{\lambda}|$, а для конического $K < N$ и всегда $K < 4,6$.

Максимальная амплитуда колебательной скорости v_m , получаемая на узком конце К. с., зависит от свойства материала концентратора — разрушающего усталостного напряжения F — и волнового сопротивления ρc

(где ρ — плотность, c — скорость распространения волны), а также от безразмерной функции Φ , зависящей только от формы концентратора:

$$v_m = \frac{F}{\rho c} \cdot \Phi. \text{ Наилучшие материалы для}$$

К. с. с точки зрения получения максимальной амплитуды колебательной скорости — титан и его сплавы (см. табл.), поскольку при достаточно большой механич. прочности эти материалы обладают сравнительно низким волновым сопротивлением, а также малым коэфф. поглощения звука. Так, при помощи К. с., состоящего из ступенчатой и ампульной частей (рис. 7), изготовленных из титана, на частоте 20 кГц было получено значение $v_m \sim 10^4$ см/с, при этом $\xi \approx 1$ мм.

Свойства материалов для стержневых концентраторов

Свойства	Материалы				
	Титан	Инструментальная сталь	Фосфористая бронза	Сталь	Латунь
Модуль Юнга $E \cdot 10^{-12}$, дин/см ²	1,16	2,18	0,99	2,09	0,89
Модуль сдвига $G \cdot 10^{-12}$, дин/см ²	0,36	0,85	0,40	0,82	0,33
Плотность ρ , г/см ³	4,42	7,9	8,8	7,85	8,45
Скорость продольных волн $c_l \cdot 10^{-5}$, см/с	4,90	5,24	3,36	5,14	3,24
Скорость сдвиговых волн $c_t \cdot 10^{-5}$, см/с	2,83	3,28	2,13	3,25	1,97
Разрушающее напряжение $F \cdot 10^{-9}$, дин/см ²	7,2	5,5	3,2	2,2	1,5
$F/\rho c \cdot 10^{-3}$, см/с	3,35	1,28	1,08	0,57	0,56

К. с. широко применяются в УЗ-вой технологии в составе различных УЗ-вых инструментов, напр. при УЗ-вой механической обработке, сварке, пайке, дроблении и диспергировании материалов, при очистке глубоких отверстий, при локальном воздействии на различные процессы. В медицине они применяются в УЗ-вых хирургич. инструментах, предназначенных для разнообразных операций. К. с. используются также для увеличения интенсивности звука, напр. при применении ультразвука в металлургии.

Лит.: Источники мощного ультразвука, М., 1967 (Физика и техника мощного ульт-

развука, кн. 1), с. 149—206, 288—326; Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977; Меркулов Л. Г., «Акуст. ж.», 1957, т. 3, № 3, с. 230—38; Меркулов Л. Г., Харитонов А. В., там же, 1959, т. 5, № 2, с. 183—90; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. Б, М., 1967, гл. 6; Nerrigas E. A., «Acustica», 1963, v. 13, № 5, p. 368—70. И. Н. Каневский.

КОЭФФИЦИЕНТ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОЙ СВЯЗИ (К) — основной параметр, характеризующий эффективность преобразования электрич. энергии в упругую и обратно в пьезоактивных (пьезоэлектрич., магнито-стрикционных и др.) материалах, а также в электромеханич. преобразователях различного типа (см. *Электроакустические преобразователи*).

Применительно к магнито-стрикционным материалам и преобразователям К. э. с. часто наз. коэфф. магнито-механич. связи. Квадрат К. э. с. равен отношению плотности преобразованной (выходной) энергии к плотности запасенной (входной) без учёта диэлектрич., магнитных и механич. потерь, а также излучения. При этом для приёмников и излучателей входная энергия является соответственно упругой и электрической (магнитной), а выходная — электрической (магнитной) и упругой. Для магнито-стрикционных и пьезоэлектрических материалов с помощью ур-ний состояния (т. н. местных ур-ний) К можно выразить через пьезоэлектрич. и магнито-стрикционные коэффициенты, коэфф. упругой податливости и диэлектрич. или магнитную проницаемость. Из определения К следует, что относительная разность между значениями диэлектрич. (магнитной) проницаемости механически свободного и зажато-того образцов, а также относительная разность между коэфф. упругой податливости электрически (магнитно) свободного и зажато-того образцов пропорциональны K^2 (электрически зажатый образец пьезоэлектрика имеет разомкнутые, а электрически свободный — короткозамкнутые электроды; магнитно зажатый образец магнито-стрикционного материала имеет короткозамкнутую, а магнитно свободный — разомкнутую обмотку).

Различным видам колебаний соответствуют разные К. э. с., причём всё многообразие возможных К. э. с. пьезоэлектрич. и магнито-стрикционных материалов всегда можно выразить че-

рез сравнительно небольшое число (не более трёх) т. н. инвариантных К. э. с. Реализация тех или иных К. э. с. зависит от соотношения размеров колеблющегося тела, от взаимной пространственной ориентации векторов постоянной и переменнй индукции (электрической D_0 и D_{\sim} или магнитной B_0 и B_{\sim}), а также от группы симметрии активного материала. В случае поперечно изотропных пьезоэлектрич. и магнитострикционных материалов (поляризованная пьезокерамика, поликристаллич. ферромагнитные металлы или ферриты), имеющих симметрию соответственно $\infty\text{-}m$ и ∞/m в кристаллографич. системе координат, наиболее важными являются продольный К. э. с. K_{33} , поперечный К. э. с. K_{31} и сдвиговые К. э. с. K_{15} (см. *Пьезоэлектричество, Магнитострикция*). Значения К. э. с. не могут превышать 1 и для известных пьезоэлектрич. и магнитострикционных материалов лежат в пределах от нескольких сотых (например, кварц) до 0,8—0,9 (кристаллы сульфонида сурьмы).

Если преобразование энергии происходит одинаково во всех точках колеблющегося тела, то низкочастотный, или квазистатич., К. э. с. преобразователя совпадает с его динамич. К. э. с., а также с К. э. с. материала. При возбуждении преобразователя на к.-л. резонансной моде колебаний К. э. с., относящийся к этой моде (наз. часто «эффективный К. э. с.» — $K_{\text{эфф}}$), почти всегда меньше соответствующего К. э. с. материала (исключение составляют цилиндрич. преобразователи, колеблющиеся на радиально симметричной моде, для к-рых К. э. с. преобразователя и материала совпадают).

К. э. с. широко используется в расчётах электромеханич. преобразователей; от него непосредственно зависят такие характеристики, как ширина полосы, кпд, удельная чувствительность и др.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т.1, ч. А, М., 1966, гл. 3; *N e r r i o g a s E. A., «Acustica», 1965, v. 15, № 1, p. 58—62. Л. Н. Сыркин.*

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ у л ь т р а з в у к о в а я — процесс кристаллизации под действием УЗ-вых колебаний, изменяющих условия зарождения и роста кристаллов и позволяющих получать измельчённую струк-

туру поликристалла с улучшенными физико-механич. свойствами. УЗ оказывает влияние на К. почти всех веществ, однако наибольшее практическое применение ультразвуковая К. получила при производстве слитков и фасонных отливок из металлов и сплавов.

Структура затвердевшего металла определяется гл. обр. тепловыми условиями К. При затвердении некоего объёма металла снижение темп-ры происходит не одновременно в различных его частях, поэтому К. распространяется постепенно от охлаждаемой поверхности кристаллизатора к центру, при этом образуется непрерывная поверхность раздела между твёрдой и жидкой фазами — т. н. фронт кристаллизации. При К. сплавов между твёрдой и жидкой фазами образуется объём, где одновременно присутствуют как кристаллы, так и жидкость, — это переходная, или двухфазная, область. Фронтом К. в этом случае является граница между двухфазной областью и жидкой фазой.

Скорость фазового перехода из жидкого в твёрдое состояние, или скорость К., зависит от тепловых условий К. и определяет внутреннюю структуру дендритного кристалла — размер сечений ветвей дендрита. Однако при одной и той же скорости К. размеры дендритного зерна в целом могут значительно меняться в зависимости от количества активных зародышей К. Известно, что К. металлов и сплавов протекает преимущественно по гетерогенной кинетике, т. е. зародыши К. возникают на подходящих по структуре и размеру подложках, поэтому размеры дендритных зёрен в отливках и слитках зависят от количества естественных активных и искусственно активируемых твёрдых частиц примесей.

Механизм К. под действием УЗ — сложный физико-механич. процесс, зависящий от интенсивности УЗ, условий его введения в кристаллизующий расплав, чистоты жидкого металла по твёрдым примесям и т. д. Механизм К. связан, в частности, с интенсификацией теплообмена в ультразвуковом поле. При введении УЗ-вых колебаний высокой интенсивности непосредственно в жидкую часть слитка (рис. 1, а) возникает возможность

активного воздействия на расплав в предкристаллизационный период. Поглощение акустич. энергии, интенсивное развитие кавитации и акустич. потоков (см. *Акустические течения*) в расплаве приводят к дополнительному нагреву жидкой фазы на 10—15 °С и активации (смачиванию) нерастворимых примесей, в обычных

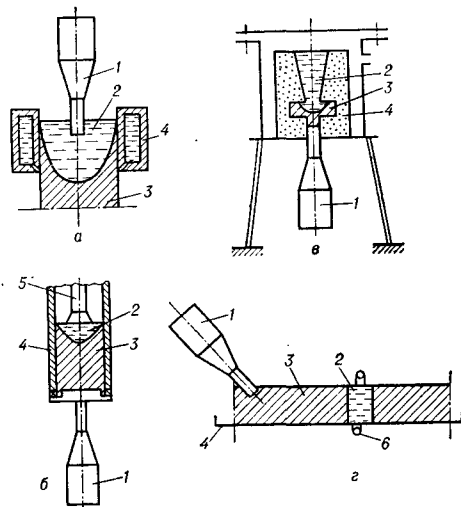


Рис. 1. Принципиальные схемы введения ультразвука в расплав: а — при кристаллизации слитков лёгких сплавов методом непрерывного литья; б — при вакуумно-дуговом переплаве тугоплавких металлов; в — при фасонном литье в условиях всестороннего давления и г — при зонной плавке; 1 — источник ультразвука; 2 — жидкая часть слитка; 3 — слиток (отливка); 4 — кристаллизатор (форма); 5 — расходуемый электрод; 6 — нагреватель.

условиях не участвующих в процессе К. Перегрев расплава устраняет возможность объёмной К. и переносит зону зарождения и роста кристаллов непосредственно к фронту К., где активация примесей создаёт избыток активных центров К. Такое изменение условий зарождения и роста кристаллов позволяет при непрерывном литье лёгких сплавов сформировать сверхтонкую (измельчённую) структуру — т. н. субдендритную (рис. 2). Полученная структура не имеет дендритного строения, и каждое её зерно по размеру меньше или равно дендритной ячейке слитка, отлитого в тех же условиях, но без применения УЗ. Слитки промышлен-

ных сплавов на основе алюминия с субдендритной структурой отличаются тонким строением границ зёрен, повышенной плотностью, малым содержанием водорода, следствием чего является высокая технологич. пластичность. Изготовленные из слитков с субдендритной структурой деформированные полуфабрикаты (прутки, трубы и др.) наследуют измельчённую структуру и улучшенные физико-механич. свойства (пластичность, вязкость разрушения и т. п.).

Если УЗ высокой интенсивности вводится в расплав через затвердевшую часть слитка (рис. 1, б) или отливки (рис. 1, в), кавитационное воздействие на фронт К. вызывает обламывание ветвей растущих дендритных кристаллов и вынос обломков твёрдой фазы акустич. потоками в объём жидкой части слитка, увеличивая тем самым число центров К. и вызывая переохлаждение расплава. Измельчение структуры литого металла в этом случае происходит вследствие переохлаждения расплава и усиления объёмной К., т. е. зарождения центров К. в объёме жидкой части слитка и последующего роста кристаллов в условиях слабого переохлаждения до тех пор, пока они не достигнут фронта К. При этом измельчение литого зерна, как правило, сопровождается укрупнением дендритных веточек.

Если через фронт К. передать в расплав УЗ-вые колебания малой (докавитационной) интенсивности (рис. 1, г), как это имеет место, напр., при зонной плавке, то в этом случае механизм К. определяется только скоростью и конфигурацией возникающих акустич. потоков. Режим УЗ-вого воздействия на процесс зонной плавки выбирают таким образом, чтобы вблизи фронта К. возникали потоки замкнутого типа со скоростями на 1—2 порядка выше скорости К., направление к-рых проходит вдоль фронта К., а затем внутрь расплавленной зоны. Потоки выравнивают температурное поле у фронта К., сглаживая микрорельеф последнего и значительно уменьшая диффузионную зону, тем самым они интенсифицируют процесс зонной очистки от растворимых примесей и позволяют повысить глубину очистки. Напр., при зонной плавке алюминия с применением УЗ-вой обработки удастся улуч-

шить чистоту металла более чем на два порядка по сравнению с чистой алюминием, полученного по традиционной схеме зонной плавки без УЗ.

При УЗ-вой К. металлов и сплавов в промышленных условиях в качестве источника УЗ применяются *магнетриксционные преобразователи* большой мощности (от 4 кВт и выше), работающие на частотах 18—22 кГц (при дуговом переплаве используются преобразователи с более низкими частотами — до 9 кГц). Для контактного введения УЗ непосредственно в расплавленный металл применяют колебательные системы с *концентраторами* УЗ и волноводами-излучателями из тугоплавких кавитационно и химически стойких материалов.

Лит.: Капустин А. П., Влияние ультразвука на кинетику кристаллизации, М., 1962; Эскин Г. И., Ультразвуковая обработка расплавленного алюминия, М., 1965; Абрамов О. В., Кристаллизация металлов в ультразвуковом поле, М., 1972; Добаткин В. И., Эскин Г. И., Боровикова С. И., «Физика и химия обработки материалов», 1973, № 6, с. 14—17; Баландин Г. Ф., Формирование кристаллического строения отливок, 2 изд., М., 1973; Эскин Г. И., Ультразвук шагнул в металлургию, М., 1975. *Г. И. Эскин.*

КЮРИ ТОЧКА — температура Θ , при к-рой система взаимодействующих частиц, напр. кристаллич. тело, теряет устойчивость и переходит без поглощения или выделения тепла в новое состояние, отличающееся от исходного симметрией и физич. свойствами. Напр., у ферромагнетиков при понижении темп-ры T в К. т. ($T = \Theta$)

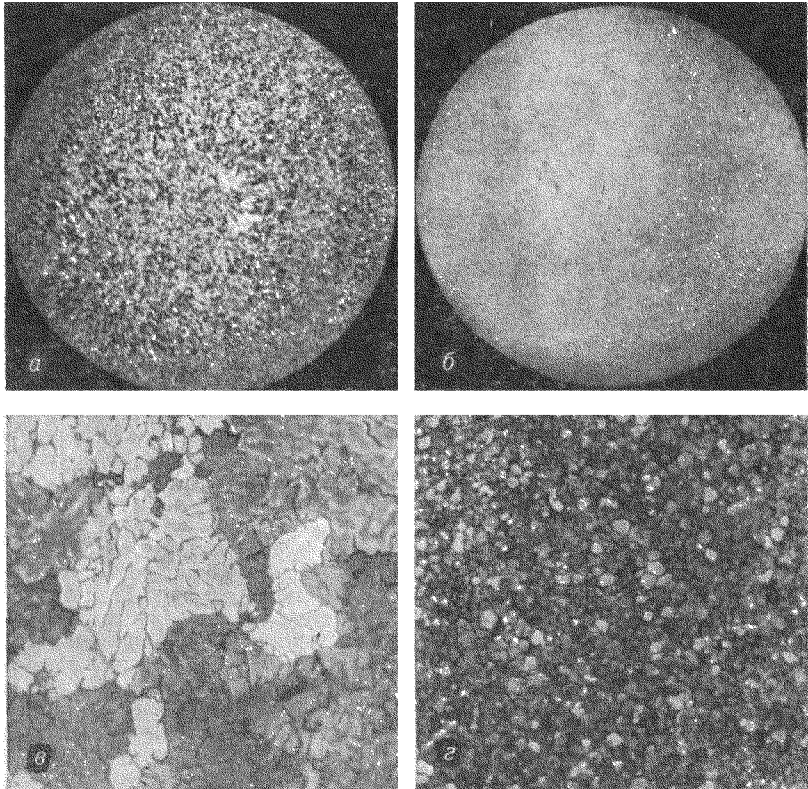


Рис. 2. Слиток из легированного алюминиевого сплава, полученного методом непрерывного литья: *а* и *в* — его макро- ($\times 1,0$) и микроструктура ($\times 150$) при литье без УЗ-вой обработки (размер дендритного зерна 400—500 мкм, размер ветви дендрита 30—35 мкм); *б* и *г* — его макро- и микроструктура при литье с УЗ-вой обработкой (размер субдендритного зерна 15—25 мкм).

имеет место переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние (см. *Ферромагнетизм*); у сегнетоэлектриков в К. т. осуществляется переход из неполярной (параэлектрич.) в полярную (сегнетоэлектрич.) фазу (см. *Сегнетоэлектричество*). Почти во всех случаях ниже К. т. имеет место более низкая симметрия (напр., кристаллич. ячейка при $T > \Theta$ кубическая, а при $T < \Theta$ тетрагональная). Переход через К. т. сопровождается рядом аномалий в температурных зависимостях параметров вещества: диэлектрич. и магнитной проницаемостей, модулей упругости, скорости звуковых волн, теплоёмкости, коэфф. теплового расширения и др. Выше К. т. магнитная и диэлектрическая проницаемости следуют закону Кюри — Вейса: $\varepsilon \approx V/(T - \Theta)$, где V — постоянная Кюри — Вейса, характерная для данного вещества, T — абсолютная темп-ра.

Переход через К. т. является фазовым переходом 2-го рода, характеризующимся плавным сдвиганием параметра перехода (например, спонтанной поляризации или намагнитченности) по мере роста температуры T и обращением его в нуль при $T = \Theta$, отсутствием поглощения или выделения теплоты при переходе и отсутствием эффекта переохлаждения или перегрева.

При нагревании системы в К. т. разупорядочивающее действие тепловых движений частиц не компенсируется силами взаимодействия (электрич., магнитными или др.), чем и обусловлена потеря динамич. устойчивости системы и переход её в состояние, характеризующееся более высокой симметрией.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Статистическая физика*, 2 изд., М., 1964 (Теоретич. физика, т.5); Вонсовский С. В., *Магнетизм*, М., 1971.
Р. Е. Пасынков.

Л

ЛИНЗА акустическая — устройство, осуществляющее фокусировку звука посредством изменения длины акустич. пути и *преломления звука* на границе раздела между материалом линзы и окружающей её средой. Подобно оптич. линзам, акустич. Л. ограничены двумя рабочими поверхностями и выполняются из материала, скорость звука в к-ром c_2 отлична от скорости звука в окружающей среде c_1 . Акустич. Л. могут быть изготовлены из твёрдых веществ, жидкостей или газов. В последних двух случаях жидкость или газ заключают в оболочку, к-рая должна быть достаточно тонкой, чтобы обеспечить максимальное прохождение энергии и незначительное дополнительное отклонение лучей при преломлении.

Свойства Л. определяются свойствами материала, из к-рого она изготовлена, и свойствами окружающей среды, а также формой преломляющих поверхностей Л. В зависимости от этой формы Л. бывают плоско-выпуклыми,

плоско-вогнутыми, двояковыпуклыми, двояковогнутыми и выпукло-вогнутыми. Л., образующие сходящиеся волновые фронты, наз. собирающими, или фокусирующими, а расходящиеся — рассеивающими.

В зависимости от показателя преломления для звуковых волн $n = c_1/c_2$ Л. наз. замедляющими при $n > 1$ и ускоряющими при $n < 1$. Если $n > 1$, то $c_2 < c_1$ и собирающая Л. должна иметь хотя бы одну выпуклую преломляющую поверхность. Сходящийся волновой фронт Σ (рис. 1, а) образуется в этом случае вследствие замедления распространения волны в тех частях Л., к-рые лежат ближе к акустич. оси. При $n < 1$, т. е. при $c_2 > c_1$, собирающая Л. должна иметь по крайней мере одну вогнутую преломляющую поверхность. Сходящийся волновой фронт Σ (рис. 1, б) образуется в этом случае вследствие ускорения распространения волны в частях Л., удалённых от акустич. оси. При выборе материала Л. стремятся к то-

му, чтобы его волновое сопротивление $\rho_2 c_2$ минимально отличалось от волнового сопротивления окружающей среды $\rho_1 c_1$ (ρ_2 и ρ_1 — плотности материала Л. и среды) с целью получения возможно большего коэфф.

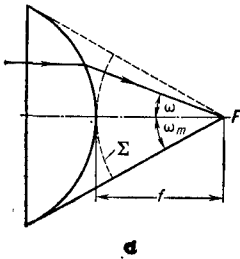
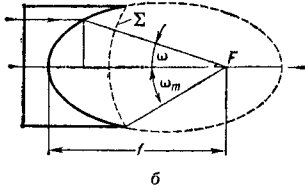


Рис. 1. Собирающие акустические линзы: а — замедляющая; б — ускоряющая; Σ — сходящийся волновой фронт; f — фокусное расстояние; ω_m — угол раскрытия фронта; ω — текущий угол; F — фокус.



б

прохождения энергии звуковой волны через граничные поверхности, а также к тому, чтобы коэфф. поглощения звука в материале Л. на рабочей частоте был мал.

Преломляющие поверхности могут иметь различную форму: сферическую, эллипсоидальную, гиперболоидальную и др. Плоско-эллиптич. (рис. 1, б) и плоско-гиперболич. (рис. 1, а) Л. применяются для концентрации энергии плоской волны, распространяющейся в направлении акустич. оси. Для лучей, распространяющихся под углом к акустич. оси, эти Л. дают значительные aberrации. Поэтому для получения звуковых изображений, напр. в системах звуковидения, целесообразнее применять Л. со сферич. преломляющей поверхностью. Ускоряющие Л. дают меньшие сферич. aberrации, чем замедляющие, поскольку чем меньше n , тем меньше продольная лучевая aberrация (см. Фокусировка звука). Если плоско-гиперболич. Л. сделать ускоряющей, а плоско-эллиптич. замедляющей, то эти Л. из фокусирующих превратятся в рассеивающие: падающую на них плоскую волну они будут превращать в расходящуюся (сферическую или цилиндрическую). Такие Л. употребляются для создания равномерных УЗ-

вых полей в большой части пространства при использовании излучателей малых размеров.

Основным параметром Л., характеризующим особенности её практического использования, является фокусное расстояние f . В случае применения Л. в звуковидении звуковое изображение образуется в плоскости, проходящей через фокус. При использовании Л. в УЗ-вых технологиях, устройствах важно знать фокусное расстояние, поскольку именно в фокусе достигается максимальная интенсивность УЗ. Величина f определяется коэфф. преломления n и геометрич. параметрами Л. Для плоско-сферич. Л.

$$f = \pm R_{\text{кр}} [1 + \alpha \cos \beta (1 + \sqrt{1 + 1/\alpha \cos \beta})],$$

где $R_{\text{кр}}$ — радиус кривизны преломляющей поверхности, β — угол между $R_{\text{кр}}$ и акустич. осью, когда $R_{\text{кр}}$ проходит через точку преломляющей поверхности, из к-рой выходит преломлённый луч, $\alpha = n^2/(1 - n^2)$, знак + относится к вогнутой, а знак — к выпуклой преломляющей поверхности. Для параксиальных лучей, т. е. лучей, идущих вблизи акустич. оси, $\beta > 0$ и фокусное расстояние

$$f_0 = \pm \frac{R_{\text{кр}}}{1 - n} = \pm \alpha R_{\text{кр}} \frac{1 + n}{n^2}.$$

Коэфф. усиления и разрешающая способность фокусирующих систем зависят от максимального угла раскрытия волнового фронта ω_m , к-рый для акустич. Л. ограничен и не может превосходить предельного значения $\omega_{\text{п}}$. Для ускоряющих Л. $\omega_{\text{п}}$ соответствует направлению падающего луча по касательной к преломляющей поверхности, а для замедляющих Л. — падеию луча под углом полного внутреннего отражения к этой поверхности. Для ускоряющей Л. с эллипсоидальной преломляющей поверхностью

$$\omega_{\text{п}} = \arccos n.$$

При использовании акустич. Л. в звуковидении или УЗ-вой технологии коэфф. усиления звукового давления в фокусе позволяет рассчитывать соответственно чувствительность приёмных устройств и максимальную интенсивность звука в фокусе. Для акустич. Л. коэфф. усиления K существенно зависит от коэфф. поглощения

звука α в материале Л.; напр., для Л. со сферич. преломляющей поверхностью

$$K = K_0 \frac{1 - \epsilon^{\alpha l}}{\alpha l},$$

где l — толщина Л., K_0 — коэфф. усиления той же Л. в отсутствии потерь.

Фокусирующие Л. могут создаваться не только путём придания опреде-

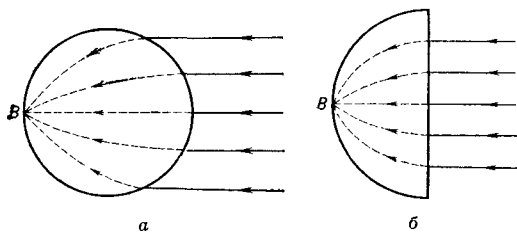


Рис. 2. Неоднородные линзы: а — линза Люнеберга; б — линза Максвелла; В — фокус линзы.

лённой формы преломляющим поверхностям, но и путём плавного непрерывного изменения показателя преломления материала по заданному закону — т. н. неоднородные Л. На практике применяются неоднородные Л. в форме сферы или прямого круглого цилиндра. Если показатель преломления внутри сферы или прямого цилиндра радиуса a изменяется с расстоянием R от центра или оси по закону

$$n(R) = \sqrt{2 - (R/a)^2},$$

то получается неоднородная Л. Люнеберга (рис. 2, а), основное свойство которой состоит в том, что плоская волна, падающая по любому направлению на Л., собирается в фокусе на её поверхности. Если же $n(R) = 2/[1 + (R/a)^2]$, то получается неоднородная Л. Максвелла (рис. 2, б); при нормальном падении на полудлинзу Максвелла плоской волны фокус располагается также на её поверхности.

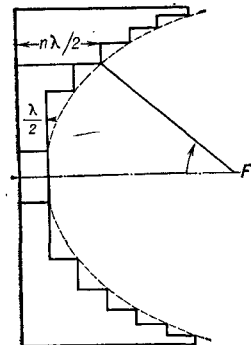


Рис. 3. Зональная линза: F — фокус линзы.

Коэфф. прохождения звуковой волны через обычную Л. с плавным изменением профиля (рис. 1) зависит от толщины Л. l , достигая максимума при $l_{\text{шах}} = n\lambda/2$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) и минимума при $l_{\text{мин}} = (2n - 1)\lambda/4$, где λ — длина УЗ-вой волны в материале линзы. Чтобы этого избежать, делают т. н. зональные Л. ступенчатой формы с толщиной ступеней, равной $n\lambda/2$ (рис. 3). Вписанная в Л. кривая представляет собой часть эллипса или окружности.

На практике применяются также волноводные акустич. Л., к-рые представляют собой набор каналов, различающихся по акустич. длине пути на λ (рис. 4). В фокусе такой Л. происходит синфазное сложение волн, прошедших через каналы. Акустич. Л. с переменным фокусным расстоянием представляют собой оболочку из податливого материала, напр. резины, заполненную жидкостью (при этом $c_2 < c_1$). Изменяя статич. давление жидкости внутри оболочки, можно менять её радиусы кривизны и тем самым — фокусное расстояние Л. Такие Л. удобны, напр., для подводных

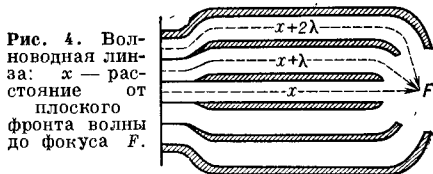


Рис. 4. Волноводная линза: x — расстояние от плоского фронта волны до фокуса F.

звуконизоров, т. к. позволяют дистанционно регулировать фокусное расстояние без механич. перемещений Л.

Лит.: Розенберг Л. Д., Звуковые фокусирующие системы, М.—Л., 1949, с. 69—91; его же, в кн.: Источники мощного ультразвука, М., 1967 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 1), с. 149—206; Тартаковский Б. Д., «Акуст. ж.», 1962, т. 8, № 2, с. 228—32; Каневский И. Н., Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977; Тагросу Т., «Ultrasonics», 1965, в. 3, р. 115—27.
И. Н. Каневский.

ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ ультразвуковые (УЛЗ) — устройства, предназначенные для задержки электрич. сигналов на время от долей микросекунд до десятков миллисекунд, основанные на использовании упругих волн. Применяются в раз-

личных областях электронной техники (радиолокационная аппаратура, устройства связи, телевидение, вычислительные машины и др.). УЛЗ состоят из трёх основных элементов (рис. 1,а): входного 1 и выходного 2 электроакустических преобразователей, преобразующих соответственно электрич. колебания в упругие на входе УЛЗ и упругие колебания в электрические на её выходе, и звукопровода 3,

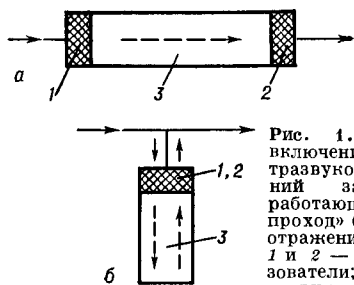


Рис. 1. Схемы включения ультразвуковых линий задержки, работающих «на проход» (а) и «на отражение» (б); 1 и 2 — преобразователи; 3 — звукопровод.

тогового пучка с распространяющимися в звукопроводе объёмными или поверхностными упругими волнами (см. *Акустооптика*). Однако широкого применения такие УЛЗ не получили.

Основные параметры УЛЗ. Время задержки T определяется длиной пути L , проходимогo упругими волнами в звукопроводе от входного преобразователя до выходного, и скоростью их распространения c , т. е. $T = L/c$. Рабочая частота f_0 примерно равна резонансной частоте преобразователей. Частота f задерживаемого радиосигнала должна совпадать с f_0 . В случае задержки видеосигнала его следует сначала преобразовать в радиосигнал с частотой заполнения, равной f_0 , а затем выделить огибающую задержанного сигнала (продетектировать). Возможна и непосредственная задержка видеосигнала, однако при этом неизбежны значительные искажения его формы и некое увеличение потерь в УЛЗ. Полоса пропускания Δf определяется преимущественно *добротностью* преобразователей. В широкополосных УЛЗ с большой задержкой Δf зависит также и от частотной характеристики потерь распространяющихся в звукопроводе упругих волн. Потери в УЛЗ, определяемые обычно коэфф. $D = 10 \lg W_{вх}/W_{вых}$, где $W_{вх}$ и $W_{вых}$ — мощности сигнала соответственно на входе и на выходе УЛЗ, складываются из потерь на двукратное электроакустич. преобразование на входном и выходном преобразователях и потерь при распространении упругих волн в звукопроводе. Первые зависят от типа применяемых преобразователей, их материала и конструкции, а вторые — от частоты (растут с её увеличением), а также от материала и конструктивных особенностей звукопровода. Уровень ложных сигналов (УЛС) определяется отношением амплитуды наибольшего из ложных сигналов к амплитуде задержанного сигнала. К ложным относятся все сигналы на выходе УЛЗ, задержка к-рых отличается от заданной. Величина УЛС существенно зависит от конструкции звукопровода. Температурный коэффициент задержки (ТКЗ) определяется гл. обр. зависимостью скорости распространения упругих волн в звукопроводе от темп-ры, что,

в к-ром распространяются упругие волны. Задержка в УЛЗ обусловлена относительно малой скоростью распространения упругих волн в звукопроводе (приблизительно в 10^5 раз меньше скорости распространения электромагнитных волн). В зависимости от характера включения УЛЗ могут работать «на проход» (рис. 1,а) или «на отражение» (рис. 1,б). В первом случае входной и выходной преобразователи разделены, во втором — один и тот же преобразователь работает как входной в момент подачи на него задерживаемого сигнала и как выходной при съёме с него задержанного сигнала. Вследствие обратимости УЛЗ любой из концов линии (при включении «на проход») может рассматриваться как входной или выходной, поэтому обозначения «вход» и «выход» в УЛЗ условны. Для электроакустич. преобразования в УЛЗ используются преимущественно *пьезоэлектрические преобразователи*, а в нек-рых случаях — *магнитострикционные преобразователи*. Звукопроводом УЛЗ служит твёрдая среда, в к-рой упругие волны распространяются с относительно малыми потерями.

Помимо описанных, известны также акустооптич. УЛЗ, в к-рых фиксация задержанного сигнала осуществляется с использованием взаимодействия све-

в свою очередь, определяется его материалом. В зависимости от назначения УЛЗ преобладающее значение получают те или иные из упомянутых параметров.

УЛЗ условно можно разделить на три группы в зависимости от вида применяемых упругих волн, формы звукопровода и его размеров. В УЛЗ на объёмных волнах акустич. энергия локализуется по всему сечению звукопровода, размеры к-рого существенно превышают длину упругих волн; в УЛЗ на *поверхностных волнах* упругие волны распространяются по поверхности звукопровода, размеры сечения к-рого также превышают длину упругих волн (акустич. энергия локализуется здесь в поверхностном слое, глубина к-рого соизмерима с длиной волны); в *волноводных УЛЗ* акустическая энергия локализуется по всему сечению звукопровода, однако его размеры соизмеримы с длиной распространяющихся в нём упругих волн.

В каждой из перечисленных групп можно выделить специальные, функционально обособленные УЛЗ. К ним относятся: калибрационные, включаемые «на отражение», дающие на выходе последовательность равноотстоящих друг от друга задержанных сигналов при подаче на вход одиночного сигнала и применяемые преимущественно для контроля параметров радиолокационной аппаратуры; многоотводные, у к-рых несколько выходов с различными задержками при одном общем входе, применяемые в основном для формирования кодированных сигналов и в качестве согласованных фильтров для их обработки; переменные, с плавно меняющейся задержкой, применяемые в специальной измерительной аппаратуре; дисперсионные, у к-рых время задержки сигналов зависит от частоты и к-рые широко используются в устройствах формирования и сжатия сигналов с внутримпульсной частотной модуляцией. Для дисперсионных УЛЗ в связи со специфич. характером их использования, помимо перечисленных параметров, обычно указываются также коэфф. сжатия (произведение полосы пропускания дисперсионной УЛЗ Δf на время дисперсии, или длительность растянутого сигнала τ) и уровень боковых лепестков у сжатого сигнала.

Перечисленные УЛЗ относятся к т. н. пассивным устройствам. Применение пьезополупроводника в качестве материала звукопровода позволяет использовать эффект *усиления ультразвука* (акустоэлектронное взаимодействие), благодаря чему возможно существенное уменьшение потерь в УЛЗ; такие линии задержки наз. активными (см. *Акустоэлектроника*).

УЛЗ на объёмных волнах. Звукопроводы этих УЛЗ изготавливаются из плавного кварца, магневого сплава, специального стекла, монокристаллов кварца и солей NaCl, KCl и др., соответственно они обычно наз. кварцевые, магниевые, стеклянные и монокристаллические. Увеличение времени задержки в пределах заданного размера звукопровода достигается за счёт многократных отраже-

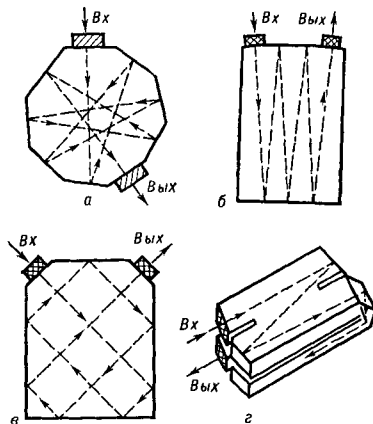


Рис. 2. Направления распространения ультразвукового пучка в ультразвуковых линиях задержки с звукопроводами различной формы: а — многоугольной; б — прямоугольной с малыми углами отражения; в — прямоугольной с углами отражения 45° ; г — «двухэтажной».

ний УЗ-вого пучка от границ звукопровод — воздух на пути от входа до выхода УЛЗ (рис. 2). Преобразователями в этих УЛЗ служат пьезоэлектрики преимущественно из пьезокерамики или из кристаллич. кварца, к-рые закрепляются (приклеиваются, припаиваются или привариваются с помощью диффузионной сварки) на входном и выходном концах звукопровода. Типичные значения параметров перечисленных УЛЗ приведены в табл. 1.

Табл. 1. — Типичные значения основных параметров УЛЗ на объёмных волнах

УЛЗ	Параметры						
	T, мкс	f ₀ , МГц	Δf/f ₀	D, дБ	УЛС, дБ	ТКЗ 10 ⁻⁶ , 1/град	
Кварцевые	до 3000	20—60	0,2—0,5	до 50	от - 26 до - 40	от - 70 до - 110	
Магниевого	до 1000	10—60	0,1—0,3	до 60	от - 20 до - 30	от + 155 до + 250	
Монокристаллические	до 4000	20—60	0,2—0,4	до 56	от - 26 до - 40	+ 90	
Стекланные	до 1000	4—60	0,2—0,5	до 70	от - 26 до - 40	от + 0,5 до + 10,0	
Термокомпенсируемые	{ кристаллический кварц плавленный кварц-магниевого сплава	до 1000	10—30	0,2—0,3	до 80	от - 26 до - 30	от ± 1,5 до ± 2,0
		до 700	10—30	0,1—0,2	до 60	от - 20 до - 30	от ± 3 до ± 4
Калибрационные	1—20	10—150	0,1—0,3	—	—	—	

Сравнительно малый ТКЗ стекланных УЛЗ определяется свойствами специального стекла, из которого изготовлен звукопровод. Потери в этом стекле тем больше, чем ниже значение ТКЗ. Поэтому максимальная задержка при ТКЗ ~ 10⁻⁶ 1/град не превосходит 100 мкс, в то время как при ТКЗ = 10⁻⁵ 1/град задержка может достигать 1000 мкс. Уменьшение ТКЗ в термокомпенсируемых УЛЗ из кристаллич. кварца достигается благодаря разнице в знаке ТКЗ на различных участках пути, проходимого УЗ в звукопроводе. Аналогичным образом в кварцево-магниевого УЛЗ для уменьшения ТКЗ используется разность в знаке ТКЗ для плавного кварца и магниевого сплава. Величины потерь в кварцевых и магневых УЛЗ с преобразователями из кристаллич. кварца указаны в табл. 1. Применение пьезокерамич. преобразователей позволяет снизить потери на 20—30 дБ.

К а л и б р а ц и о н н ы е УЛЗ на объёмных волнах имеют звукопровод в форме прямого бруска с прямоугольным или круглым сечением, на одном из торцов которого закреплён преобразователь, а интервал задержки определяется двойной длиной звукопровода. Значения их параметров см. в табл. 1. У м н о г о о т в о д н ы х УЛЗ (рис. 3) число отводов обычно не превышает 20—30, время задержки

может быть от единиц до сотни мкс с разницей между отводами от долей до десятков мкс. Остальные параметры практически не отличаются от указанных в табл. 1 применительно к соответствующему материалу звукопровода. В п е р е м е н н ы х УЛЗ плавное изменение задержки осуществляется изменением рабочей длины зву-

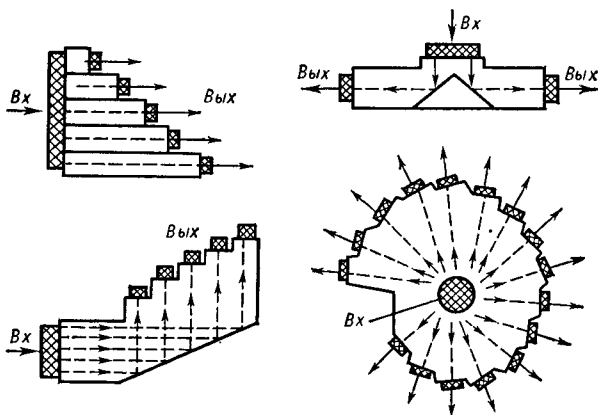


Рис. 3. Примеры конструкций многоотводных ультразвуковых линий задержки на объёмных волнах.

копровода, что, в свою очередь, достигается смещением одной его части относительно другой (рис. 4,а,б) или путём перемещения электрода по одному из преобразователей, закреплённого на звукопроводе клиновидной формы (рис. 4,в). Акустич. контакт между смещаемыми частями звукопроводов достигается с помощью жидкого переходного слоя (смола, масло и др.). Звукопроводы переменных УЛЗ изготавливаются преимущественно из плавного кварца или из магниевого

сплава. Скорость изменения задержки здесь не превосходит 10 мкс/с, а интервал изменения задержки составляет 10—20 мкс. К недостаткам этих УЛЗ относятся неустойчивость

неэквидистантной решётки и вторым преобразователем также позволяет имитировать эффект дисперсии.

Время дисперсии в перпендикулярно-дифракционных УЛЗ, работающих на частотах $\sim 20\text{--}60$ МГц, не превышает 20 мкс. Клиновые дисперсионные УЛЗ работают на частотах 20—1000 МГц; время дисперсии здесь не превышает 10 мкс на $f_0 = 20$ МГц и уменьшается до 1—2 мкс с увеличением f_0 . Коэфф. сжатия в этих УЛЗ может достигать 500 при уровне боковых лепестков, не превышающем -30 дБ.

УЛЗ на объёмных волнах, работающие на частотах 400—500 МГц и выше, наз. гиперзвуковыми линиями задержки (ГЛЗ). Звуконепроводы ГЛЗ изготавливаются преимущественно из монокристаллов кварца, ниобата лития, рутила, сапфира, рубина, железо-иттриевого граната (ЖИГ) и алюмо-иттриевого граната (АИГ). Звуконепроводы вырезаются из кристалла и имеют вид бруска с заданной кристаллографич. ориентацией. Возбуждение и приём гиперзвука в ГЛЗ со звуконепроводами из непьезоэлектриков (сапфира, рубина и др.) осуществляются плёночными преобразователями преимущественно из CdS и ZnO, напылёнными на торцы бруска (на один или на оба в зависимости от включения ГЛЗ «на отражение» или «на проход» соответственно). Применяются также и магнито-

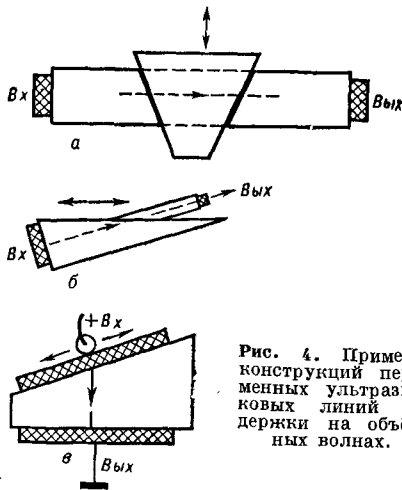


Рис. 4. Примеры конструкций переменных ультразвуковых линий задержки на объёмных волнах.

задержанного сигнала в процессе изменения задержки и относительно высокий УЛС (более -20 дБ). К дисперсионным УЛЗ могут быть отнесены перпендикулярно-дифракционные и клиновые. У первых входной и выходной преобразователи выполнены в виде однофазных неэквидистантных решёток (т. е. решёток с переменным шагом — расстоянием между соседними электродами; решётка с постоянным шагом наз. эквидистантной), образованных параллельными полосками из пьезоэлектрика (напр., из CdS или ZnO), нанесёнными на взаимно перпендикулярные грани звуконепровода из плавленого кварца (рис. 5,а). Эффект дисперсии скорости звука здесь имитируется благодаря разнице в расстояниях, проходящих волнами различной длины, излучёнными входной решёткой в направлении выходной под разными углами (дифракционные максимумы решётки). У вторых (рис. 5,б) преобразователь в виде неэквидистантной однофазной решётки наносится на наклонную грань клина, а другой преобразователь в виде пластины или плёнки закреплен на боковой грани. Разница в расстояниях между отдельными частотно-избирательными участками

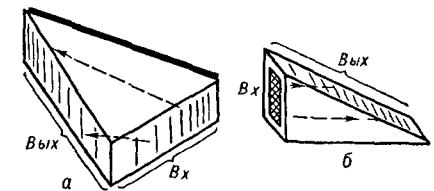


Рис. 5. Дисперсионные линии задержки: а — перпендикулярно-дифракционная; б — клиновая.

стрикционные преобразователи, в качестве которых используются никелевые плёнки. В таких ГЛЗ (рис. 6,а) поверх активной плёнки 1, напылённой на звуконепровод 2, напыляется плёнка электрода 3 (золото, серебро и др.). Время задержки в ГЛЗ с плёночными преобразователями редко превышает 15—20 мкс на частотах до

1—3 ГГц и уменьшается до 0,5—2 мкс с повышением частоты до 10 ГГц. Величина потерь в этих ГЛЗ составляет 40—60 дБ при

$$\Delta f/f_0 = 0,2-0,5.$$

Возможность пробоя плёнок заставляет ограничивать среднюю мощность импульсов, подаваемых на вход ГЛЗ, величиной ~ 50 МВт.

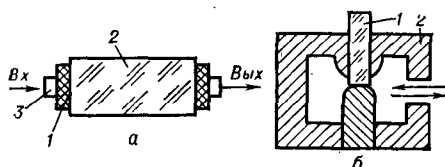


Рис. 6. Гиперзвуковые линии задержки: а — с плёночными преобразователями (1 — плёнка, 2 — звукопровод, 3 — электр.); б — со звукопроводом 1 из пьезоэлектрика, закреплённым в резонаторе 2.

В ГЛЗ со звукопроводами из пьезоэлектрика (напр., из кристаллич. кварца или ниобата лития — рис. 6, б) преобразование осуществляется также и путём непосредственного взаимодействия электрич. поля резонатора 2 с приповерхностным слоем торца звукопровода 1, закреплённого в этом резонаторе. Эти ГЛЗ работают на частотах до 3—4 ГГц и обеспечивают задержки 5—10 мкс при относительной полосе пропускания 0,01—0,02 и потерях до 70 дБ для ниобата лития или 90—100 дБ для кристаллич. кварца. Максимально допустимая импульсная мощность на входе таких ГЛЗ составляет до 1 кВт. Существенное уменьшение потерь в ГЛЗ и соответственно увеличение задержки (например, до 1000 микросекунд и более на частотах до 3—4 ГГц при потерях 60—70 дБ) может быть достигнуто охлаждением звукопровода до 70 К и ниже.

Переменные и дисперсионные ГЛЗ реализуются с применением магнитоупругих волн, возбуждаемых в звукопроводе из ЖИГ. Изменение задержки здесь обусловлено гл. обр. переносом областей возбуждения и приёма магнитоупругих волн, что, в свою очередь, достигается изменением напряжённости внешнего постоянного магнитного поля (т. е. поля подмагничивания). Пределы изменения задержки в такой электрически регулируемой

переменной ГЛЗ равны 1—10 мкс, потери составляют до 70 дБ на частотах до 3 ГГц. На частотах до 9 ГГц потери возрастают до 100 дБ при максимальной задержке около 5 мкс. Т. к. дисперсионные свойства магнитоупругих волн сказываются различно при различных значениях напряжённости внешнего магнитного поля H_0 , то в переменных ГЛЗ используется область H_0 , где дисперсионные свойства выражены слабо. Поэтому относительная полоса пропускания таких ГЛЗ не превышает 0,05—0,1. Дисперсионные ГЛЗ на магнитоупругих волнах работают на частотах до 9 ГГц и обеспечивают дисперсию в пределах долей мкс в относительной полосе пропускания до 0,1.

УЛЗ на поверхностных акустических волнах (ПАВ) получили широкое распространение в качестве микроминиатюрных устройств для обработки сигналов. Эти линии обычно наз. УЗ-вы независимо от их рабочей частоты. Электромеханич. преобразование осуществляется здесь с помощью электродов, нанесённых на поверхность пластины, к-рая служит звукопроводом, в виде двухфазных эквидистантных или неэквидистантных решёток (рис. 7) (их наз. также «встречно-штыревыми»). Ширина электродов и промежутков между ними в направлении распространения ПАВ в большинстве случаев равна $\lambda/4$, где λ — длина волны ПАВ. Толщина электродов обычно не превышает 0,1—0,2 мкм. Пластина звукопровода вырезается из монокристалла пьезоэлектрика (кристаллич. кварца, ниобата ли-

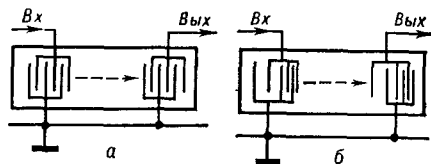


Рис. 7. Схемы ультразвуковых линий задержки на поверхностных волнах с преобразователями в виде а — эквидистантных, б — неэквидистантных решёток.

тия, германата висмута и др.) или изготавливается из уплотнённой пьезокерамики. Чистота обработки рабочей поверхности звукопровода при работе на частотах до 200—300 МГц не ниже 14-го класса. Для работы на более вы-

соких частотах поверхность обрабатывается с помощью ионной бомбардировки. Нанесение решёток на рабочую поверхность звукопровода для частот до 500 МГц (ширина электродов порядка 1—2 мкм) осуществляется методом фотолитографии, а для более высоких частот — с применением рентгенолитографии и электролитографии. Известны также УЛЗ на ПАВ, в к-рых материалом звукопровода служит пьезоэлектрик (напр., плавный кварц), а материалом решёток — активные плёнки пьезоэлектриков CdS или ZnO. Однако такие УЛЗ пока не получили широкого распространения. Параметры УЛЗ на ПАВ зависят: время задержки — от скорости распространения ПАВ и расстояния между решётками, рабочая частота и полоса пропускания — от структуры и размеров решёток, потери — от материала звукопровода и чистоты обработки его поверхности. Низкий УЛС достаточно просто достигается здесь нанесением поглощающих покрытий на нерабочие поверхности звукопровода. Типичные значения основных параметров УЛЗ на ПАВ со звукопроводами из наиболее часто применяемых материалов даны в табл. 2.

Табл. 2. — Типичные значения основных параметров УЛЗ на поверхностях волнах

Материал звукопровода	Параметры			
	T , мкс	f_0 , МГц	$\Delta f/f_0$	D , дБ
Кристаллич. кварц . . .	1—100	$10-10^3$	0,15	30—60
Ниобат лития	1—20	$10-3 \cdot 10^3$	0,3	8—40
Германат висмута	1—100	10—60	0,15	20—50
Пьезокерамика	1—20	10—30	0,3	8—15

УЛС в этих УЛЗ обычно не превышает —40 дБ. Относительная полоса пропускания в отдельных случаях может быть расширена до 1,0. При работе в СВЧ диапазоне (до $3 \cdot 10^3$ МГц) задержка обычно не превышает единицы мкс.

Существенное увеличение времени задержки возможно в т. н. спиральных и дисковых УЛЗ на ПАВ. В спиральных УЛЗ (рис. 8,а) звукопровод (преимущественно из ниобата лития) имеет две скрученные торцевые поверхно-

сти, поэтому траектория УЗ-вого пучка имеет вид спирали. Задержка УЛЗ этого типа может достигать 2000 мкс при $f_0 = 50-60$ МГц. В дисковых УЛЗ (рис. 8,б) увеличение пути, проходимого УЗ-вым пучком, достигается многократной его циркуляцией вокруг

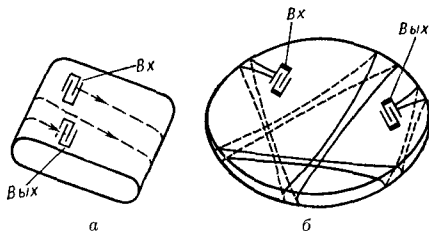


Рис. 8. Схема спиральной (а) и дисковой (б) линий задержки.

замкнутой поверхности тонкого диска из монокристалла пьезоэлектрика. Переход пучка с одной рабочей поверхности диска на другую происходит по плавно искривлённой торцевой поверхности диска, к-рая служит для пучка как бы геодезич. «линзой». Ряд таких «линз» на пути пучка позволяет задать определённую направленность распространения пучка ПАВ. Соответствующая кристаллографич. ориентация кристалла, из к-рого изготовлен диск, может обеспечить разницу в знаках ТКЗ для отдельных участков траектории пучка, при к-рой в этой линии имеет место термокомпенсация. При этом возможен ТКЗ порядка 10^{-6} 1/град. В случае работы дисковой УЛЗ со звукопрово-

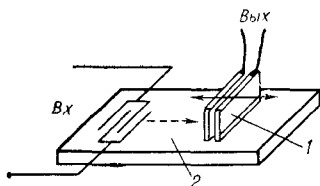


Рис. 9. Переменная линия задержки на поверхностных волнах с перемещающейся парой электродов.

дом из кристаллич. кварца на частотах 40—60 мГц возможна задержка до 250 мкс при $D \approx 40$ дБ и УЛС ниже —30 дБ.

Переменная УЛЗ на ПАВ (рис. 9) реализуется путём механич. перемещения пары электродов 1 вдоль

рабочей поверхности звукопровода 2 из кристалла кварца. Такая УЛЗ обеспечивает плавное изменение времени задержки T в пределах от 1 до 10—20 мкс на частотах 10—30 МГц

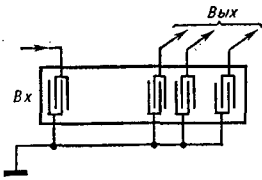


Рис. 10. Многоотводные линии задержки на поверхностных волнах.

благодаря разнице в расстояниях между участками входной и выходной решёток, работающими на различных частотах (участки с различным шагом решёток). На рис. 11,а показано расположение неэквидистантных решёток, при к-ром с увеличением f уменьшается T , а на рис. 11,б — наоборот (противоположный наклон дисперсионной характеристики). На рис. 11,в показана возможность реализации и того и другого эффекта в одной УЛЗ, имеющей два входа и один выход. Известны дисперсионные УЛЗ, у к-рых входом и выходом служат две эквидистантные решётки (рис. 12), а эффект дисперсии имитируется с помощью двух отражающих неэквидистантных решёток, выполненных в виде двух рядов отражающих элементов, повернутых навстречу друг другу на 45° относительно направления распространения ПАВ. Отражающим эле-

с полосой пропускания 3—10 МГц при потерях 60—70 дБ. Многоотводные УЛЗ (рис. 10) получили широкое распространение благодаря относительной простоте их реализации. В многоотводных УЛЗ, работающих на частотах до 10^3 МГц, число отводов ограничено минимальным интервалом между ними, соответствующим

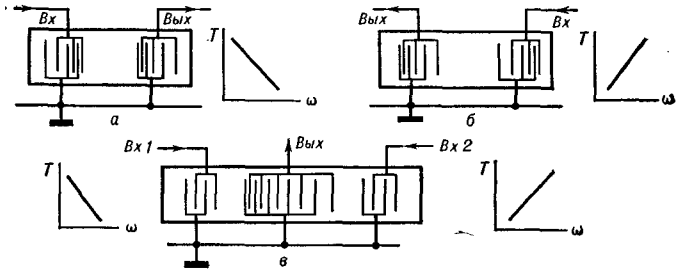


Рис. 11. Схемы дисперсионных линий задержки, у которых: а — время задержки T с увеличением частоты $\omega = 2\pi f$ уменьшается; б — время T с увеличением ω увеличивается; в — совмещены оба эффекта.

щим T около 0,1 мкс. Дисперсионные УЛЗ на ПАВ получили наибольшее распространение во многих областях техники, т. к. позволяют относительно просто осуществлять преобразование и обработку сигналов. Эффект дисперсии в них имитируется

элементами здесь могут служить: тонкие металлич. полоски, шунтирующие электр. поле на поверхности пьезокристалла; полоски из диэлектрика, механически нагружающие заданные участки поверхности; канавки; участки поверхности с различными плот-

Табл. 3. — Типичные значения основных параметров дисперсионных УЛЗ на поверхностных волнах

f_0 , МГц		20—300	300—700	700—2000	
$\Delta f/f_0$		от 0,1 до 0,3 (в отдельных случаях до 1,0)			
Коэфф. потерь D , дБ	Материал звукопровода	ниобат лития	15—20	20—40	50
		кристаллический кварц	на 10—15 дБ больше		
Коэфф. сжатия	Материал звукопровода	ниобат лития	до 1000—1500		
		кварц	до 1500—2000		
Уровень боковых лепестков, дБ		до -40			

ностью и упругостью, изменение k -рых достигается ионным внедрением или внесением металла путём диффузии.

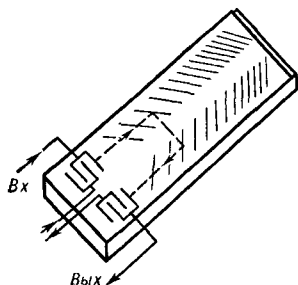


Рис. 12. Дисперсионная линия задержки с отражающими канавками.

Волноводные УЛЗ в зависимости от формы звукопровода делятся на ленточные (полосковые), в k -рых используются сдвиговые волны, и проволочные, в k -рых применяются продольные и преимущественно крутильные волны. Ленточные звукопроводы волноводных УЛЗ изготавливаются из алюминиевых сплавов, а также из специальных термостабильных сплавов на основе инвара. Преобразователями в этих УЛЗ служат пьезопластики из кристаллического кварца или из пьезокерамики, закрепляемые на концах лент, служащих звукопроводами. Проволочные УЛЗ изготавливаются из сплавов на основе никеля и из дисперсионно-твердеющих термостабильных сплавов. Преобразователями в проволочных УЛЗ, работающих на крутильных волнах, служат пьезокерамич. преобразователи цилиндрич. формы с соответствующей поляризацией или магнитострикционные преобразователи (в этом случае имеет место преобразование продольных волн в крутильные). Волноводные УЛЗ с магнитострикционными преобразователями наз. магнитострикционными УЛЗ. К ним относятся и проволочные УЛЗ, работающие на продольных волнах (рис. 13). Время задержки определяется расстоянием между входным 1 и выходными 2 и 3 преобразователями; постоянные магниты 4, создающие поле подмагничивания, исключают удвоение частоты задерживаемого сигнала.

Верхнее значение рабочей частоты волноводных проволочных УЛЗ обычно не превосходит 4—5 МГц и ленточных — 10—20 МГц. Оно ограничено технологич. условиями: толщиной ленточных или диаметром проволочных звукопроводов, а также и размерами используемых преобразователей, k -рые должны быть существенно меньше длины распространяющихся в звукопроводе волн ($\lambda = 0,6—1,0$ мм при $f_0 = 5$ МГц). Основное преимущество волноводных УЛЗ — возможность получения задержки до 20 мс при $\Delta f/f_0$ до 0,5 и потерях не более 20—30 дБ (при $f_0 = 0,5—1,0$ МГц и $\Delta f/f_0 = 0,1$ может быть получена задержка до 100 мс). К числу волноводных УЛЗ, ещё не получивших широкого распространения, но достаточно перспективных, относятся волоконные УЛЗ со звукопроводом в виде волокна капиллярного типа, изготовленного из звукопроводящего стекла (напр., из плавленного кварца). Диски из пьезокерамики, закреплённые на концах волоконной нити и служащие пьезопреобразователями в этих УЛЗ, возбуждают ПАВ, распространяющиеся по внутренней поверхности капилляра. В волоконных УЛЗ получена задержка до 700 мкс на частотах до 100 МГц при относительной полосе пропускания до 0,15—0,3 и потерях до 70 дБ.

Многоотводные и переменные волноводные УЛЗ достаточно просто реализуются на основе магнитострикци-

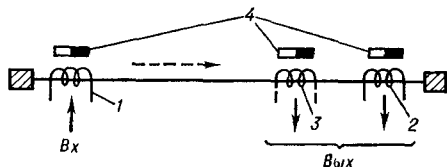


Рис. 13. Схема устройства магнитострикционной линии задержки: 1 — входной, 2 — выходной, 3 — дополнительный преобразователи; 4 — постоянные магниты.

онных УЛЗ. Так, для создания многоотводных УЛЗ достаточно на выходе магнитострикционных УЛЗ ввести соответствующее число дополнительных преобразователей (напр., 3 на рис. 13). Изменение задержки осуществляют механическим перемещением вдоль звукопровода одного из преобразователей. Параметры этих специ-

альных УЛЗ практически не отличаются от параметров магнитоотричных УЛЗ, приведенных выше. Однако одним из существенных их недостатков является слабая виброустойчивость. Широко используются волноводные дисперсионные УЛЗ с ленточным звукопроводом, толщина к-рого равна половине длины распространяющейся в нём продольной нормальной волны. Такие УЛЗ работают на частотах до 30 МГц. Изменение времени задержки в пределах линейного участка дисперсионной характеристики может составлять до 100 мкс и более. При нелинейности дисперсионной характеристики $\sim 2\% \Delta f/f_0$ обычно не превышает 0,1. Для расширения $\Delta f/f_0$ до 0,5 при нелинейности дисперсионной характеристики не более $\pm 1,5\%$ применяются ленточные звукопроводы с толщиной, изменяющейся по длине звукопровода. Дисперсионные УЛЗ с проволочными звукопроводами из-за технологич. ограничений работают на частотах до 2—3 МГц. Коэфф. сжатия в таких УЛЗ не превышает 100—150 при уровне боковых лепестков порядка от —25 до —30 дБ.

Разновидностью описанных являются ленточные дисперсионные УЛЗ со звукопроводом в виде слоистого волновода, состоящего из относительно толстой подложки и нанесенной на неё тонкой плёнки, толщина к-рой соизмерима с длиной распространяющихся в этом звукопроводе волн Лява (см. *Поверхностные волны*). В зависимости от рабочей частоты дисперсионной УЛЗ материалами звукопровода могут быть поликристаллич., аморфные или монокристаллич. вещества, при этом скорость распространения волн Лява в подложке должна быть всегда больше, чем в плёнке. Материалами подложки слоистых волноводов в большинстве случаев служат кремний, кристаллич. кварц, бериллий, ниобат лития и плавленный кварц, а материалами плёнки — вольфрам, германий и стекло. Возбуждение и приём волн Лява осуществляется двухфазными эквидистантными решётками, если материалом подложки служит пьезоэлектрик (напр., кристаллич. кварц или ниобат лития), или с помощью пьезопластинок, закреплённых на концах звукопровода.

Лит.: Соколинский А. Г., Сухаревский Ю. М., Магниево-ультра-

звуковые линии задержки, М., 1966; Каринский С. С., Устройствa обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах, М., 1975; Морозов А. И. и др., Пьезополупроводниковые преобразователи и их применение, М., 1973; Захарьячев Л. И., Конструирование линий задержки, М., 1972; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; Эвелет, Обзор ультразвуковых линий задержки, работающих на частотах ниже 100 МГц, «ТИИЭР», 1965, т. 5, № 10; Поверхностные акустические волны — устройствa и применение, «ТИИЭР», 1976, т. 54, № 5; Турнуа, Лярдэ, Линии задержки с диспергирующей волной Лява для сжатия широкополосных индексов, [пер. с англ.], «Зарубежная радиоэлектроника», 1971, № 6; Такер Дж., Рэмpton В., Гиперзвук в физике твёрдого тела, пер. с англ., М., 1975; Olson F. A., Today's microwave acoustic (bulk wave) delay lines, «Microwave J.», 1970, v. 13, № 3.

А. Г. Соколинский.

ЛОКАЦИЯ у л т р а з в у к о в а я — метод обнаружения и исследования объектов путём анализа излучённых ими или отражённых от них УЗ-вых волн. Если определение направления на объект и его местоположения производится по созданному им звуковому полю, Л. наз. п а с с и в н о й, а если по отражению от него сигнала, излучаемого специальными устройствами, то — а к т и в н о й. При активной Л. пользуются как импульсным, так и непрерывным излучением звука. В импульсном режиме расстояние R до объекта определяется по времени t запаздывания отражённого эхо-сигнала, причём $R = \frac{1}{2} ct$, где c — скорость звука в среде. В непрерывном режиме расстояние определяют, измеряя разность фаз посылаемого и отражённого сигнала. Л. с использованием искусственных источников УЗ применяется в УЗ-вой дефектоскопии, гидролокации и навигации, медицине (см. *Диагностика*) и других отраслях человеческой деятельности. Предпринимаются попытки использовать УЗ-вую Л. для ориентации в пространстве человека с отключённым или ограниченным зрением, т. н. УЗ-вые локаторы для слепых.

Л о к а ц и я у ж и в о т н ы х. В природе УЗ-вая Л. обнаружена у нек-рых представителей птиц и млекопитающих: летучих мышей, обычно ведущих ночной образ жизни, птиц гуахаро, обитающих в тёмных пещерах, нек-рых землероек, нек-рых представителей зубатых китов — жителей водной среды, где возможности зри-

тельного восприятия ограничены. Л. служит для ориентации животных в пространстве, а также для обнаружения и преследования добычи. Эффективность УЗ-вой Л. у них велика. Так, летучие мыши обнаруживают проволоку диаметром 0,2 мм, натянутую на расстоянии 5 мм от плоской отражающей поверхности. Дельфин афалина обнаруживает свинцовый шарик диаметром 3 мм на расстоянии 4 м. С помощью УЗ-вой Л. дельфины легко различают мишени, к-рые незначительно отличаются по форме или по материалу.

УЗ-вые сигналы, излучаемые животными для целей Л., имеют либо импульсный, либо гармонич. характер. Гармонич. сигналы наиболее характерны для летучих мышей. Так, у гладконосой летучей мыши сигнал начинается с частоты 75 кГц, продолжается 2—5 мс и за это время его частота линейно падает до 45 кГц. У большого подковоноса тон постоянной частоты 81—82 кГц длится в течение 40—100 мс, но в конце сигнала его частота быстро (за 1—3 мс) падает до 60—70 кГц (рис. 1, а). У других летучих мышей наблюдали промежуточные типы сигналов, а у одного рода летучих мышей обнаружили импульсь-

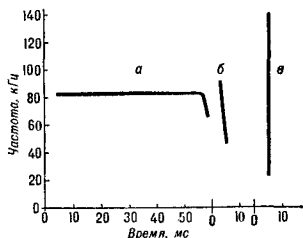


Рис. 1. Схематическое изображение сограмм эхо-локационных сигналов: а — большого подковоноса; б — остроуха ночницы; в — дельфина афалины.

ные УЗ-вые сигналы. Звуковое давление, характеризующее эхо-локационные сигналы летучих мышей, измеренное в нескольких см от животного, колеблется от десятых долей Па до десятков Па.

По-видимому, у всех летучих мышей УЗ генерируется в гортани, вероятно всего, вследствие колебаний очень тонкой и упругой голосовой связки. Излучение осуществляется через рот или ноздри и направлено впе-

рэд. У большого подковоноса для фокусировки сигнала используется интерференция звуков, выходящих из двух ноздрей, расстояние между к-рыми соответствует $\frac{1}{2}$ длины волны излучаемого монохроматич. сигнала. Ширина диаграммы направленности в горизонтальной плоскости для изученных видов летучих мышей составляет 30—50°.

Другие наземные млекопитающие, использующие УЗ-вую Л., — мадагаскарские землеройки; они излучают сигналы импульсного типа длительностью 0,1—3,5 мс с наивысшей частотой около 20 кГц.

Локационные сигналы дельфинов очень малой длительности (0,04—0,1 мс) с широким спектром (30—150 кГц). У дельфина азовки в сигнале заметна тональная составляющая с периодом 10 мс. Механизмы генерации УЗ-вых сигналов у дельфинов пока не ясны. Довольно острая направленность излучения (10—15°) связывается с фокусирующим действием костей черепа и участка жировой ткани, расположенного перед черепом (т. н. акустич. линза). Частота следования сигналов как у летучих мышей, так и у дельфинов зависит от задачи, решаемой посредством Л. При поиске и ориентации сигналы обычно излучаются редко, частота следования увеличивается при преследовании добычи.

Животные, использующие УЗ-вую Л., как правило, отличаются гипертрофированным развитием слуховой системы, особенно центральных образований мозга и улитки внутреннего уха. У большого подковоноса реакция нервных клеток слуховой системы отличается особенно высокой частотной избирательностью. Большинство нервных клеток обладает наибольшей чувствительностью в области частот 82—83 кГц. Сдвиг частоты тона уже на 1 кГц вызывает резкое понижение чувствительности (рис. 2), что позволяет подковоносам легко выделять эхо-сигнал, частота к-рого вследствие эффекта Доплера отличается от частоты излученного звука. При полёте летучая мышь подстраивает излучение звука таким образом, чтобы его частота соответствовала диапазону, в к-ром чувствительность слуховой системы резко снижена (около 81 кГц), а частота эха

находилась в области максимальной чувствительности. Этот механизм, во-первых, позволяет оценивать скорость объекта локации и, во-вторых, повышает отношение сигнала (эхо) к помехе (излученный сигнал). У гладконосых летучих мышей для улучшения отношения сигнал — помеха используется другой механизм. Вследствие малой длительности излучаемых

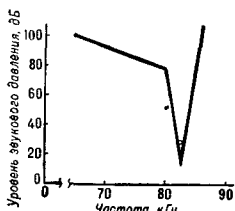


Рис. 2. Схематическое изображение области реакции нейрона слуховой системы большого подковоноса. Точка — координата излучаемого сигнала, на который реакция отсутствует; кружок — эхо-сигнал, вызывающий реакцию.

этим животными сигналов они обычно не перекрываются с эхом во времени; при этом слуховая система на время звукоизлучения затормаживается. Это осуществляется путем сокращения мышц среднего уха и временного понижения чувствительности центральных слуховых нейронов. Оба механизма вступают в действие ещё до начала излучения и прекращаются до прихода эхо-сигнала.

По-видимому, подобный же метод последовательного анализа излученного звука и эхо-сигнала используется и дельфинами. Импульсы, разделенные интервалом более 0,5 мс, воспринимаются дельфинами как совершенно отдельные и не маскируют друг друга. О высокой способности слуховой системы дельфина к быстрому восстановлению чувствительности свидетельствуют и первые результаты электрофизиологич. опытов на этих животных. Классификацию объектов дельфин осуществляет на основе тонкого частотно-временного анализа отраженного сигнала, состоящего, как правило, из первичного и вторичного эха. Особое значение имеет при этом вторичное эхо, структура к-рого зависит от материала, формы, размеров мишени.

Лит.: Айрапетьянц Э. Ш., Константинов А. И., Эхолокация в природе, 2 изд., Л., 1974; Белькович В. М., Дубровский Н. А., Сенсорные основы ориентации китообразных, Л., 1976. Н. Г. Бибиков.

ЛУЖЕНИЕ у л ь т р а з в у к о в о е — нанесение с помощью УЗ тонкого слоя олова на поверхности изделий и полуфабрикатов (листов, лент, проволоки и др.), гл. обр. из металла (стали, меди и их сплавов), для защиты их от коррозии. См. *Металлизация и пайка*.

ЛЭМБА ВОЛНЫ — упругие волны, распространяющиеся в твердой пластине (слое) со свободными границами, в к-рых колебательное смещение частиц происходит как в направлении распространения волны, так и перпендикулярно плоскости пластины. Л. в. представляют собой один из типов нормальных волн в упругом волноводе — в пластине со свободными границами. Т. к. эти волны должны удовлетворять не только ур-ниям теории упругости, но и граничным условиям на поверхности пластины, картина движения в них и их свойства более сложны, чем у волн в неограниченных твердых телах.

Л. в. делятся на две группы: симметричные s и антисимметричные a . В симметричных волнах движение происходит симметрично относительно средней плоскости $z = 0$ (рис. 1, а), т. е. в верхней и нижней половинах

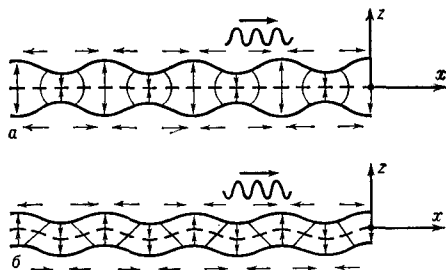


Рис. 1. Схематическое изображение движения в пластине при распространении в них а — симметричной и б — антисимметричной волн Лэмба. Ось x — направление распространения волн. Стрелками показано направление смещений по осям x и z .

пластины смещение u по оси x имеет одинаковые знаки, а смещение w по оси z — противоположные. В антисимметричных волнах движение антисимметрично относительно плоскости $z = 0$ (рис. 1, б), т. е. в верхней половине пластины смещение u имеет противоположные знаки, а смещение w — одинаковые. В пластине

толщиной $2h$ при частоте ω может распространяться определённое конечное число симметричных и антисимметричных Л. в., отличающихся одна от другой фазовыми и групповыми

волн c_R (рис. 2), смещения локализуются вблизи свободных границ пластины и их распределение с глубиной стремятся к распределению смещений по глубине в рэлеевской волне.

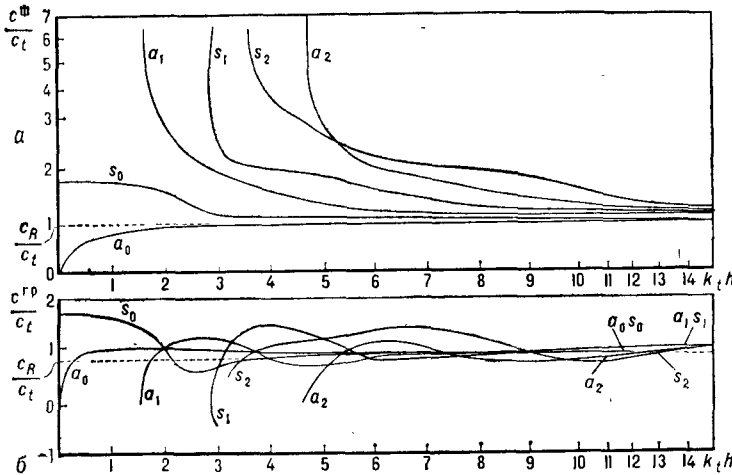


Рис. 2. Зависимость фазовой $c^Ф$ (а) и групповой $c^ГР$ (б) скоростей симметричных s и антисимметричных a волн Лэмба различных порядков в пластине из алюминия, отнесённых к скорости сдвиговых волн c_t от величины $k_t h = \omega h / c_t$; пунктирная линия соответствует величине c_R / c_t .

ми скоростями и распределением смещений и напряжений по толщине пластины. Число волн тем больше, чем больше значение $\omega h / c_t$, где c_t — фазовая скорость сдвиговых волн.

При малых толщинах пластины ($\omega h / c_t \ll 1$) в ней возможно распространение только двух Л. в. нулевого порядка: s_0 и a_0 , к-рые представляют соответственно продольную и изгибную волны в пластине (см. *Изгибные волны*). Продольная волна очень похожа на продольную волну в неограниченном твёрдом теле: в ней преобладает продольная компонента смещения u и только вследствие того, что грани пластины свободны, появляется небольшое смещение w , к-рое в $c_t / \omega h$ раз меньше продольного. Вследствие уменьшения продольной жёсткости из-за податливости боковых граней фазовая скорость $c_t^{пл}$ этой волны немного меньше фазовой скорости c_t продольной волны в неограниченном твёрдом теле и равна: $c_t^{пл} = c_t \sqrt{\frac{1-2\sigma}{(1-\sigma)^2}}$, где σ — коэфф. Пуассона. При увеличении толщины пластины свойства волн s_0 и a_0 меняются: они становятся всё более похожими одна на другую. При $\omega h / c_t \gg 1$ их фазовые и групповые скорости стремятся к фазовой скорости Рэлея

Т. о., каждая из волн s_0 и a_0 превращается в две рэлеевские волны на обеих поверхностях пластины.

Л. в. порядка выше нулевого появляются только при некоторых «критических» значениях $\omega h / c_t$. При докритич. толщинах и частотах в этих волнах нет потока энергии, и они представляют собой движение, быстро затухающее вдоль пластины. При критич. значениях $\omega h / c_t$ по толщине пластины укладывается чётное или нечётное число продольных или сдвиговых полуволн, и рождающаяся Л. в. представляет собой чисто продольную или чисто сдвиговую стоячую волну, образованную двумя волнами соответствующих поляризации, распространяющимися с равными амплитудами в положительном и отрицательном направлениях оси z . Фазовые скорости Л. в. $c^Ф$ при этом равны бесконечности, а групповые $c^ГР$ — нулю.

При значениях $\omega h / c_t$, больших критических, фазовые скорости Л. в. становятся отличными от бесконечности, а групповые — от нуля. Это можно интерпретировать как поворот направлений распространения двух продольных или сдвиговых волн, образующих стоячую волну в критич. области, от оси z в сторону положительной оси x . При этом из-за отраже-

ния от границ пластины возникают волны другой поляризации, и Л. в. оказывается «составленной» из четырех компонент (рис. 3): двух продольных волн с волновым вектором k_l и двух сдвиговых с волно-

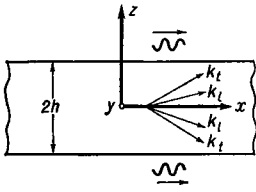


Рис. 3. Волна Лэмба в пластине толщиной $2h$, представленная в виде совокупности двух сдвиговых и двух продольных волн; x — направление распространения волны Лэмба.

вым вектором k_t , «приспосованных» одна к другой таким образом, что проекции всех волновых чисел на ось x одинаковы, а напряжения, создаваемые четырьмя волнами на граничных поверхностях $z = \pm h$, равны нулю. Распределение смещений и напряжений по сечению пластины характеризуется узлами и пучностями, а траекториями частиц среды в волнах становятся эллипсы, эксцентриситет k -рых зависит от типа и порядка волны, глубины и коэфф. Пуассона материала пластины.

При больших толщинах пластины ($k_l h \gg 1$) у всех Л. в., кроме волн s_0 и a_0 , имеется только смещение w по оси z , распределенное по толщине синусоидально с пространственным периодом $2h/n$ (n — порядок волны) или $\frac{2h}{n - 1/2}$. Отношение амплитуды этого смещения на поверхности к амплитуде в толще пластины стремится к нулю, т. е. движение в каждой Л. в., кроме s_0 и a_0 , становится локализованным в толще и не «выходит» на поверхность. Для волн s_0 и a_0 , как уже отмечалось, напротив, имеет место

своеобразный скин-эффект. Фазовые и групповые скорости всех волн (кроме s_0 и a_0) при $k_l h \gg 1$ стремятся к c_t .

Л. в. могут распространяться не только в плоских пластинах из однородного изотропного материала. Они существуют также в искривленных пластинах, в пластинах с неоднородными механич. свойствами и в пластинах, вырезанных из кристаллов. В этих случаях их свойства усложняются.

Л. в. широко применяются на практике: для всестороннего неразрушающего контроля листовых материалов и конструкций (выявление дефектов, определение толщины изделий и т. д.) и в системах для обработки электрич. сигналов (ультра- и гиперзвуковые линии задержки электрич. сигналов, фильтры и т. д.). В неразрушающем контроле Л. в. диапазона 0,1—10 МГц удачно дополняют объемные УЗ-вые волны, с помощью k -рых контроль возможен только в толстых массивных образцах. Для систем обработки очень ценным свойством Л. в. является зависимость фазовой и групповой скоростей от частоты, благодаря чему можно создавать т. н. дисперсионные линии задержки, где время задержки сигнала зависит от частоты. Такие линии задержки и фильтры существуют в частотном интервале 0,1—200 МГц.

Лит.: Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Раден и Лэмба в технике, М., 1966, гл. 2; Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 2; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957, гл. 1. И. А. Викторов.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ультра-звук о в а я — то же, что *звукoluminesценция*.

ЛЯВА ВОЛНЫ — см. *Поверхностные волны*.

М

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ — ферромагнитные металлы и сплавы (см. *Ферромагнетики*), а также *ферриты*, обладающие хорошо

выраженными магнито-стрикционными свойствами и применяемые для изготовления *магнито-стрикционных преобразователей*.

Наиболее употребительные металлы. М. м. — никель и сплавы на его основе, а также железокобальтовые и железоалюминиевые сплавы. Их используют в поликристаллич. форме и изготавливают по обычной металлургич. технологии, прокатывая в виде полос толщиной 0,1—0,3 мм для уменьшения потерь на вихревые токи.

К ферритовым М. м. относятся ферриты со структурой шпинели — феррит никеля и твёрдые растворы на его основе (включающие ферриты кобальта, цинка, меди и др. добавки) и со структурой граната — в основном феррит-гранат иттрия (ИФГ). Ферриты-шпинели употребляют в виде поликристаллич. керамики, к-рая изготавливается из окислов (реже солей) металлов по керамич. технологии, в форме монолитных сердечников; ферриты-гранаты выращивают из расплава в виде монокристаллов.

Электромехан. преобразователи из М. м., в частности *электроакустические преобразователи*, находят широкое применение в УЗ-вой технике, гидроакустике и *акустоэлектронике* для излучения и приёма акустич. волн, а также для изготовления акустич. фильтров, стабилизаторов и разнообразных датчиков в системах автоматики. Для преобразователя конкретного назначения М. м. выбирают по характеристикам, определяющим важные для данного применения свойства преобразователя. Измерение характеристик М. м. проводят с учётом формы образца, к-рая может влиять на их величину. Динамич. характеристики относят к определённым значениям постоянного поля подмагничивания.

Свойства материала, непосредственно связанные с преобразованием энергии, характеризуются коэфф. магнитомехан. связи K (см. *Коэффициент электромеханической связи*), магнотриксционной постоянной a и постоянной чувствительности Λ . Величина $a = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial B}\right)_H$ определяет чувствительность электроакустич. преобразователя (по электрич. напряжению) как *излучателя ультразвука*, величина $\Lambda = \left(\frac{\partial B}{\partial \sigma}\right)_H$ — его чувствительность (по звуковому давлению)

как приёмника (здесь σ , u , B и H — соответственно механич. напряжение, деформация, магнитная индукция и напряжённость магнитного поля; индексы u и H при производных означают постоянство соответствующих величин). Величины a , Λ , K связаны соотношениями, в которые входят также магнитная проницаемость μ и константа упругой податливости S .

Кроме того, величина μ определяет индуктивность, т. е. электрич. импеданс т. н. зажатого преобразователя (в отсутствии колебаний). Этот импеданс учитывается при согласовании излучателя или приёмника звука с электрич. схемой (с питающим генератором — в случае излучателя, с усилителем — в случае приёмника) и входит в качестве одного из элементов в схему электромехан. фильтра. Константы упругости в комбинации с плотностью ρ определяют скорость распространения данного типа колебаний (*скорость звука* c) и соответственно резонансную частоту для данной моды колебаний сердечника заданных размеров. При расчёте продольных колебаний сердечников из изотропных поликристаллич. материалов пользуются обычно модулем Юнга E , при расчёте крутильных — модулем сдвига G .

Эффективность преобразования, или коэфф. полезного действия (кпд), определяется наряду с коэфф. магнитными и механич. потерями. Первые характеризуются тангенсом магнитных потерь $\text{tg}\beta$, вторые — механич. добротностью Q . Магнитные потери связаны с вихревыми токами, зависящими от удельного электрич. сопротивления $\rho_{эл}$ и с гистерезисом, ковенно характеризующимся величиной коэрцитивной силы H_c . Величина Q материала играет весьма важную роль для фильтров и стабилизаторов, а также для УЗ-вых излучателей, работающих с малой акустич. нагрузкой. При сильно нагруженных излучателях (напр., в *гидролокации*, в установках УЗ-вой очистки, при применении *ультразвука в металлургии*) добротность Q сказывается лишь на величине механоакустич. кпд, к-рый на практике всегда в таких случаях достаточно высок.

Величины K , a , Λ , μ , а также $\text{tg}\beta$ и Q сильно зависят от постоянного

поля подмагничивания H_0 (рис. 1). Обычно рекомендуется работа преобразователя при т. н. оптимальном поле подмагничивания $H_{\text{опт}}$, соответствующем максимуму K . Для филь-

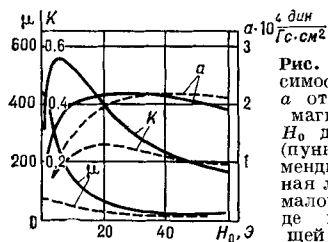


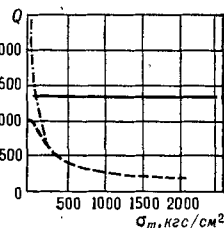
Рис. 1. Зависимость μ , K , a от поля подмагничивания H_0 для никеля (пунктир) и пермендюра (сплошная линия) при малой амплитуде возбуждающей индукции.

излучателей. При слабой нагрузке предельная амплитуда колебаний излучателей определяется усталостной динамич. прочностью $\sigma_{\text{пр}}$. Прочностные свойства материала характеризуют также пределом статич. прочности $\sigma_{\text{пр.ст}}$ и пределом текучести $\sigma_{\text{т}}$. При работе с большой амплитудой в режимах, близких к предельным, для увеличения $\sigma_{\text{мтах}}$, сохранения относительно высокого значения Q , уменьшения $\text{tg}\beta$ и снижения амплитудной зависимости свойств материала целесообразно применять поле H_0 , в несколько раз превышающее $H_{\text{опт}}$ (напр., постоянное поле, соответствующее максимуму величины a).

Температурная стабильность свойств, особенно важная для применения М. м. в фильтрах, стабилизаторах и т. п., характеризуется температурным коэфф. (Т. К.) соответствующей величины. В эксплуатационных

ров и стабилизаторов весьма существенна и относительно небольшая зависимость от H_0 констант уругости (см. Дельта *E-эффект*) и механич. добротности. Кроме того, у М. м. имеет место значительная амплитудная зависимость констант преобразования и потерь, причём изменение K , a , μ , $\text{tg}\beta$ обычно относят к амплитуде индукции B_m , а изменение Q — к амплитуде механич. напряжения σ_m (рис. 2, 3). Такая нелинейность свойств материалов — один из факторов, обуславливающих предельную интенсивность излучения магнитострикционных преобразователей. Она связана с явлением магнитного насыщения (см. *Магнитострикция, Ферромагнетизм*) и по-

Рис. 3. Зависимость механ. добротности Q стержневого образца от амплитуды механического напряжения σ_m для никеля (пунктир), пермендюра (сплошная линия) и феррита никеля (штрихпунктир).



условиях стабильность увеличивается с повышением Кюри точки Θ материала.

В таблице приведены основные характеристики металлич. и ферритовых М. м., применяемых для изготовления излучателей и приёмников звука. Эти данные касаются изотропных поликристаллич. материалов и соответствуют основному применяемому на практике виду колебаний, когда колебательное смещение, постоянное и переменное магнитные поля совпадают по направлению.

В зависимости от условий применения преобразователей к М. м. могут предъявляться дополнительные требования, такие, как коррозионная стойкость, обеспечивающая возможность длительной работы в воде или в химически агрессивных средах; слабая зависимость свойств от статич. механ. напряжений, обусловленных гидростатич. давлением или влиянием конструкции преобразователя; воз-

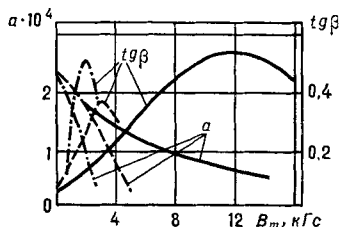


Рис. 2. Зависимость a и $\text{tg}\beta$ от амплитуды возбуждающей индукции B_m для никеля (пунктир), пермендюра (сплошная линия) и феррита никеля (штрихпунктир) при H_0 , соответствующем максимуму a .

этому может характеризоваться магнитострикцией насыщения λ_s и индукцией насыщения B_s . Предельное магнитострикционное напряжение $\sigma_{\text{мтах}} \approx \lambda_s \cdot E/2$ определяет предельную интенсивность сильно нагруженных

Табл. — Основные характеристики

Материал и его марка	Химический состав	Плотность ρ , 10^3 кг/м ³	Модуль Юнга E , 10^{11} Н/м ²	Скорость звука c , 10^3 м/с	Относительная магнитная проницаемость μ	Тангенс магнитных потерь $\operatorname{tg} \beta$, 10^{-3}	Оптимальное поле подмагничивания $H_{\text{опт}}$, 10^3 А/м	Магнитострикционная постоянная α , 10^7 Н/м ²
Никель НП2Т . . .	Ni более 98%	8,9	2,15	4,9	35	60	1-2	2,3
Сплав NiCo	4% Co, остальное Ni	8,9	2,15	4,9	—	55	2	2,7
Сплав NiCo	2,3% Cr, 1,4% Co, остальное Ni	8,8	2,25	5,0	—	—	2,5	2,9
Сплав никоси . . .	4% Co, 2% Si, остальное Ni	8,8	1,9	4,8	210	—	0,4-0,6	1,8
Сплав пермендюр 49КФ	49% Co, 2% V, остальное Fe	8,2	2,05	5,2	200	400	0,4-0,6	2,2
Сплав 65Н	65% Co, остальное Fe	8,2	2,05	5,2	70	500	1-1,7	1,5
Сплав алфер 14Ю	14% Al, остальное Fe	6,6	1,63	5,0	110	60	0,3-0,6	1,15
Сплав алфер 12Ю	12,4% Al, остальное Fe	6,7	1,58	4,8	30	30	0,3-0,6	0,85
Феррит 21СПА	Феррит Ni	5,2	1,79	5,9	16	30	1-1,7	2,4
Феррит ВИБРОКС I . .	Ni CuCo-феррит	5,1	—	5,4	12	—	1-1,7	—
Феррит ВИБРОКС II	»	5,1	—	5,6	22	—	0,8-1,2	—
Феррокскуб 7А1	»	~5,2	1,7	5,6	20-30	—	1-1,7	1,9-2,2
Феррокскуб 7А2	»	~5,2	1,75	5,7	15-22	—	0,8-1,2	1,9-2,1
Феррокскуб 7В	»	4,8-4,9	—	—	—	—	2-4	—

Примечание. Значения μ , $\operatorname{tg} \beta$, Q соответствуют $H_{\text{опт}}$; для K , α , Δ даны максимального напряжения $\leq 10^8$ Н/м². Толщина листа для никеля и его сплавов 10^{-4} м, для металлических материалов и феррита 21СПА соответствует 10^4 циклам.

возможность работы при остаточной намагниченности без заметного изменения свойств со временем и т. п. С точки зрения технологии изготовления сердечников важна пластичность металла; существенную роль играет также простота технологии, дешевизна и доступность исходных материалов.

Наиболее распространенный М. м. для излучателей и приёмников звука — никель, обладающий хорошими магнитострикционными, механическими, антикоррозионными свойствами. Его основной недостаток — низкое электросопротивление. До-

бавление к никелю кобальта позволяет существенно повысить его динамич. характеристики μ , Δ , K и снизить потери на гистерезис, а добавление хрома или кремния — повысить его электросопротивление. Приёмники и излучатели звука, изготовленные из сплавов на основе никеля, обладают большой чувствительностью и эффективностью. Однако введение добавок снижает магнитострикцию насыщения никеля и, следовательно, предельную интенсивность излучения. Сплав пермендюр обладает большими значениями λ_s и B_s ,

магнитоотрицательных материалов

Коэфф. магнитоэлектрической связи K	Постоянная чувствительности A , 10^{-9} Тм ² /Н	Механическая добротность Q	Удельное электрическое сопротивление $R_{уд}$, 10^{-7} Ом·м	Коэффициентная сила H_c , 10^2 А/м	Индукция насыщения B_s , 10^{-1} Т	Магнитоотрицательная индукция λ_s , 10^{-4}	Температура Кюри θ , °С	Предел магнитоотрицательного напряжения $\lambda_s E$, 10^3 Н/м ²	Усталостная динамическая прочность $\sigma_{пр}$, 10^2 Н/м ²	Предел прочности $\sigma_{пр ст}$, 10^3 Н/м ²	Предел текучести σ_t , 10^2 Н/м ²
0,26—0,3	4,2	750	0,7	1,7	6,1	-37	360	40	1000	3600	1000
0,43—0,5	—	—	1,0	—	7,0	-36	410	41	1000	—	—
0,37	—	—	3,0	—	4,8	-33	260	37	—	—	—
0,49	28	—	1,8	0,17—0,25	6,2	(-25) — (-27)	350	26—28	—	4200	850
0,48—0,54	27	600	3,4	1,4	24,0	+70	980	80	1100	5000	3500
0,27—0,30	7	600	0,8	1,0	22,0	+90	980	90	—	6700	4500
0,26	15	300	12	0,25	12,0	+40	500	34	—	7500	5500
0,30	20	400	16	0,1	16,0	+40	600	34	300	8000	6000
0,21	2,8	2000	10^7	2,7	3,2	-26	590	23	200—250	600—800	—
0,27	—	—	$5 \cdot 10^7$	—	—	-30	—	—	150	400	—
0,22	—	—	$4 \cdot 10^7$	—	—	-30	550	—	—	—	—
0,25—0,32	3,2—4,9	2000	10^7	1,7—3,3	3,2	-28	530	—	100	500	—
0,20—0,26	2,3—3,4	2500	10^7	1,2—2,5	3,2	-28	530	—	100	500	—
0,19—0,22	—	—	$>10^8$	—	3,2	-27	590	—	—	—	—

мальные значения; $t_g \beta$ соответствует амплитуде индукции $\leq 10^{-3}$ Т, Q — амплитуде механомагнитных и железоникелевых сплавов $2 \cdot 10^{-4}$ м. Усталостная прочность для

имеет высокие динамич. магнитоотрицательные и магнитные характеристики и относительно большое электросопротивление. Предельная интенсивность излучения у него в четыре раза больше, чем у никеля. Этот сплав наиболее целесообразно применять для мощных излучателей. Пермендюрные излучатели сохраняют высокую добротность при больших амплитудах. Дополнительные достоинства этого сплава — возможность работы при остаточной намагниченности, высокая темп-ра Кюри. Однако пермендюр корродирует в воде и неудобен

в обработке из-за малой пластичности. С п л а в 65 К технологичнее пермендюра и обладает большей магнитоотрицательной индукцией насыщения, но по динамическим характеристикам и по электросопротивлению он заметно уступает последнему. Основное достоинство железоникелевых сплавов — недефицитность исходных материалов. При этом они обладают достаточно хорошими динамич. магнитоотрицательными характеристиками, относительно малой электропроводностью, высокой темп-рой Кюри. Недостаток их — коррозионная

нестойкость и повышенная хрупкость, затрудняющая их обработку. Излучатели и приёмники из металлич. М. м. применяются на частотах до 20—40 кГц. Интенсивность и амплитуда их ограничиваются насыщением, а также нагреванием вследствие собственных потерь.

Ферритовые М. м. практически не обладают потерями на вихревые токи и, следовательно, ограничением по частотному диапазону. Для излучателей и приёмников УЗ используются М. м. на основе феррита никеля (ферриты-шпинели), иногда с добавлением феррита кобальта (для компенсации магнитокристаллографич. анизотропии), феррита меди и избытка железа. Ферритовые М. м. имеют достаточно хорошие динамич. магнитострикционные характеристики, большую механич. добротность, высокую коррозионную стойкость. Возможность использования монокристаллических сердечников упрощает технологию изготовления преобразователей из ферритов по сравнению с изготовлением преобразователей из металлич. М. м. Ферриты дешёвы и не требуют дефицитных материалов. Основной их недостаток — малая предельная интенсивность излучателей и малая амплитуда колебаний, ограничиваемые как низкой механич. прочностью, так и нелинейностью свойств ввиду невысокой магнитострикции и индукции насыщения. Ферриты находят широкое применение как материал для акустич. фильтров, где не нужна большая амплитуда колебаний; основное их достоинство — высокая добротность и малый температурный коэфф. частоты ($T. K. f$). Путём подбора химич. состава ферритов, т. е. процентного содержания в никелевом феррите Co, Cu, Fe, созданы специальные марки ферритов для фильтров (напр., ферроксбук 7В, ряд отечественных марок), у которых $Q \gg 5000$, а $T. K. f \leq 10^{-5}$.

В акустоэлектронике в СВЧ диапазоне (10—1000 МГц) находят применение монокристаллич. ферриты-гранаты на основе редкоземельных элементов. Основное их достоинство — малые потери и высокая механич. добротность. У ИФГ $Q \approx 10^7$ на частоте 10 МГц, что на 1—2 порядка превышает добротность кварца, $tg\beta = 0,03$ на частоте 20 МГц. Другие свой-

ства ИФГ: $\rho = 5,17$, $B_s = 1750$ Гс, $\lambda_s = -8 \cdot 10^{-6}$, $\Theta = 3677^\circ\text{C}$. Кристаллы ИФГ используются для линий задержки, в т. ч. с усилением сигналов на основе использования нелинейных эффектов и с взаимодействием акустических и спиновых волн (см. *Магнитоупругие волны*).

Лит.: Справочник по электротехническим материалам, 2 изд., т. 3, Л., 1976; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972; Попилов Л. Я., Справочник по электрическим и ультразвуковым методам обработки материалов, 2 изд., Л., 1971; Nerrugas E. A., «Sound and Vibration», 1968, v. 8, № 3, p. 408—56; Авраменко М. Д. и др., «Акуст. ж.», 1968, т. 14, № 1, с. 25—29; Гажева Л. И., Голямина И. П., там же, 1974, т. 20, № 3, с. 378—85; Van der Burgt C. M., «Electronic technology», 1960, v. 37, № 9, p. 330—41; Источники мощного ультразвука (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 1), М., 1967, ч. 3; Сыркин Л. Н., Пьезомагнитная керамика, Л., 1972; Физическая акустика, под ред. У. Мзона, пер. с англ., т. 4, ч. Б, М., 1970, гл. 5.

И. П. Голямина.

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — электромеханический или электроакустический преобразователь, действие которого основано на эффекте магнитострикции. В М. п. используется гл. обр. линейная магнитострикция ферро- и ферримагнетиков в области технического намагничивания (см. *Ферромагнетизм*).

М. п. представляет собой сердечник из магнитострикционных материалов с нанесённой на него обмоткой. В М. п. — излучателе энергия переменного магнитного поля, создаваемого в сердечнике протекающим по обмотке переменным электрич. током, преобразуется в энергию механич. колебаний сердечника; в М. п. — приёмнике энергия механич. колебаний, возбуждаемых действующей на сердечник внешней переменной силой, преобразуется в энергию магнитного поля, наводящего переменную электродвижущую силу в обмотке. М. п. используются в гидроакустике, УЗ-вой технологии, акустоэлектронике в качестве излучателей и приёмников звука, фильтров, резонаторов, стабилизаторов частоты и т. п., а также в различных областях техники для измерений и контроля в качестве разнообразных датчиков колебаний. Материалом для М. п. — излучателей и приёмников звука в гидроаку-

стике и УЗ-вой технике обычно служат металлич. магнитострикционные материалы — никель, пермандюр, никель-кобальтовые и железоникелевые сплавы и керамич. магнитострикционные материалы на основе феррита никеля. Работают такие М. п. в частотном диапазоне от нескольких сотен Гц до десятков кГц, причём этот диапазон ограничивается сверху у металлич. материалов потерями на токи Фуко, а также конструктивными факторами, обусловленными необходимостью создания сердечников с замкнутым магнитным потоком для уменьшения полей рассеяния. Для фильтров, резонаторов и других устройств акустоэлектроники применяют, как правило, только ферритовые материалы ввиду их высокой добротности и (у некоторых составов) высокой температурной стабильности свойств. В диапазоне десятков и сотен кГц в акустоэлектронике используются магнитострикционные ферриты-шпинели, на частотах до десятков и сотен МГц — ферриты-гранаты на основе редкоземельных элементов.

В подавляющем большинстве случаев М. п. работают при наличии постоянной составляющей магнитного поля H_0 (индукции B_0), причём соблюдается условие $B_m < B_0$, где B_m — амплитуда переменной составляющей индукции. При таком подмагничивании постоянным полем имеет место линеаризация эффекта *магнитострикции* и сердечник излучателя колеблется с частотой возбуждающего поля, а эдс в обмотке приёмника имеет ту же частоту, что и внешнее действующее на сердечник звуковое давление. Постоянное подмагничивание создаётся либо постоянным током, протекающим по обмотке, либо с помощью постоянных магнитов, вставленных в магнитопровод сердечника, либо за счёт остаточной намагниченности. Величина $H_0(B_0)$ выбирается в зависимости от конкретных условий применения М. п. Для того чтобы обеспечить максимальный эффект преобразования, используется т. н. оптимальное значение $H_0(H_{\text{опт}})$, соответствующее максимуму коэфф. магнитомеханической связи. В мощных излучателях применяются значения H_0 , в два раза превышающие $H_{\text{опт}}$, с целью сохранения линейной

зависимости между возбуждающей индукцией и механич. напряжением и уменьшения механич. потерь. В целях достижения предельной для данного магнитострикционного материала удельной мощности излучения применяют $B_0 \approx B_s/2$, где B_s — индукция насыщения. В приёмниках достаточной бывает остаточная намагниченность, при к-рой магнитострикционная константа чувствительности близка к своему максимальному значению. М. п. в фильтрах, стабилизаторах и т. п. устройствах работают как при остаточной намагниченности, так и с подмагничиванием постоянным полем. Подбирая величину постоянного поля и применяя термомагнитную обработку, можно управлять теми или иными свойствами М. п., напр.: снижать потери, повышать константы преобразования и стабильность свойств (см. зависимость характеристик материала от H_0 в ст. *Магнитострикционные материалы*), изменять в известных пределах рабочую частоту (см. *Дельта Е-эффект*).

М. п. как излучатели, так и приёмники звука используются обычно в режиме резонансных колебаний сердечника. На резонансе работают и М. п. в устройствах акустоэлектроники. М. п., применяемые в качестве датчиков колебаний, могут использоваться и вне резонанса.

В гидроакустич. устройствах и в промышленных УЗ-вых установках чаще всего применяются М. п. стержневого или кольцевого типа. Сердечники стержневые М. п. представляют собой два (или несколько) стержня, совершающих продольные колебания вдоль оси. Концы стержней соединяются между собой накладкой, так что образуется замкнутый магнитопровод (рис. 1, а). Обмотка наносится на стержни таким образом, чтобы в соседних стержнях поле было направлено противоположно. Геометрич. параметры стержневого сердечника обычно выбираются так, чтобы сохранилась продольная устойчивость при колебаниях стержней, не возникали паразитные изгибные колебания накладок и чтобы резонансная частота понижалась без большого увеличения продольных размеров. Излучение (или приём) звука происходит со стороны накладок. При односто-

роннем излучении (или приёме) со стороны неработающей поверхности создают экран — воздушную подушку (напр., с помощью пористой резины). Для кольцевых преобразователей применяется тороидальная обмотка, проходящая в некоторых конструкциях через отверстия в сердечнике (рис. 1, б). В зависимости от способа нанесения обмотки и от расположения экранов звук излучается наружной или внутренней цилиндрич. поверхностью кольца: при помещении экрана на наружной поверхности излучатель работает как фокусирующий, при обклейке резиной изнутри он излучает во внешнюю среду с равно-

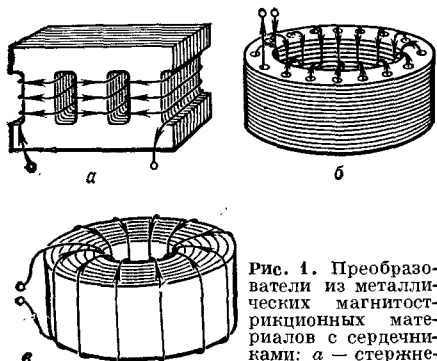


Рис. 1. Преобразователи из металлических магнито-стрикционных материалов с сердечниками: а — стержневой, б и в — кольцевой формы. Стрелками (на всех рис.) помечено направление тока в обмотке.

мерной азимутальной характеристикой направленности. Сердечники из металлических материалов для уменьшения потерь на токи Фуко набирают из штампованных тонких пластин (рис. 1, а и б) или навивают из тонкой ленты (рис. 1, в). Толщина пластин (ленты) составляет обычно 0,1—0,2 мм. Для изоляции используется окисная плёнка (на никеле) или плёнка из к.-л. полимеризующейся смолы. Перед сборкой сердечника материал подвергают отжигу, режим к-рого может влиять на свойства М. п. Сердечники из ферритов используют монолитными, ввиду большого электросопротивления этих материалов, и обычно с вклеенными постоянными магнитами (рис. 2). Применяют также стержневые сердечники, у которых накладки выполнены не из магнито-стрикционных, а из магнитно-мягких материалов.

Ферритовые сердечники в фильтах, резонаторах и т. п. устройствах имеют форму колец, стержней, гантелей, трубок; при этом использу-

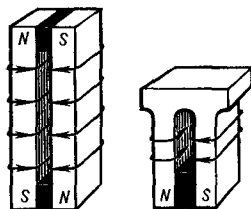


Рис. 2. Ферритовые преобразователи с вставленными в монолитный сердечник постоянными магнитами (зачернены).

ются как продольные, так и крутильные колебания сердечников (рис. 3). Сердечники, работающие на крутильных колебаниях, имеют форму трубок или гантелей со сквозным отверстием по оси и взаимно перпендикулярной ориентацией постоянной и переменной индукции. Напр., остаточная индукция подмагничивания B_0 , созданная с помощью соосного с трубкой соленоида, направлена по оси, а переменное поле $H \sim$ возбуждается тороидальной обмоткой и ориентировано по окружностям в плоскостях, перпендикулярных оси (рис. 3, б). Или циркулярная постоянная остаточная индукция возникает в результате мощного импульса тока в пропущенном через отверстие проводнике, а переменное поле направлено вдоль оси и создаётся соленоидальной, соосной с сердечником обмоткой (рис. 3, в).

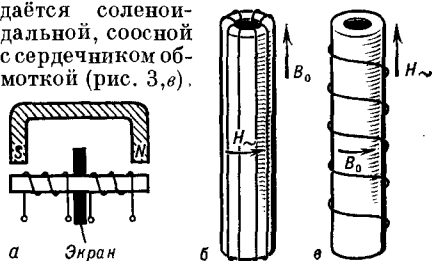


Рис. 3. Магнито-стрикционные резонаторы, работающие: а — на продольных, б и в — на крутильных колебаниях.

Резонансные частоты f_0 сердечников в виде тонких трубок или стержней постоянной сечения вычисляются по формулам: $f_0 = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ — для продольных и $f_0 = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{G}{\rho}}$ — для крутильных колебаний, где n —

номер гармоники, l — длина стержня (трубки), E — модуль Юнга, G — модуль сдвига, ρ — плотность материала сердечника. При учёте конечной толщины стержня радиуса r и эффекта Пуассона выражение для f_0 умножается на величину

$$1/\sqrt{1 + n^2\sigma^2 l^2 r^2 / 4l^2},$$

где σ — коэфф. Пуассона. Резонансные частоты стержневого сердечника с накладками определяются выражением:

$$S_1 \operatorname{ctg} \frac{\pi}{\sqrt{E/\rho}} f_0 l_1 = S g \frac{2\pi}{\sqrt{E/\rho}} f_0 l,$$

где l_1 и S_1 — длина и площадь поперечного сечения стержня, l и S — те же величины для накладки. Резонансная частота радиальных колебаний тонкого кольца или цилиндра приближённо определяется ф-лой:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r_{cp}} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}},$$

где r_{cp} — средний радиус кольца. Наличие отверстий для обмотки понижает частоту кольцевого сердечника. В зависимости от режима работы, обусловленного нагрузкой в электрич. цепи преобразователя («холостой ход», «короткое замыкание» или промежуточные режимы), в ф-лах для резонансных частот будут фигурировать модули упругости E^H и G^H , E^B и G^B или же промежуточные между этими крайними величинами значения модулей (см. *Магнитострикция*); соответственно и сами значения резонансных частот будут несколько различными.

В технологич. УЗ-вых установках используют М. п. в сочетании с пассивными металлич. элементами — диафрагмами (рис. 4, а) и стержневыми концентраторами (рис. 4, б). Излучатели на основе М. п. с диафрагмами широко используются в ваннах УЗ-вой очистки, в устройствах для воздействия УЗ на разнообразные процессы, протекающие в жидкой фазе. М. п. с концентраторами составляют основу УЗ-вых инструментов для механической обработки, сварки, выполнения хирургич. операций и т. п.

М. п. из металлич. материалов обладают электроакустич. КПД ~50%. У ферритовых М. п. благодаря отсутствию потерь на токи Фуко и высокой механической добротности КПД достигает ~70—80%. Интенсивность, т. е. удельная мощность, двустороннего

излучения стержневых М. п. на резонансной частоте f_0 определяется выражением:

$$I = \frac{a^2 B_m^2 S_1^2}{r_n^2 S^2} \eta_{ма}^2 \cos \frac{2\pi f_0}{c} l,$$

где a — магнитострикционная константа, r_n — механическое удельное сопротивление акустической нагрузки, c — скорость звука в материале сердечника, $\eta_{ма}$ — механико-акустический КПД. Максимальная интенсивность излучения I_{max} М. п. ограничивается при работе на значительную акустич. нагрузку (напр., при излуче-

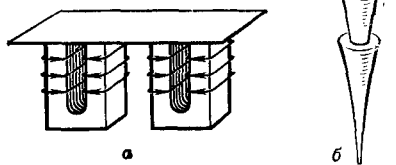


Рис. 4. Магнитострикционные преобразователи: а — для ультразвуковых ванн, б — для ультразвуковых инструментов.

нии в жидкость в докавитационном режиме) нелинейностью свойств материала, обусловленной явлением магнитного насыщения. Для излучателей из никеля I_{max} достигает ~10—20 Вт/см², для излучателей из железобальтовых сплавов (пермендюр, гиперко) I_{max} составляет несколько десятков Вт/см², для ферритовых излучателей ~10 Вт/см². При работе с малой нагрузкой (напр., в УЗ-вых инструментах) ограничивающим фактором является механическая прочность материала. Так, у ферритовых излучателей в отсутствии нагрузки амплитуда колебаний ограничивается величиной ~2 мкм на частотах 20—40 кГц, у металлич. излучателей амплитуда может достигать 10 мкм и более. Высокая механич. прочность, отсутствие специальных требований к гидро- и электроизоляции сердечника являются достоинствами М. п., определяющими в нек-рых случаях их преимущество перед пьезоэлектрическими преобразователями при использовании в диапазоне частот от 1 до 100 кГц для целей гидроакустики и УЗ-вой технологии. При использовании ферритовых М. п. в фильтрах и резонаторах добротность их достигает десят-

ков тысяч при относительной простоте изготовления и удобстве схемных решений. М. п. на основе феррита граната иттрия (ИФГ) обеспечивает устройствам акустоэлектроники в акустич. СВЧ диапазоне добротность до 10^7 .

Лит.: Харкевич А. А., Теория преобразователей, М.—Л., 1948; Гутин Л. Я., «Журн. технич. физики», 1945, т. 15, № 12, с. 924—41; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Ультразвуковые преобразователи, под ред. Е. Кичуци, пер. с англ., М., 1972; Woolllett R. S., «IEEE transact.», 1968, SU 15, № 4, p. 218—29; Ганева Л. И., Гольямина И. П., «Акуст. ж.», 1974, т. 20, № 3, с. 378—85. И. П. Гольямина.

МАГНИТОСТРИКЦИЯ — деформирование тел при изменении их магнитного состояния. Термин «М.» употребляют также для обозначения величины магнитоэлектрической деформации $\lambda = \Delta l/l$, т. е. относительного изменения размера l образца в магнитном поле. Эффект М. сильно выражен в ферромагнетиках и некоторых ферритах, для к-рых λ достигает 10^{-4} — 10^{-3} ; в антиферромагнетиках он очень мал, а у диа- и парамагнитных веществ практически отсутствует. М. открыта в 1842 Дж. П. Джоулем, обнаружившим изменение линейных размеров ферромагнитного тела (линейная М.) в направлении напряжённости магнитного поля H (продольная М., или эффект Джоуля). Деформирование тел наблюдается также и в других направлениях, в частности лежащих в плоскости, перпендикулярной H (поперечная М.). Величина линейной М. в области технич. намагничивания (т. е. до технич. насыщения, см. *Ферромагнетизм*) зависит от угла между направлением измерения λ и вектором H , а для анизотропных веществ (монокристаллов и искусственно созданных текстур) — также от углов между направлением измерения λ и кристаллографич. осями. В полях, превышающих поле технич. насыщения, линейная М. не зависит от направления. При намагничивании наряду с линейными размерами изменяется и объём тел (объёмная М.). Продольная, поперечная и объёмная М. у разных веществ могут иметь как положительный, так и отрицательный знаки и существенно различаться по величине (см. *Магнитоэлектрические материалы*).

М. не имеет сдвиговых компонент, если тело до действия магнитного по-

ля не было намагничено. В случаях же, когда вектор H направлен перпендикулярно вектору начальной намагниченности, возникают сдвиговые деформации. Так, напр., при пропускании тока по железному проводу, помещённому в продольное магнитное поле, провод закручивается (эффект Видемана). С прямым эффектом М. связан термодинамически обратный ему магнитоэлектрический эффект: изменение намагниченности I тел при их деформации, открытый в 1865 Э. Виллари. В литературе обратный магнитоэлектрический эффект наз. также магнитоупругим.

Изменение направления I на противоположное не меняет знак и величину М., поэтому её можно представить как чётную ф-цию I . В простейших случаях М. пропорциональна I^2 (в частности, при сильном одноосном растяжении материалов с отрицательной М. или при сжатии мате-

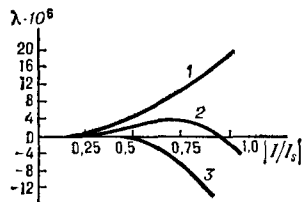


Рис. 1. Зависимость магнитоэлектрики монокристалла Fe от модуля безразмерной намагниченности $|I/I_s|$ для различных кристаллографических направлений: 1 — [100]; 2 — [110]; 3 — [111].

риалов с положительной М.). Однако обычно зависимость $\lambda(I)$ более сложна, а для некоторых веществ, напр. для железа, с ростом I может проходить через максимум или минимум и менять знак (рис. 1). В отличие от ф-ции $\lambda(I)$ зависимости М. от магнитной индукции и напряжённости магнитного поля H , т. е. ф-ции $\lambda(H)$ и $\lambda(H)$, неоднозначны и характеризуются гистерезисом М. (рис. 2); при больших H наблюдается тенденция к насыщению М.

Кривые М. для замкнутых и незамкнутых образцов, напр. для колец и для стержней, могут существенно различаться вследствие влияния размагничивающих полей.

Все перечисленные особенности М. объясняются механизмом намагничивания ферро- и ферромагнетиков,

к-рый связан с их доменной структурой и обусловлен двумя типами сил: обменными (имеющими электрич. природу) и магнитными. Процесс технич. намагничивания в слабых и средних магнитных полях происходит

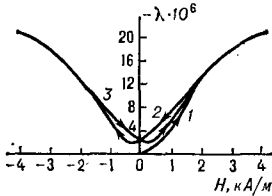


Рис. 2. Гистерезис магнитострикции поликристаллического Ni в зависимости от напряжённости магнитного поля H: 1 — начальная кривая магнитострикции для размагниченного материала; 2 и 3 — ветви петли гистерезиса.

под действием анизотропных магнитных сил и сводится к смещению границ областей спонтанной намагниченности — доменов — и к вращению последних в магнитном поле. В более сильных полях, превышающих поле технич. насыщения, преобладает истинное намагничивание, т. е. изменение самого магнитного момента доменов, т. н. парапроцесс, обусловленный изотропными обменными силами. Поскольку и обменная, и магнитная энергии кристаллич. решётки являются ф-циями расстояния между магнитными атомами или ионами, то любое изменение магнитного состояния сопровождается деформацией решётки, т. е. М., причём в области технич. намагничивания М. должна быть анизотропной (зависящей от направления), а в области парапроцесса — изотропной. Т. о., каждый домен характеризуется наряду со спонтанной намагниченностью I_s спонтанной M_s . Для кубич. кристаллов, а следовательно, и для наиболее употребительных магнитострикционных материалов полное описание магнитострикционных свойств с учётом анизотропии требует задания двух независимых составляющих λ_s , а именно λ_1 и λ_2 . Константы λ_1 и λ_2 рассчитывают на основе квантовой теории М. с учётом не только магнитного спин-спинового, но и спин-орбитального взаимодействия. Последнее особенно важно, т. к. именно оно определяет влияние деформации кристаллич. решётки на

магнитную энергию электронной подсистемы ферромагнитного кристалла. Для макроскопических изотропных поликристаллич. веществ М. может быть рассчитана в простейших случаях путём усреднения доменных эффектов по объёму тела с учётом всех возможных положений отдельных кристаллитов по отношению к направлениям векторов I_s , H и к направлению измерения М.

В области технич. намагничивания на величину М. и характер её зависимости от H оказывает существенное влияние текстура размагниченного состояния, т. е. упорядоченное расположение доменов при $I = 0$. Такая текстура может возникнуть в растянутых или сжатых образцах (рис. 3), а также в результате нек-рых технологич. операций (штамповки, прокатки, прессования, термомеханич. и термомагнитной обработки). Указанные операции применяют иногда с целью увеличения или уменьшения М. магнитных элементов различного назначения.

Особый интерес с точки зрения использования эффекта М. в электроакустических преобразователях для излучения и приёма звука представляют магнитострикционные явления в магнитно-поляризованных средах, т. е. в средах, имеющих отличную от нуля постоянную составляющую ин-

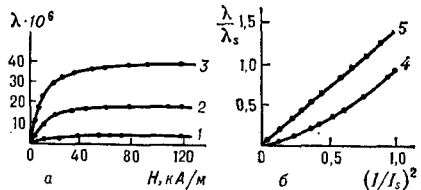


Рис. 3. Влияние одноосных механических напряжений σ на магнитострикцию Ni: а — при сжатии, б — при растяжении. Значения σ в МПа: 1 — (-80); 2 — (-34); 3 — (-1,5); 4 — (+1); 5 — (+104).

дукции: $B_0 = \mu_0 H_0 + \mu_0 I_0$ (где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м — магнитная постоянная). Индукция B_0 может быть создана с помощью постоянных магнитов или пропусканием постоянного (подмагничивающего) тока по специальной обмотке, или, наконец, за счёт использования остаточной намагниченности вещества. Если одновременно с B_0 действует также переменная ин-

дукция B , то возникают механич. колебания той же частоты, что и частота колебаний B . При переменном механич. воздействии на намагниченный постоянным полем образец наблюдаются переменные составляющие H , B и I , изменяющиеся с частотой возбуждающего механич. напряжения σ или деформации u . Если $B \ll B_0$, то между механич. переменными (σ , u) и магнитными (H , B , I) существуют линейные соотношения. Т. о., колебания малой амплитуды в поляризованном магнитоотрицательном материале внешне аналогичны пьезоэлектрическому (см. *Пьезоэлектричество*). Поэтому их часто наз. «пьезомагнитными», хотя они являются следствием линейзации эффекта М. большим постоянным полем и не имеют отношения к истинному пьезомагнетизму, существующему в нек-рых антиферромагнетиках.

Разлагая термодинамич. ф-ции магнитно-поляризованной среды в степенные ряды по малым величинам I , H , σ и u и сохраняя только линейные члены, можно получить четыре пары изотермич. магнитоотрицательных («пьезомагнитных») ур-ний состояния, соответствующих различному выбору независимых переменных. В матричной форме эти ур-ния записываются в следующем виде:

$$\sigma = C^I u - h_i I; H = -\mu_0^{-1} h u + \gamma^u I. \quad (1)$$

$$u = s^H \sigma + d_i H; I = \mu_0^{-1} d \sigma + \chi^H H. \quad (2)$$

$$\sigma = C^H u - e_i H; I = \mu_0^{-1} e u + \chi^u H. \quad (3)$$

$$u = s^I \sigma + g_i I; H = -\mu_0^{-1} g \sigma + \gamma^I I. \quad (4)$$

Выбор той или иной системы ур-ний определяется механич. и магнитными граничными условиями (верхние индексы I , H , u , σ указывают на постоянство соответствующей величины для данного ур-ния). Коэффициенты в ур-ниях (1) — (4) (кроме μ_0) являются, вообще говоря, тензорами: C^I и C^H — постоянные упругости, s^I и s^H — постоянные упругой податливости, χ^σ и χ^u — магнитные восприимчивости, γ^σ и γ^u — обратные магнитные восприимчивости. Если независимые переменные синусоидально изменяются во времени, то величины σ , u , H , I в ур-ниях (1) — (4) следует трактовать как амплитуды соответствующих переменных. В качестве

магнитных переменных наряду с I и H используют также B и N как наиболее удобные для проведения расчетов магнитоотрицательных преобразователей. Подставляя в ур-ния (1) — (4) $I \approx \mu_0^{-1} B$, можно получить аналогичные четыре системы, записанные в переменных B , H , σ и u .

Матричные коэфф. h , d , e , g (динамические магнитоотрицательные, или «пьезомагнитные», коэфф.) характеризуют соотношения между магнитными и механич. переменными. Все они являются ф-циями постоянного подмагничивающего поля H_0 (индук-

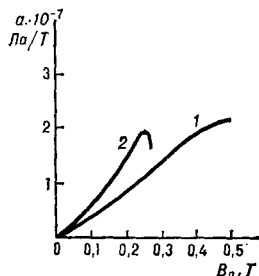


Рис. 4. Зависимость динамической магнитоотрицательной постоянной a от подмагничивающей индукции B_0 : 1 — для Ni и 2 — для феррита Ni.

ции B_0). Индекс i в (1) — (4) обозначает транспонированную матрицу, т. е. такую, в к-рой произведена замена строк на столбцы.

Помимо перечисленных коэфф., в расчетах магнитоотрицательных преобразователей применяют «магнитоотрицательную постоянную» a и «постоянную чувствительности» Λ :

$$a = - \left(\frac{\sigma}{B} \right)^u \approx - \left(\frac{H}{u} \right)^B \approx \frac{h}{\mu_0};$$

$$\Lambda = \left(\frac{u}{H} \right)^\sigma \approx \left(\frac{B}{\sigma} \right)^H \approx d. \quad (5)$$

В первом приближении (без учёта магнитомеханич. гистерезиса) зависимости динамич. магнитоотрицательных коэфф. от H_0 , B_0 и I_0 (рис. 4) можно получить дифференцированием соответствующих статических кривых M , т. е. $\lambda(H)_{\sigma=0}$, $\lambda(B)_{\sigma=0}$, $\lambda(I)_{\sigma=0}$, $\sigma(H)_{\lambda=0}$ и т. д.

Для поперечно-изотропных поляризованных магнитоупругих сред (напр., для поликристаллич. металлов, сплавов и ферритов) тензоры всех динамич. магнитоотрицательных коэфф. в кристаллографич. системе координат имеют не более пяти независимых ненулевых компонент и

в самом общем виде могут быть представлены матрицей типа:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & a_{14} & a_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{15} & -a_{14} & 0 \\ a_{31} & a_{31} & a_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Наиболее важен для практики коэфф. a_{33} , характеризующий продольные колебания стержней и радиально-симметричные колебания колец, а также a_{15} , характеризующий крутильные колебания аксиально-поляризованных тонких трубок.

Динамич. магнитоэластические коэфф. не являются вполне независимыми. В частности, для случаев продольных и радиально-симметричных колебаний они связаны следующими выражениями:

$$\begin{aligned} g_{33} &= h_{33} (E^I)^{-1} \approx (\mu_0 a_{33}) (E^B)^{-1}; \\ h_{33} &= \frac{e_{33}}{\chi^u} = \frac{d_{33} E^H}{\chi^u} \approx \frac{\Lambda_{33} E^H}{\mu^u}, \end{aligned} \quad (7)$$

где μ^u — относительная магнитная проницаемость, $E(E^I, E^B, E^H)$ — модуль Юнга. Соотношения между χ^σ и χ^u , E^H и E^B выводятся с помощью представления о продольном коэфф. магнитомеханич. связи K_{33} (см. Коэффициент электромагнитической связи):

$$\frac{E^H}{E^I} = \frac{\chi^u}{\chi^\sigma} \approx \frac{E^H}{E^B} \approx \frac{\mu^u}{\mu^\sigma} = 1 - K_{33}^2 \quad (8)$$

(где $K_{33} \approx \mu_0 \mu a^2 / E^B$). Другим типам магнитоэластических колебаний соответствуют другие коэфф. магнито-

члены высших порядков. Магнито-механич. нелинейность можно трактовать как зависимость динамич. магнитоэластических коэфф. от амплитуд магнитных и механич. переменных, напр. a от B_m (рис. 5). Если B_m одного порядка или больше, чем B_0 , то магнитоэластические колебания существенно нелинейны: наряду с колебаниями на основной частоте возбуждающей индукции появляются их более высокие гармонич. составляющие. Наконец, при $B_0 = 0$, $B_m \neq 0$ реализуются только колебания на двойной частоте возбуждающего сигнала и высших четных гармониках. При этом эффективность электромагнитич. преобразования резко падает.

Выражения (1) — (4), (7), (8) описывают квазистатич. магнитоэластические колебания без учёта потерь, а также пространственной неоднородности распределения механич. и магнитных переменных. В реальных случаях ур-ния состояния (1) — (4) следует решать совместно с дифференциальными ур-ниями движения, а входящие в них параметры полагать комплексными.

Лит.: Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; Вандер-Бургт К., «Проблемы совр. физики», 1954, в. 6, с. 126—65; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 3; Ганева Л. И., Гольямина И. П., «Акуст. ж.», 1974, т. 20, № 3, с. 378—85; Сыркин Л. Н., Пьезомагнитная керамика, Л., 1972.

Л. Н. Сыркин.

МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ —

волны, возникающие в магнитоупорядоченных кристаллах — ферро- и антиферромагнетиках — в результате связи между магнитными и упругими параметрами вещества. Упругие волны, т. е. колебания ионов в кристаллич. решётке относительно положения равновесия, в магнитоупорядоченных кристаллах сопровождаются колебаниями спинов, а следовательно, и колебаниями магнитных моментов; в свою очередь колебания спинов, т. е. спиновые волны, вызывают смещение ионов. Таким образом, в М. в. изменение магнитных параметров состояния (напр., намагниченности) связано с изменением упругих параметров состояния кристалла (деформации, механич. напряжения). Возникновение М. в. является одним из проявле-

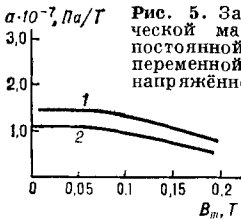


Рис. 5. Зависимость динамической магнитоэластической постоянной a от амплитуды переменной индукции B_m при напряжённости подмагничивающего поля $H_0 = 0,8$ кА/м: 1 — для Ni и 2 — для феррита Ni.

механич. связи, напр. сдвиговой K_{15} (иногда нижние индексы у коэфф. магнитомеханич. связи опускаются, в этом случае подразумевается, что $K = K_{33}$).

С увеличением амплитуд переменных величин, входящих в ур-ния (1) — (4), пропорциональность между ними нарушается (магнитомеханич. нелинейность). Это означает, что в соответствующих разложениях термодинамич. ф-ций следует учитывать

ний магнитоупругого взаимодействия, к-рое можно характеризовать магнитоупругой энергией единицы объёма вещества:

$$U_{\text{му}} = -b_{iklm}\sigma_{ik}M_lM_m, \quad (1)$$

где σ_{ik} — тензор механич. напряжений, M_l и M_m — компоненты вектора намагниченности, b_{iklm} — тензор магнитоупругих констант, определяющий интенсиность магнитоупругого взаимодействия. В М. в. переменной величиной является как компонента механич. напряжения σ (или компонента деформации), так и компонента намагниченности M . Такая смешанная волна возникает в той области частот, где длина упругой волны оказывается близкой по величине к длине спиновой волны. Дисперсионные соотношения (рис. 1), т. е.

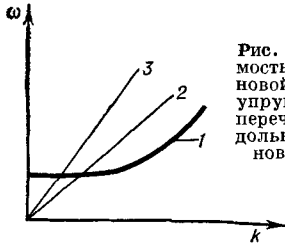


Рис. 1. Зависимость частоты спиновой волны 1 и упругих волн поперечной 2 и продольной 3 от волнового вектора.

зависимость частоты волны ω от величины волнового вектора $k = 2\pi/\lambda$ (где λ — длина волны), в простейшем случае для спиновой волны имеют вид: $\omega_{\text{сп}} = \gamma(H + \alpha k^2_{\text{сп}})$, а для продольных и поперечных упругих волн $\omega_{\text{зв}} = c_l k_{\text{зв}}$ и $\omega_{\text{зв}} = c_t k_{\text{зв}}$, где $\gamma = e/mc_0$ — гиромагнитное отношение для электрона, e и m — его заряд и масса, c_0 — скорость света в вакууме, H — напряжённость постоянного магнитного поля, α — постоянная, связанная с обменной постоянной и с величиной угла между направлениями H и k , c_l и c_t — скорость распространения продольной и поперечной упругих волн соответственно. Для волн, у к-рых значения ω и k лежат далеко от области пересечения дисперсионных кривых, взаимодействие пренебрежимо мало и спиновые и упругие волны распространяются независимо друг от друга. Если же частоты спиновых и звуковых волн при заданном k близки друг другу, то магнитоупругое взаимодействие приводит к тому, что в области

частот $\omega_{\text{зв}} \approx \omega_{\text{сп}}$ возникает связанная М. в. В области пересечения дисперсионных кривых обычно наблюдаются сильное поглощение и дисперсия скорости звука, что обусловлено переходом энергии звуковой волны в энергию М. в., а затем в энергию спиновой волны.

Условие равенства частот упругой и спиновой волн имеет вид:

$$ck_0 = \gamma(H + \alpha k_0^2);$$

ω_0 и k_0 — значения частоты и волнового вектора, при к-рых происходит пересечение дисперсионных кривых (рис. 2). При $k < k_0$ кривая 1 соответствует звуковой волне, распространяющейся со скоростью $c_{\text{зв}}$, а кривая 2 — чисто спиновой волне со скоростью $c_{\text{сп}}$. При $k \gg k_0$ кривая 1 соответствует спиновой волне, а кривая 2 — упругой. В области пересечения кривых, т. е. при $\omega \approx \omega_0$ и $k \approx k_0$, существуют две связанные магнитоупругие волны, у к-рых связь частоты с волновым вектором выражается ур-нием:

$$(\omega^2 - \omega_{\text{зв}}^2)(\omega \pm \omega_{\text{сп}}) \pm \frac{|\gamma| b^2 k^2}{\rho M_0^2} = 0, \quad (2)$$

Где $\omega_{\text{зв}}$ и $\omega_{\text{сп}}$ определяются приведёнными выше выражениями, ρ — плотность вещества, M_0 — равновесное значение намагниченности, b — константа магнитоупругой связи. Если $b = 0$, т. е. магнитоупругое взаимодействие отсутствует, то ур-ние (2) даёт два положительных решения для частоты $\omega = \omega_{\text{зв}}$ и $\omega = \omega_{\text{сп}}$, что соответствует невозмущённым упругим и спиновым волнам. При $b \neq 0$ происходит расщепление дисперсионных кривых на две ветви, т. е. существуют две М. в. с частотами $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ (кривая 2 на рис. 2) и $\omega = \omega_0 - \Delta\omega$ (кривая 1 на рис. 2), где $\omega_0 = ck_0$, $\Delta\omega = \sqrt{\gamma b^2 \omega_0 / c^2 \rho M_0^2}$ (масштаб кривых на рис. 2 искажён: обычно $\Delta\omega \ll \omega_0$).

Взаимодействие спиновой волны возможно как с продольной, так и с поперечными упругими волнами, поэтому на дисперсионных кривых возможно существование нескольких областей возникновения М. в.

М. в. могут использоваться для преобразования звуковой волны в спиновую и обратно. В таких материалах, как, напр., монокристаллы ферритов-гранатов, на частотах $\sim 10^9$ Гц го-

раздо легче возбудить и принять спиновую волну, чем звуковую. Если образец феррита поместить в СВЧ-резонатор и возбудить в нём спиновую волну, то при наличии постоянного магнитного поля, неоднородного по пространству, по образцу побегит спиновая волна с переменным $k_{\text{сп}}$. При уменьшении напряжённости поля H в направлении распространения спиновой волны и при фиксированном значении ω , задаваемом резонатором, величина $k_{\text{сп}}$ в соответствии с ур-нием (2) по мере распространения

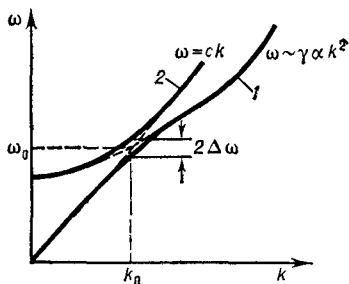


Рис. 2. Дисперсионные кривые спиновой 1 и упругой поперечной 2 волны в области взаимодействия.

растёт. Если при этом возрастании $k_{\text{сп}}$ достигнет значения $k_{\text{зв}} = \omega/c_l$ или $k_{\text{зв}} = \omega/c_t$, то вследствие магнитоупругого взаимодействия спиновая волна превратится в магнитоупругую, а при дальнейшем увеличении k — в чисто упругую волну. Дальнейшее уменьшение H не влияет на характер распространения упругой волны. При таком преобразовании скорость распространения волны изменяется: скорость упругой волны гораздо больше, чем скорость спиновой. Если с к.-л. точки пространства H начинает возрастать и, следовательно, волновое число для спиновых волн уменьшается, то можно получить обратное преобразование звуковой волны в спиновую. Т. о., в образце с неоднородным магнитным полем можно преобразовывать упругие и спиновые волны друг в друга и тем самым изменять скорость распространения и время прохождения сигнала по образцу. Меняя характер поля, можно получать разное время распространения волн, что важно для создания линий задержки с переменным временем задержки.

Взаимодействие спиновых и упругих волн осуществляется на высоких УЗ-вых и гиперзвуковых частотах, поскольку область существования спиновых волн ограничена снизу частотами $\sim 10^8$ Гц. Верхняя граница для M . в. также определяется возможностью получения спиновых волн и составляет $\sim 5 \cdot 10^{10}$ Гц.

Наилучшим материалом для осуществления взаимодействия упругих и спиновых волн являются ферриты, в частности монокристаллы иттриевого феррита-граната (ИФГ). Монокристаллы ИФГ, выращенные из расплава, обладают очень низкими акустич. потерями (на порядок меньшими, чем в монокристаллах кварца или любого другого вещества в диапазоне 10—1000 МГц), а также малыми ферромагнитными потерями. На монокристаллах ИФГ изготавливают линии задержки для сверхвысоких частот, в к-рых стержень из ИФГ используется одновременно как преобразователь и как задерживающая среда. При этом время задержки можно изменять. Напр., линия задержки на ИФГ работает в диапазоне частот 0,5—1,0 ГГц, время задержки изменяется от 1 до 10 мкс, потери составляют 37 дБ. Используя усиление M . в. вследствие нелинейности магнитоупругого взаимодействия, можно добиться значительного снижения потерь.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 3, ч. Б, М., 1968, гл. 4; т. 4, ч. Б, М., 1970, гл. 5; Моносов Я. А., Нелинейный ферромагнитный резонанс, М., 1971; Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетинский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Такер Дж., Рэмpton В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975. А. Л. Полякова.

МАГНОН — квазичастица, представляющая собой квантовый аналог спиновой волны в магнитоупорядоченных средах.

МАГНОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие спиновых и упругих волн в твёрдом теле, см. *Магнитоупругие волны*.

МАНДЕЛЬШТАМА — БРИЛЛЮЭНА РАССЕЯНИЕ — рассеяние световой волны на флуктуациях плотности в жидкостях или газах или на колебаниях кристаллической решётки в твёрдом теле, для к-рого характерен сдвиг частоты рассеянного света относительно частоты падающего. В любом веществе — газе, жидкости или твёр-

дом теле — при темп-ре, отличной от абсолютного нуля, имеются флуктуации плотности, обусловленные тепловыми колебаниями атомов и молекул. Их можно представить в виде набора упругих плоских волн со случайными фазами и амплитудами (т. н. дебаевских волн), распространяющихся во всех направлениях внутри образца. При падении световой волны от внешнего источника на вещество происходит взаимодействие света с такими упругими волнами. Каждая из этих волн создаёт периодич. решётку, на к-рой и происходит дифракция света (рис. 1), это явление аналогично диф-



Рис. 1. Схема рассеяния световой волны с волновым вектором k_0 на звуковой волне с волновым вектором K . Тонкими параллельными линиями показаны волновые фронты звуковой волны, k_1 — волновой вектор рассеянной световой волны.

ракции света на ультразвуке. Вследст-

вие флуктуаций плотность вещества в каждой точке определяется ф-лой: $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$, где ρ_0 — невозмущённое значение плотности, а $\Delta\rho$ — её изменение; в выражении для $\Delta\rho$ можно выделить две волны, распространяющиеся в противоположных направлениях:

$$\Delta\rho = Ae^{i(\Omega t - Kx)} + A^*e^{-i(\Omega t - Kx)}.$$

Здесь Ω — круговая частота и K — волновой вектор упругой волны связаны между собой соотношением: $\Omega = Kc_{зв}$, а $c_{зв}$ — скорость звука (в твёрдом теле может фигурировать скорость как продольной, так и поперечной упругой волны).

Поскольку диэлектрич. проницаемость вещества является ф-цией плотности и темп-ры, то из-за флуктуаций плотности её изменение при постоянной темп-ре равно:

$$\Delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)_T \Delta\rho,$$

вследствие этого возникает периодич. изменение показателя преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ с пространственным периодом $2\pi/K$ по оси x . Если падающая на

элемент объёма среды под произвольным углом к оси x световая волна имеет вид

$$E_{\text{п}} = E_0 e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} + E_0^* e^{-i(\omega_0 t - k_0 x)}$$

(где ω_0 — её частота, а k_0 — волновой вектор), то в результате её взаимодействия с периодич. решёткой, обусловленной изменением показателя преломления n , возникает рассеянная волна

$$E_{\text{р}} = E_1 e^{i(\omega_1 t - k_1 x)} + E_1^* e^{-i(\omega_1 t - k_1 x)}$$

с частотой ω_1 и волновым вектором k_1 . Для световых волн в веществе справедливы соотношения:

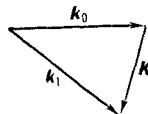
$$\omega_0 = \frac{kc_0}{n}, \quad \omega_1 = \frac{kc_0}{n}, \quad k_0 = n \frac{2\pi}{\lambda_0},$$

где λ_0 — длина волны падающего света в вакууме, а c_0 — скорость света в вакууме. При рассеянии должно выполняться условие:

$$k_1 - k_0 - K = 0,$$

соответствующее закону сохранения импульса при взаимодействии волн (рис. 2). Частота рассеянной волны в силу закона сохранения энергии равна: $\omega_1 = \omega_0 \pm \Omega$. Т. о., при рассеянии света на звуковой волне с частотой Ω возникают две волны: волна, частота к-рой уменьшается при рассеянии ($\omega_1 = \omega_0 - \Omega$), т. н. стоксова компонента М.—Б.р., и волна, частота к-рой увеличивается при рассеянии ($\omega_1 = \omega_0 + \Omega$), т. н. антистоксова компонента. Используя представления квантовой механики, можно сказать, что при стоксовом рассеянии происходит испускание фонона,

Рис. 2. Векторная диаграмма, иллюстрирующая закон сохранения импульса при рассеянии света на звуке.



а при антистоксовом — поглощение. В общем случае в спектр рассеянной волны, помимо компонент с частотами, смещёнными относительно ω_0 на величину $\pm \Omega$ (компонент Мандельштама — Бриллюэна), входит ещё центральная компонента с несмещённой частотой ω_0 , соответствующая рассеянию на флуктуациях энтропии.

Поскольку обычно $\Omega \ll \omega_0$, частота рассеянной волны мало отличается от

частоты падающей, и, следовательно, абсолютная величина вектора k_0 при рассеянии меняется незначительно, а происходит лишь его поворот на угол рассеяния θ . Изменением абсолютной величины вектора k_0 обычно пренебрегают и считают $|k_0| = |k_1| = \frac{2\pi}{\lambda_0} n$.

Учитывая это, можно получить для волнового вектора упругой волны, ответственной за рассеяние под углом θ , выражение:

$$K = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2}$$

или для её длины волны Λ и частоты Ω соотношения:

$$n\Lambda \sin \frac{\theta}{2} = \lambda_0; \quad \Omega = n\omega_0 \frac{c_{зв}}{c_0} \sin \frac{\theta}{2}.$$

Т. о., световая волна, падающая на элемент объёма вещества, приводит к появлению целого набора рассеянных волн, причём под каждым углом θ рассеивается световая волна, сдвинутая по частоте относительно частоты падающей на величину Ω , зависящую от угла θ . Варьируя угол наблюдения рассеянного света θ , можно наблюдать рассеяние на звуковых волнах с разными частотами, к-рые могут изменяться от 0 Гц при $\theta = 0$ до максимального значения, равного:

$$\Omega_{\max} = n\omega_0 \frac{c_{зв}}{c_0} \quad \text{при } \theta = 180^\circ \text{ или,}$$

как говорят, при рассеянии назад. В действительности рассеяние на малые углы наблюдать очень трудно из-за засветки исходным излучением, мощность к-рого всегда гораздо больше, чем мощность рассеянного. Реально наблюдаемое рассеяние происходит на упругих волнах гиперзвукового диапазона (см. *Гиперзвук*). Так, напр., при освещении рассеивающего объёма с водой ($c_{зв} = 1,5 \cdot 10^3$ см/с, $n = 1,5$) синей линией ртутного спектра ($\lambda_0 = 0,4358$ мкм) и при наблюдении под углом $\theta = 90^\circ$ величина $\Lambda = 2,3 \cdot 10^3$ см, а частота упругой волны $f = \Omega/2\pi = 5 \cdot 10^9$ Гц. При наблюдении под углом $\theta = 180^\circ$ частота звуковой волны, ответственной за рассеяние, $f = 10,5 \cdot 10^9$ Гц. Фиксируя угол рассеяния, т. е. поставив регистрирующую аппаратуру под определённым углом к направлению падающего света, по положению спектральных компонент М.—Б. р. можно определить скорость звука. Изменение сдвига частоты позволило впер-

вые определить скорость гиперзвуковых волн и обнаружить дисперсию скорости в целом ряде жидкостей.

Использование обычных источников света позволяет измерять только положение спектральных линий М.—Б. р. Применение лазеров в качестве источников света значительно расширило возможности М.—Б. р. как метода исследования вещества, а именно стало возможным измерять ширину линий М.—Б. р., к-рые определяются поглощением гиперзвука. Полуширина линии М.—Б. р. (рис. 3)

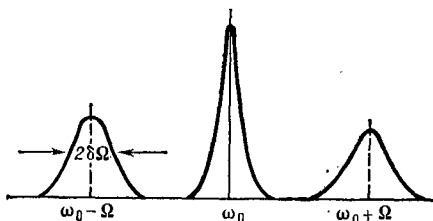


Рис. 3. Структура спектра световой волны: центральная линия — падающий свет, боковые линии — стокова и антистокова компоненты рассеянной волны.

связана с коэфф. поглощения звука α соотношением: $\delta\Omega = \alpha \cdot c_{зв}$. В твёрдом теле, кроме продольной волны, имеется ещё две сдвиговых (поперечных) волны, на к-рых также может происходить рассеяние света. Соотношения для М.—Б. р. на поперечных волнах те же, что и для рассеяния на продольных. Поскольку скорость поперечных волн всегда меньше, чем скорость продольных, рассеянные компоненты, связанные с поперечными волнами, имеют меньший сдвиг по частоте относительно центральной линии, чем компоненты, связанные с рассеянием на продольных волнах. В этом случае могут наблюдаться не 2, а 4 или 6 компонент Мандельштама — Бриллюэна. Рассеяние на поперечных волнах может наблюдаться также в очень вязких жидкостях.

Наблюдать М.—Б. р. можно с помощью установки (рис. 4), где свет от источника, напр. от рубинового лазера 1, проходит через фокусирующую оптич. систему 2 и полупрозрачное зеркало 3, после чего попадает в кювету с жидкостью, рассеяние в к-рой наблюдают, или же на кристалл исследуемого вещества 4. При наблюдении рассеяния назад рассеянный

свет, попавший на зеркало 3, направляется на интерферометр Фабри — Перо 5 и фотоумножитель 6, которые позволяют исследовать рассеянный свет.

Использование лазеров привело также к открытию нового явления — вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна. При достаточно больших мощностях светового импульса лазера, когда напряжённость электрич. поля E в световой волне оказывается $\sim 10^4 - 10^8$ В/см, это поле может оказать существенное влия-

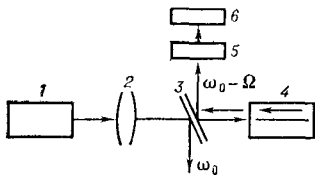


Рис. 4. Схема установки для наблюдения рассеяния Мандельштама — Бриллюэна: 1 — источник света; 2 — фокусирующая оптическая система; 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — исследуемый кристалл; 5 — интерферометр Фабри — Перо; 6 — фотоумножитель.

ние на саму рассеивающую среду, т. е. на ту упругую волну, на к-рой происходит рассеяние. Основой такого взаимодействия является эффект *электрострикции*. Силы, обусловленные электрострикцией, создают в среде дополнительные возмущения, к-рые при определённых условиях обеспечивают непрерывную подкачку энергии в упругую волну. Эти силы равны:

$$F = \frac{1}{8\pi} \text{grad} \left[E^2 \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \right],$$

а ур-ние для звукового давления в среде в этом случае имеет вид:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_{\text{зв}}^2 \nabla^2 p = - \frac{1}{8\pi} \rho_0 c_{\text{зв}}^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \nabla^2 E^2.$$

Квадратичный член в правой части этого ур-ния, пропорциональный произведению электрич. поля в падающей и рассеянной волнах $E_{\text{п}} E_{\text{р}}$, характеризует источник, обеспечивающий возникновение звуковой волны с частотой $\Omega = \omega_0 - \omega_1$. В ур-нии Максвелла, описывающие распространение света в среде, войдёт нелинейный член вида: $\frac{\Delta \epsilon}{4\pi} E$, где изменение

диэлектрической проницаемости $\Delta \epsilon$ является ф-цией изменения давления (или плотности). Совместное решение этих уравнений показывает, что если амплитуда световой волны превышает некоторое значение, наз. пороговым, то та звуковая волна, к-рая вызывает эффект обычного М.— Б. р. (или, как говорят, теплового рассеяния), начинает усиливаться под действием света. Это приводит также к увеличению интенсивности рассеянного света, к-рая может стать величиной такого же порядка, как и интенсивность первичной падающей световой волны. Значение пороговой интенсивности света, при к-рой начинается нарастание звука, тем меньше, чем меньше коэфф. поглощения звука.

В процессе вынужденного М.— Б. р. возникает весьма интенсивный гиперзвук, верхняя граница частот к-рого $\sim 10^{11}$ Гц для твёрдого тела и $\sim 10^9 - 10^{10}$ Гц для жидкостей и газов. Получение упругих волн столь высокой частоты в жидкостях и газах другими способами пока невозможно, а при генерации таких частот в твёрдом теле (в монокристаллах кварца и сапфира при темп-ре жидкого гелия) обычными способами получается гиперзвук весьма малой мощности. Т. о., вынужденное М.— Б. р. является методом возбуждения гиперзвука и его изучения. Однако частоты гиперзвука, излучаемого таким методом, лежат в довольно узком диапазоне.

При фокусировке гигантского импульса рубинового лазера мощностью $\sim 100-200$ МВт внутри образца вещества, рассеяние на к-ром наблюдается, можно получить интенсивность света $\sim 10^6$ МВт/см², что соответствует напряжённости электрич. поля световой волны $E \sim 10^7$ В/см. Этого достаточно для проявления нелинейных явлений и наблюдения вынужденного М.— Б. р. При фокусировке лазерного излучения сферич. линзой наибольшую интенсивность рассеяния, а следовательно, и наибольшую интенсивность звука можно ожидать под углом рассеяния $\theta = 180^\circ$, т. к. для этого направления рассеяния область нелинейного взаимодействия будет наибольшей. Применение цилиндрич. линзы позволяет получить интенсивное вынужденное М.— Б. р. под углом $\theta = 90^\circ$. Интенсивность звуковой волны, возникаю-

щей при вынужденном М.—Б. р., не велика. Так, напр., при интенсивности падающего света 60 МВт/см² максимальная акустич. мощность в плавленом кварце составляет $1,6 \cdot 10^{-3}$ Вт. В кристаллах при низких темп-рах может быть получена значительно большая акустич. мощность.

Лит.: Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965; Старунов В. С., Фабелинский И. Л., «Успехи физ. наук», 1969, т. 98, в. 3, с. 441—91; Walder J., Tang C. L., «Phys. Rev. Lett.», 1967, в. 19, р. 623; Физическая акустика, под ред. У. Мазона, пер. с англ., т. 6, М., 1973, гл. 1; т. 7, М., 1974, гл. 5. А. Л. Полякова.

МАХА ЧИСЛО — в аэродинамике безразмерная величина, равная отношению скорости v движения тела в однородной сжимаемой среде к скорости звука c в той же среде. М. ч. можно рассматривать как величину, пропорциональную отношению энергий направленного и хаотического движений молекул газа, и в этом смысле оно характеризует относительную величину возмущения среды движущимся телом, вызывающим направленное движение газа. М. ч. — один из основных критериев подобия в аэродинамике, играющих существенную роль в ситуациях, когда нельзя пренебрегать сжимаемостью газа.

В акустике под М. ч. понимается величина $M_a = v/c$, где v — амплитуда колебательной скорости частиц в звуковой волне, c — скорость звука. М. ч. можно также записать в виде: $M_a = \rho'/\rho$, где ρ' — избыточная плотность, обусловленная проходящей волной, ρ — равновесное значение плотности, откуда следует, что М. ч. характеризует степень возмущения среды, вызванного проходящей в ней звуковой волной. Поскольку предметом изучения акустики являются процессы, в к-рых возмущения среды малы, соответственно малы и значения М. ч. ($M_a \ll 1$); это условие является количественным критерием применимости акустич. представлений. Напр., для звука в воздухе, интенсивность которого соответствует громкому разговору, $M_a \approx 10^{-6}$.

МЕРТВАЯ ЗОНА — часть объёма изделия, контролируемого методом УЗ-вой дефектоскопии, в к-рой невозможно обнаружить дефекты. Следует различать геометрическую и временную М. з. Геометрическая М. з. — это

участки изделия, в к-рые из-за сложной его формы невозможно ввести УЗ-вые колебания. Временная М. з. — это подповерхностный слой изделия, в пределах к-рого эхо-сигналы от обнаруженных неоднородностей (дефектов) сливаются с излучаемым (зондирующим) импульсом, делая невозможной их раздельную регистрацию.

МЕТАЛЛИЗАЦИЯ И ПАЙКА

ультразвуковые — процесс соединения материалов путём образования молекулярного контакта жидкого металла (припоя) с труднометаллизируемыми материалами под воздействием УЗ-вых колебаний. М. и п. имеют общую физич. природу и осуществляются, когда металлизиремый объект приводится в соприкосновение с расплавленным металлом (припоем), в к-ром имеет место УЗ-вая кавитация. Ударные волны, возникающие при захлопывании кавитационных полостей, давления в к-рых могут достигать 10^3 атм, разрушают плёнки окислов и загрязнений на металлизиремой поверхности. Чистая поверхность, защищённая от окисления расплавом, хорошо им смачивается. Возникающие при кавитации акустические течения способствуют этому процессу: они уносят частицы окислов и загрязнений, перемещивают расплав в области контакта. Кроме того, они обуславливают абразивное действие на металлизиремую поверхность частиц твёрдой фазы, если таковые имеются в расплаве (напр., в области темп-р, когда в расплаве Sn — Zn ещё находятся кристаллики Zn). Кавитация способствует также проникновению расплава в поры материала (т. н. *звукокапиллярный эффект*), активизирует диффузионные взаимодействия на границе фаз.

УЗ-вая металлизация (лужение) проводится либо с помощью УЗ-вого паяльника, жало к-рого перемещается в тонком слое расплава, нанесённого на металлизиремую поверхность, либо в заполненной расплавом УЗ-вой ванне. Кавитация в ванне создаётся колебаниями диафрагмы, служащей её дном (рис. 1) и связанной посредством волновода 2 с магнетриксционным преобразователем 1. Электрич. мощность установок УЗ-вого лужения составляет 0,4—2,5 кВт, рабочая частота 16—26 кГц.

УЗ-вая пайка производится специальными паяльниками (рис. 2), отличающимися от обычных тем, что их жало совершает колебания с частотой УЗ и жёстко связано через волновод-концентратор с магнитоэлектрическим или пьезоэлектрическим преобразователем. Амплитуда колебаний

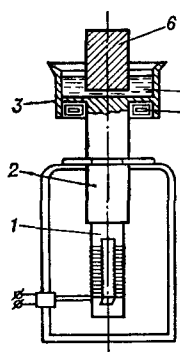


Рис. 1. Схема установки для ультразвуковой металлизации: 1 — магнитоэлектрический преобразователь; 2 — волновод; 3 — ванна; 4 — нагреватель; 5 — расплавленный металл (припой); 6 — металлизированная деталь.

жала УЗ-вого паяльника составляет 3—20 мкм, электрич. мощность 0,04—0,60 кВт. При пайке жало паяльника вводится в припой, расплавляя его и одновременно вызывая в расплаве кавитацию. При конструировании УЗ-вых ванн и паяльников необходимо обеспечивать теплоизоляцию преобразователей от расплавленного металла.

Технология процессов УЗ-вых М. и п. отличается от обычной следую-

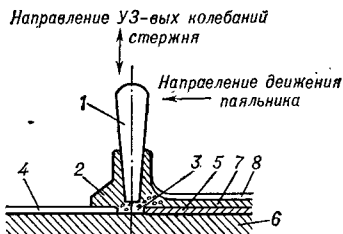


Рис. 2. Схема действия ультразвукового паяльника: 1 — стержень паяльника; 2 — расплавленный припой; 3 — место контакта расплавленного припоя с чистым металлом; 4 — окисная плёнка; 5 — слой, представляющий собой смесь припоя с чистым металлом; 6 — чистый металл; 7 — затвердевший слой; 8 — остатки окислов на поверхности припоя.

щими требованиями: необходимо поддержание постоянной темп-ры расплава (обычно она на 20—50° выше темп-ры плавления) с точностью $\pm 1\%$ и постоянной мощности звука, вводимой в расплав. Последнее достигается стабилизацией амплитуды УЗ-вых колебаний, поддержанием по-

стоянных толщины слоя расплава и расстояния d между жалом паяльника и металлизированной поверхностью ($d = 0,4—0,5$ мм). Постоянство d особенно важно при металлизации стекла, керамики и т. п., поскольку прикосновение колеблющегося жала может их разрушить. Оптимальный угол наклона жала паяльника относительно перпендикуляра к металлизированной поверхности $\sim 35^\circ$. Обычное время УЗ-вой металлизации составляет 5—10 с, а скорость перемещения УЗ-вого паяльника 2—10 мм/с. Превышение оптимального времени металлизации (пайки) и интенсивности УЗ может вызвать заметную кавитационную эрозию металлизированной поверхности, что особенно опасно при металлизации тонкой проволоки и фольги.

Металлич. покрытия (Al, Cu, Ag и т. д.) широко применяются для защиты материалов и конструкций от механич. и тепловых воздействий, для защиты от агрессивных сред. Для соединения различных материалов их покрывают многокомпонентными припоями. В ряде случаев такие покрытия трудно или невозможно создать без воздействия УЗ. УЗ-вые М. и п. обеспечивают металлизацию алюминия и его сплавов, титана, ниобия, керамики (в т. ч. пьезокерамики), стекла, ферритов, полимерных материалов; сокращают время пайки, повышают качество и прочность соединений; позволяют получить соединения металл — керамика, металл — стекло, металл — полимер. Рассмотренные процессы применяются при М. и п. различных проволок — выводов к конденсаторам и сопротивлением, проводов термонар, при сращивании алюминиевых кабелей; для припайки клемм и выводов заземления к проводам и кожухам, выполненным из алюминиевых сплавов; при пайке крепёжных лепестков и отводов к стеклу, керамике, ферритам, полупроводниковым материалам; при исправлении дефектов в алюминиевых отливках и пайке (металлизации) деталей из алюминиевых сплавов, титана, державоющей стали, чугуна; при нанесении защитных покрытий на различные стали.

Лит.: Применение ультразвука в промышленности, М. — София, 1975; Гусева Е. В., Долгов Е. Н., Пугачев С. И., Экспериментальное исследование пограничной области при ультразвуковой металлизации титановых и алюми-

ниевых сплавов, в об.: Новые разработки в ультразвуковой технике, Л., 1972; и х же, О природе соединения разнородных материалов при ультразвуковой металлизации, «Технология судостроения», 1972, в. 3. А. М. Милушевич.

МЕТАЛЛЫ — вещества, обладающие большой тепло- и электропроводностью, хорошей отражательной способностью (блеск), высокой пластичностью (жовкость). Удельная электропроводность чистых М. при комнатной темп-ре составляет 10^6 — 10^4 Ом⁻¹.см⁻¹, а сплавов на 1—2 порядка меньше. Проводимость очень чистых металлич. монокристаллов при охлаждении до нескольких кельвинов возрастает до 10^5 раз, проводимость сплавов слабо зависит от темп-ры. Большинство М. при комнатной темп-ре имеют малую магнитную восприимчивость; только железо, кобальт, никель и их сплавы сильно магнитны (см. *Ферромагнетизм*). Примерно $\frac{3}{4}$ известных химич. элементов — М. Почти любые комбинации чистых М. могут образовывать сплавы.

Все М. в твёрдом состоянии — кристаллич. тела. Большинство их кристаллизуется в форме решёток, отвечающих плотной упаковке атомов: алюминий, медь, железо, свинец и др. имеют кубич. решётку; цинк, кадмий, магний и др. — гексагональную. М. можно представить себе как пространственную решётку из положительных ионов, наполненную газом подвижных электронов — электронов проводимости. Большая концентрация электронов (у большинства М. — порядка одного на атом, т. е. 10^{22} — 10^{23} см⁻³) отличает М. от диэлектриков и полупроводников и обуславливает их основные свойства. Электропроводность М. обуславливается переносом заряда электронами проводимости, теплопроводность — переносом ими же энергии. Поэтому отношение коэффициентов электро- и теплопроводности — величина постоянная (закон Видемана — Франца).

Для М. характерна линейная связь между электрич. током j и полем E , приложенным к металлу: $j = \sigma E$, где σ — удельная электропроводность (закон Ома). Электропроводность чистых М. растёт линейно с понижением темп-ры в области обычных темп-р; при низких темп-рах рост электропроводности становится более крутым. Нек-рые М., как чистые, так

и сплавы, при темп-рах в области 20—0 К становятся сверхпроводниками: их электропроводность обращается в бесконечность. Характерная для данного М. темп-ра перехода наз. его критич. темп-рой T_K ; для свинца $T_K = 7,2$ К, для олова 3,7 К, для Nb₃Sn 18 К, для Nb₃Ge 23 К; темп-ра перехода понижается при наложении магнитного поля.

Действие магнитного поля на М. приводит к ряду гальваномагнитных эффектов, связанных с искривлением траекторий электронов. К ним относятся, напр., уменьшение электропроводности чистого М., доходящее до нескольких порядков величины, появление электрич. поля в направлении, перпендикулярном протекающему в М. току (эффект Холла). Действие переменного электромагнитного поля частоты ω на М. возбуждает в нём ток той же частоты. Однако вследствие инерции электронов амплитуды поля и тока убывают в глубь М. Это явление наз. скин-эффектом. Глубина проникновения электромагнитного поля в М. (скин-слой) определяется ф-лой: $\delta = c/2l\sqrt{\sigma\omega}$, где c — скорость света в вакууме.

Электропроводность М. выражается ф-лой: $\sigma = nel/p$, где e — заряд электрона, n — концентрация электронов проводимости, l — длина их свободного пробега, p — импульс. Т. о., проводимость определяется величиной l , т. е. расстоянием, к-рое электрон пролетает от одного до другого неупругого столкновения (столкновения, при к-ром электрон теряет накопленную при движении энергию). При движении в идеальной кристаллич. решётке электрон не испытывал бы столкновений, в реальном кристалле их причина — нарушения его структуры. Такими нарушениями являются границы кристаллитов, дислокации и вакансии, инородные атомы примесей, а также тепловые колебания кристаллической решётки. В очень чистых монокристаллах, охлаждённых до нескольких кельвинов, длина свободного пробега электрона достигает величины ~ мм. Скорость свободного (теплого) движения электронов в М. составляет ~ 10^8 см/с.

Свойства электронов проводимости М. удобно характеризовать при помощи представлений о поверхности

Ферми. При равновесном статистич. распределении электронов по разным квантовым состояниям они занимают все возможные состояния, соответствующие энергиям от минимальной (близкой к нулю) до максимальной, наз. энергией Ферми. Каждое состояние электрона изображается точкой в пространстве импульсов (т. е. в пространстве, где координатами служат компоненты импульса). Геометрич. место точек, отвечающих энергии Ферми, есть поверхность Ферми; для щелочных М. она почти сферична, для поливалентных М. — имеет сложную форму, обычно состоит из нескольких частей и может быть многосвязной, сохраняя, однако, симметрию кристаллич. решётки М. Электроны проводимости, изображаемые точками, лежащими на поверхности Ферми, изменяют свой импульс под действием внешних полей — электрического и магнитного; при этом точка, изображающая электрон, перемещается по поверхности Ферми. Движение электронов под действием магнитного поля представляется движением изображающих их точек по линиям пересечения поверхности Ферми плоскостями, перпендикулярными вектору напряжённости поля. Т. к. траектории электронов в пространстве координат подобны орбитам изображающих их точек в пространстве импульсов, движение электронов оказывается периодическим во времени и в пространстве. Частота периодич. движения электронов в магнитном поле наз. циклотронной частотой и равняется: $\omega_d = eH_z/m_0c$; т. о., ω_d определяется напряжённостью H_z магнитного поля и эффективной массой m_0 электрона проводимости, к-рая может отличаться от массы свободного электрона в вакууме в несколько раз (иногда даже на два порядка). Поперечник траектории электрона $d_x = 2cp_y/eH_z$ определяется импульсом электрона p_y . Периодич. движение электронов в М. реализуется при большой длине (и времени) свободного пробега электронов, т. е. в чистых монокристаллах при низких темп-рах. Если в М., помещённом в магнитное поле, распространяется УЗ-вая волна, совпадение или кратность её временного и пространственного периода с соответствующими периодами для траекторий электро-

нов приводит к явлениям резонансного поглощения УЗ электронами проводимости (см. *Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости*).

Лит.: Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Займан Дж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962. М. С. Хайкин.

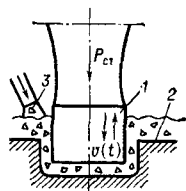
МЕХАНИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА

ультразвуком. Различают четыре вида М. о. с помощью УЗ: УЗ-вая размерная обработка деталей из твёрдых и хрупких материалов; резание труднообрабатываемых материалов инструментом, к-рому сообщаются УЗ-вые колебания малой амплитуды; снятие заусенцев с мелких деталей абразивной суспензией в УЗ-вой ванне; обработка вязких материалов с УЗ-вой очисткой шлифовального круга.

Размерная обработка. Применение УЗ-вой размерной обработки позволяет вырезать пластины любой формы из керамики, кварца, полупроводников, изготавливать отверстия сложного профиля в твёрдых и хрупких материалах, а также фасонные детали из них. По виду технологич. операций различают УЗ-вые сверление, фрезерование, шлифование, гравирование и др. Наибольшее распространение получило УЗ-вое сверление.

При УЗ-вой размерной обработке материала между инструментом 1 (рис. 1), к-рый является частью коле-

Рис. 1. Схема ультразвукового сверления хрупких материалов: 1 — инструмент, совершающий колебания; 2 — обрабатываемая поверхность; 3 — абразив.



бательной системы, и обрабатываемой поверхностью 2 подаётся суспензия абразива 3. Торец инструмента совершает колебательное движение с частотой $f = 18-44$ кГц и амплитудой $A = 10-60$ мкм. Обычно используются продольные колебания инструмента, но можно применять и поперечные или крутильные. Инструмент является частью колебательной системы, в состав к-рой входит магнетострикционный или пьезокерамический преобразователь и стержневой волновод-концентратор с коэфф. усиления по амплитуде 5—20. Инструмент

прижимается к обрабатываемой поверхности с постоянной силой $P_{ст} = 20-200$ Н. Давление прижима $P_{пр} = P_{ст}/S$ (где S — площадь торца инструмента) составляет в среднем 10^3-10^6 Па. Возникающие в процессе УЗ-вых колебаний переменные силы P_g имеют импульсный характер и повторяются с частотой колебаний инструмента. Максимальное значение

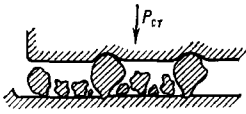


Рис. 2. Вдавливание абразива при ультразвуковом сверлении.

силы P_{gmax} в несколько раз превышает силу прижима $P_{ст}$. УЗ-вая размерная обработка включает процессы: ударное вдавливание абразивных зёрен с последующим выкалыванием частиц материала детали, циркуляцию и смену абразива в рабочей зоне, обеспечивающую унос выколотых частиц и доставку свежего абразива. При этом методе обработки происходит хрупкое разрушение обрабатываемых материалов и одновременно вязкое разрушение инструмента, изготовленного из малоуглеродистой стали. При ударе торца инструмента по абразивным зёрнам вершины зёрен вдавливаются в поверхностные слои как детали, так и инструмента (рис. 2). Внедрение частиц абразива в инструмент приводит только к пластич. деформациям, в то время как в поверхностном слое обрабатываемой детали возникает сетка микротрещин,

зарождающихся в наиболее слабых с точки зрения прочности дефектных и перенапряжённых местах. Под влиянием напряжений, создаваемых последующими ударами торца инструмента по абразивным зёрнам, происходит расширение микротрещин и образование новых трещин — создаётся зона предразрушения. Выкалывание частиц происходит в тот момент, когда максимальные касательные напряжения в зоне вдавливания преобладают сопротивлению сдвигу. Вода, несущая абразив, расширяет микротрещины и облегчает образование выколов, а также доставляет свежий абразив в зону обработки и охлаждает инструмент и деталь.

Производительность обработки (объём материала, разрушенного в единицу времени) V зависит от физико-механич. свойств обрабатываемых материалов, амплитуды A и частоты f колебаний инструмента, твёрдости и зернистости абразива и силы $P_{ст}$. Наиболее эффективно обрабатываются материалы I группы (табл.), имеющие т. н. критерий хрупкости $t_x \geq 2$, где $t_x = \tau_p/\sigma_p$, τ_p — сопротивление материала сдвигу, σ_p — сопротивление на отрыв. Производительность $V = k \cdot t_x^2$, где k — постоянный коэффициент. На УЗ-вых станках средней мощности при обработке стекла с $t_x = 2,2$ $V = 3000-5000$ мм³/мин.

Производительность V можно характеризовать ϕ -лой: $V = Q \cdot (A^2 P_{пр})^q \times \times / P \cdot S$, где коэфф. Q зависит от концентрации абразива в суспензии, твёр-

Группа материала	Материал	Критерий хрупкости	Вид деформации	Характер разрушения	Область применения УЗ-вой размерной обработки
I	Стекло, ситалл, кварц, германий, феррит, минералокерамика, агат и др.	$t_x \geq 2$	Упругая	Хрупкий	Изготовление деталей из стекла, кварца, керамики, минералов, ферритов. Обработка полупроводниковых материалов
II	Твёрдые сплавы, закалённые на высокую твёрдость, и цементированные стали, титановые сплавы, вольфрам	$1 < t_x < 2$	Упруго-пластическая	Хрупкий после упрочнения в результате микропластических деформаций	Изготовление фильер, штампов, высалочных матриц, деталей сложной формы из твёрдых сплавов и вольфрама
III	Свинец, мягкие стали и др.	$t_x < 1$	Пластическая	Разрушение практически не наблюдается	Ультразвуковой метод не целесообразен

дости обрабатываемого материала и абразива, а также от среднего размера зёрен абразива; параметры q и p в зависимости от условий изменяются от 0,5 до 1. Указанная зависимость справедлива до некоторого предельного значения $R_{пр}$, к-рое определяется скоростью смены абразива в рабочем зазоре и амплитудой колебаний инструмента, зависящей от добротности колебательной системы и мощности преобразователя. Т. о., повышение производительности связано с увеличением скорости смены абразива и с повышением мощности станков. В зависимости от размера инструмента, площадь торца к-рого может составлять от десятых долей мм² до десятков см², мощность ультразвуковых станков меняется от 100 Вт до 5 кВт. Помимо ультразвуковой колебательной системы, станок включает в себя генератор для питания преобразователя, системы, обеспечивающие прижим и поступательное движение (подачу) инструмента, координатный стол для закрепления обрабатываемой детали, системы принудительной подачи и сбора абразивной суспензии. Точность обработки на УЗ-вых станках и шероховатость обрабатываемой поверхности (средняя высота микронеровностей поверхности) пропорциональны среднему размеру зёрен абразива. Для обычно применяемых абразивных порошков точность обработки достигает 20 мкм, а шероховатость поверхности — 7—8-го класса.

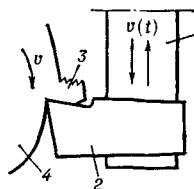
Для повышения производительности УЗ-вой обработки твёрдых сплавов и других электропроводящих материалов ($1 < t_x < 2$) совмещают УЗ-вую обработку с электрохимич. процессом, увеличивающим хрупкость поверхности металла путём анодного растворения. При этом удаётся в 5—10 раз увеличить производительность и уменьшить износ инструмента, в 3—5 раз снизить энергоёмкость процесса.

Причинами, ограничивающими применение УЗ-вой размерной обработки деталей из хрупких материалов на существующих УЗ-вых станках, являются сравнительно небольшая глубина ($h < 30$ мм) и площадь обработки, большой износ инструмента. Поэтому этот метод наиболее целесообразен при изготовлении отверстий сложной формы. Обработка глубоких отверстий (h до 500 мм) цилиндрич. и

конич. формы наиболее эффективна вращающимися алмазными инструментами, к-рым сообщаются УЗ-вые колебания с амплитудой $A = 10—12$ мкм. В этом случае отпадает необходимость подачи абразивной суспензии в рабочий зазор, подаётся только вода, а роль абразивных частиц играют зёрна алмаза. Это позволяет в несколько раз повысить производительность процесса, увеличить точность обработки, снизить расход алмазов, в десятки раз увеличить глубину обработки без снижения производительности.

Резание металла с наложением УЗ-вых колебаний на режущий инструмент. Для улучшения условий резания жаропрочных, титановых и тугоплавких сплавов, а также для повышения качества обрабатываемой поверхности режущим инструментам — рецу, сверлу, метчику и др. — сообщают УЗ-вые колебания. Обработка ведётся чаще всего на обычных металлорежущих станках, оборудованных головками с магнитоэлектрическими или пьезокерамич. преобразователями, к-рые посредством волновода 1 (рис. 3) соединены с рецом 2 (или дру-

Рис. 3. Схема резания металла с наложением ультразвуковых колебаний на режущий инструмент: 1 — волновод, сообщаящий рецу ультразвуковые колебания; 2 — резец; 3 — стружка; 4 — движущаяся деталь.



гим режущим инструментом), срезающим стружку 3. Работа при резании металла затрачивается гл. обр. на пластическую деформацию срезаемого слоя и на внешнее трение на рабочих гранях инструмента. УЗ-вые колебания, сообщаемые режущему инструменту, могут оказывать значительное влияние на обе основные составляющие работы резания: создаваемые ими знакопеременные напряжения ускоряют движение и образование дислокаций, обеспечивая возникновение пластич. деформации при более низких напряжениях, а циклич. перемещения контактных поверхностей вызывают периодич. поворот векторов сил трения на рабочих гранях инструмента, значительно уменьшающий сопротивление сходу стружки и облег-

чающий процесс стружкообразования. Кроме того, при резании вязких материалов на рабочей поверхности инструмента часто возникает торможение, или «застой» металла (наз. наростом), и «наблюдается своеобразное трение покоя, сопровождающееся большими силами трения и ухудшением качества поверхности. УЗ-вые колебания приводят к устранению «застоя» металла на инструменте, к уменьшению сил трения и к улучшению качества поверхности.

Контакт инструмента и заготовки имеет место лишь на отдельных микронеровностях их поверхностей. При УЗ-вых колебаниях происходит нагрев микровыступов инструмента и заготовки за счёт потерь акустич. энергии, и при определённых условиях может возникнуть местное размягчение поверхностей и изменение характера трения, что также приводит к уменьшению затрачиваемой работы.

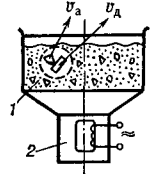
УЗ-вые колебания, сообщаемые режущим инструментам, вызывают изменение кинематики резания: периодически изменяются величина и направление вектора действительной скорости резания $V_p = v \pm 2\pi f A \cos 2\pi ft$ (где v — скорость перемещения заготовки, A и f — амплитуда и частота колебаний инструмента), кинематич. углы инструмента, толщина срезаемого слоя и др. Эффект действия УЗ на процесс резания зависит от величин A и f , от отношения колебательной скорости $2\pi f A$ к скорости v , от сечения срезаемого слоя и от физико-механич. и теплофизич. свойств обрабатываемого и инструментального материалов. Наибольший эффект в направлении улучшения качества обрабатываемой поверхности, уменьшения сил резания и повышения точности обработки достигается при возбуждении тангенциальных УЗ-вых колебаний малой амплитуды и резании с небольшими скоростями, малыми значениями подачи детали и глубины её резания.

Наиболее широкое применение УЗ получил при обработке внутренних резьб малого и среднего диаметра в жаропрочных и титановых сплавах. При сообщении режущему инструменту — метчику — УЗ-вых колебаний с $f = 18-44$ кГц и $A = 3-5$ мкм крутящий момент и осевая сила снижаются на 25—30%, улучшается качество резьбы. Применение УЗ позволяет

повысить производительность резбонарезания в 2—3 раза и стойкость инструмента в 1,5—2 раза.

Снятие заусенцев. Для снятия заусенцев с мелких деталей применяется кавитационно-абразивная эрозия. Плоские обрабатываемые детали с массой не более 10—20 г помещают в УЗ-вую ванну 1 (рис. 4) с суспен-

Рис. 4. Схема установки для ультразвукового снятия заусенцев: 1 — ванна с деталями; 2 — преобразователь; v_a и v_d — скорости перемещения абразива и детали соответственно.



зией, состоящей из жидкой основы и взвешенных в ней абразивных зёрен. Преобразователь 2 возбуждает в суспензии интенсивные УЗ-вые колебания, под воздействием к-рых возникает кавитационная эрозия. Эрозионное действие УЗ возрастает, если размер абразивных зёрен соизмерим с радиусом действия ударных волн, возникающих при захлопывании кавитационных полостей. Кроме кавитационного разрушения заусенцев, происходит также обработка их абразивными зёрнами и перемешивание под действием акустических течений. Этот процесс существенно интенсифицируется, если в УЗ-вой ванне создать избыточное статич. давление $P_0 = 0,4-0,6$ МПа при условии $P_0/p_a = 0,4-0,5$, где p_a — амплитудное значение звукового давления.

Главное преимущество кавитационно-абразивной эрозии при снятии заусенцев — сохранение формы и точных размеров деталей. Последние в процессе обработки должны находиться во взвешенном состоянии и в постоянном движении. Способность деталей под действием акустич. течений удерживаться во взвешенном состоянии определяется отношением массы детали к площади её поверхности, к-рое не должно быть более $5 \cdot 10^{-3}$ г/мм². Акустич. течения сообщают зёрнам абразива неодинаковые скорости из-за различия их плотностей и размеров, в результате чего происходит их взаимное перемещение. Снятие заусенцев обычно проводят в УЗ-вых ваннах, работающих при повышенном статич. давлении на ча-

стотах 18—20 кГц с удельной мощностью УЗ в несколько Вт/см².

Обработка поверхности металла с УЗ-вой очисткой шлифовального круга. При шлифовании вязких металлов частицы металла налипают на поверхности круга, что снижает качество обработки. УЗ-вая очистка круга в процессе шлифования позволяет этого избежать. В жидкости, омывающей круг, возбуждаются интенсивные УЗ-вые колебания (рис. 5) с амплитудой 10—30 мкм, вызывающие кавита-

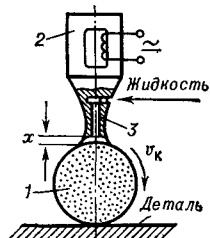


Рис. 5. Схема очистки шлифовального круга 1; 2 — преобразователь; 3 — волновод с отверстиями для подачи охлаждающей жидкости; $x = 0,1 - 0,2$ мм — зазор между торцом волновода и кругом; v_k — скорость круга.

цию в узком зазоре между торцом волновода 3 и кругом 1. Возникающая кавитационная эрозия и акустич. течения очищают поверхность круга от налипшего металла, в результате чего вершины абразивных зёрен более продолжительное время остаются острыми, снижаются силы резания, повышается точность обработки, уменьшаются степень и глубина налёпа. Стойкость кругов возрастает в 2—3,5 раза, удельная производительность — в 2 раза, качество поверхности улучшается на один класс.

Лит.: Казанцев В. Ф., Ультразвуковое резание, в кн.: Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970; Марков А. И., Ультразвуковое резание труднообрабатываемых материалов, 2 изд., М., 1968; Применение ультразвука в промышленности, М.—София, 1975.

А. И. Марков.

МЕХАНИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — см. Импеданс акустический.

МИКРОСКОП АКУСТИЧЕСКИЙ — устройство, позволяющее получить увеличенное изображение предметов при помощи УЗ высокой частоты. В М. а. используются УЗ-вые волны высокочастотного диапазона, вплоть до гиперзвука. Действие М. а. основано на том, что рассеянные микрообъектом УЗ-вые волны создают акустич. изображение, к-рое затем преобразуется в увеличенное видимое изображение. При «освещении» объекта пучком УЗ в результате рассеяния звука на не-

однородностях волнового сопротивления и коэфф. поглощения звука возникает неоднородное акустич. поле (или звуковая тень), к-рое и представляет собой акустич. изображение объекта. Существует несколько схем построения М. а., различающихся в основном принципами преобразования акустич. изображения в видимое. Наибольшее распространение получил М. а., основанный на оптич. считывании поверхностного рельефа, и линзовый М. а.

В М. а., основанном на оптич. считывании поверхностного рельефа (рис. 1), исследуемый объект 1 помещается в жидкость, к-рая граничит с прозрачной пластмассовой пластинкой 2. Соприкасающаяся с жидкостью поверхность пластинки покрыта полупрозрачной зеркальной плёнкой. УЗ-вой пучок от преобразователя 3, питаемого генератором 4, падает на объект и создаёт в жидкости жидкостную рябь, соответствующую акустич. изображению объекта. Для преобразования акустич. изображения в видимое используются сканирующим лучом лазера 5 (сканирование обеспечивается рефлектором 6). Угол отражения луча от рельефной поверхности жидкости меняется от точки к точке, т. е. луч модулируется рябью по углу отражения. Вторично отражённый от зеркала 7 луч падает на «оптический нож» 8, преобразующий угловую модуляцию в модуляцию интенсивности, а затем на фотодиод 9, где образуется электрический сигнал, соответствующий локальному акустич. давлению на границе пластмасса — вода. Видимое изображение получается на экране осциллографа 10, где электрич. сигнал модулирует яркость, а развёртки синхронизованы со сканированием лазерного луча. М. а., основанный на считывании поверхностного рельефа пучком лазера, позволяет получать одновременно акустич. и чисто оптич. изображение микрообъекта: световой луч,

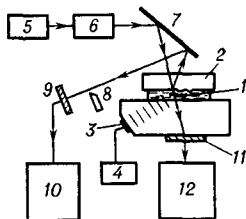


Рис. 1. Схема акустического микроскопа, основанного на считывании поверхностного рельефа.

прошедший через границу пластинка— вода, взаимодействует с объектом 1 и собирается фотодиодом 11. Сигнал с этого фотодиода модулирует яркость осциллографа 12, где получается оптич. изображение того же тела.

Основу линзового М. а. составляет пара сферич. акустич. линз, фокусы к-рых совмещены (рис. 2). Акустич. линзы образуются вогнутыми сферич. поверхностями на торцах звукопроводов 3. Пространство между линзами заполнено жидкостью 2, к-рая обеспечивает акустич. контакт с объектом 1. На торцах звукопроводов 3, противоположных акустич. линзам, помещаются пьезоэлектрические преобразователи 4, один из к-рых, питаемый генератором 5, работает как излучатель плоских УЗ-вых волн, другой — как приёмник. Вся энергия УЗ-вых волн, рассеянная на помещённом в фокальную плоскость системы объекте, собирается приёмной линзой и попадает на приёмный преобразователь, сигнал с к-рого через устройство обработки 6 и усилитель 8 подаётся на осциллограф 9. Чтобы получить изображение с помощью такой системы, объект механически передвигают по двум осям, причём это сканирование, осуществляемое устройством 7, синхронизовано с развёрткой осциллографа, яркость к-рого модулирует электрич. сигнал с приёмного преобразователя. Линзовый сканирующий М. а. позволяет работать также в режимах стереоскопическом, тёмного поля, «на отражение» и нелинейном. Для получения изображения в режиме тёмного поля приёмную линзу отклоняют от акустич. оси системы так,

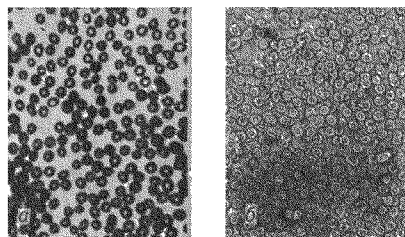
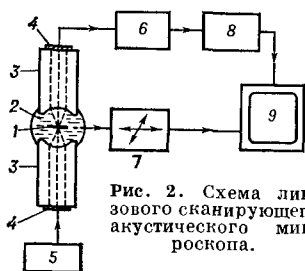


Рис. 3. а — акустическое и б — оптическое изображение красных кровяных телец (неокрашенных). Увеличение 500 ×.

сти системы линз. В режиме «на отражение» используется одна и та же линза для излучения и для приёма УЗ-вых волн. В нелинейном режиме осуществляется приём высших гармоник акустич. сигнала или сигнала различной частоты, что позволяет получить информацию о нелинейных свойствах микрообъекта.

Разрешение М. а. в диапазоне частот от 1 МГц до 1000 МГц составляет от 1,5 мм до 1 мкм, а максимальное увеличение до 500 ×. Основное достоинство М. а. — высокая контрастность изображения неокрашенного микрообъекта (рис. 3), к-рая определяется рассеянием и поглощением УЗ-вых волн на структуре микрообъекта, т. е. его волновым сопротивлением и коэфф. поглощения. Кроме того, М. а. позволяет получать изображения оптически непрозрачных объектов. С его помощью изучаются различные биологич. микрообъекты, в т. ч. мягкие биологич. ткани, а также детали микроэлектроники, микрошлифы металлов и т. д.

Дальнейшее развитие М. а. связано с совершенствованием методов сканирования (переход к электронному сканированию), повышением разрешающей способности и с разработкой новых режимов работы.

Лит.: Kessler L. W., «J. Acoustical Soc. Amer.», 1974, v. 55, № 5, p. 909—18; Lemons R. A., Quate C. F., «Science», 1975, v. 188, № 4191, p. 905—11; Березина С. И., Лямов В. Е., Солодов И. Ю., «Вестн. МГУ, сер. физика, астрономия», 1977, т. 18, № 1, с. 3—18.

МИКРОСКОП УЛЬТРАЗВУКОВОЙ — первоначальное название звуковизора.

МОДУЛЯЦИЯ КОЛЕБАНИЙ — относительно медленное изменение амплитуды, частоты или фазы, накладываемое на гармоническое колеба-

что она собирает лучи, рассеянные объектом под большими углами. В стереоскопич. режиме два изображения получают при небольших отклонениях объекта от фокальной плоско-

ние. Соответственно различают амплитудную, частотную и фазовую М. к. (рис. 1). При любом способе М. к.

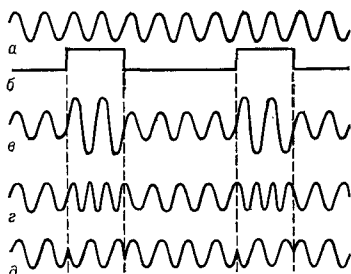


Рис. 1. Схематическое изображение модулированных колебаний: а — немодулированное колебание; б — модулирующий сигнал; в — амплитудно-модулированное колебание; г — частотно-модулированное колебание; д — фазово-модулированное колебание.

скорость изменения амплитуды, частоты или фазы должна быть достаточно мала, чтобы за период колебания модулируемый параметр почти не изменился. М. к. применяют в разнообразных акустич., механич., электрич., оптич. и др. устройствах для передачи информации, напр., в гидролокации. Переносчиком сигнала в этом случае являются гармонич. колебания высо-

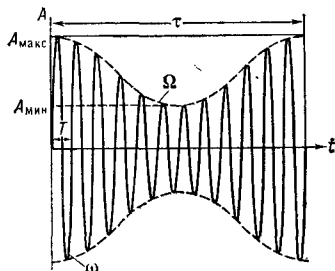


Рис. 2. Амплитудная модуляция синусоидальным сигналом: ω — несущая частота; Ω — частота модулирующих колебаний; A_{\max} и A_{\min} — максимальное и минимальное значения амплитуды.

кой частоты ω (несущая частота), амплитуда, частота или фаза к-рых модулируются передаваемым сигналом, в к-ром заключена информация.

В простейшем случае модуляции а м п л и т у д ы синусоидальным сигналом модулированное колебание (рис. 2) может быть записано в виде:

$$x = A_0 (1 + m \sin \Omega t) \sin (\omega t + \varphi),$$

где A_0 , ω и φ — амплитуда, частота и начальная фаза исходного колебания, Ω — частота модуляции, t — время, а величина m наз. глубиной модуляции и характеризует степень изменения амплитуды:

$$m = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max} + A_{\min}}.$$

Частота модуляции Ω характеризует скорость изменения амплитуды колебаний и должна быть во много раз меньше, чем ω . Модулированное колебание уже не является строго гармоническим. Амплитудно-модулированное колебание с синусоидальной модуляцией представляет собой сумму трёх гармонич. колебаний с частотами ω , $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$. Кол-во частоты ω наз. несущим; его амплитуда равна амплитуде A_0 исходного колебания. Два остальные частоты наз. боковыми, или спутниками; амплитуда каждого из этих колебаний равна $m A_0 / 2$. При усложнении модулирующего сигнала за счёт добавления гармонич. составляющих других частот в спектре модулированного колебания возникают соответствующие пары симметричных боковых частот. При несинусоидальном модулирующем сигнале вместо двух боковых частот в спектре модулированного колебания будут две боковые полосы, частотный состав к-рых определяется частотным составом модулирующего сигнала.

При частотной М. к. модулирующий сигнал вызывает изменение мгновенных значений частоты, не влияя на амплитуду колебаний. В простейшем случае модуляции синусоидальным сигналом частота колебаний меняется по закону: $\omega = \omega_0 + \Delta\omega \cos \Omega t$, где $\cos \Omega t$ определяет форму модулирующего сигнала, $\Delta\omega$ — т. н. девиация частоты, представляющая собой амплитуду отклонения частоты от несущей частоты ω_0 . При частотной М. к. полоса частот модулированного колебания зависит от величины $\beta = \Delta\omega / \Omega$, к-рая наз. индексом частотной модуляции. При $\beta \ll 1$ справедливо приближённое соотношение:

$$x = A_0 (\sin \omega t + \beta \sin \Omega t \cos \omega t).$$

В этом случае частотно-модулированное колебание, так же как и амплитудно-модулированное, состоит из несущего колебания с частотой ω и двух спутников с частотами $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$. Поэтому при малых β полосы

частот, занимаемые амплитудно-модулированным и частотно-модулированным сигналами, одинаковы. При больших β спектр боковых частот значительно расширяется. Кроме колебаний с частотами $\omega \pm \Omega$, появляются колебания, частоты k -рых равны $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega$ и т. д. Полная ширина полосы частот, занимаемая частотно-модулированным колебанием с девиацией $\Delta\omega$ и частотой модуляции Ω (с точностью, достаточной для практики, целой), может считаться равной $2\Delta\omega + 2\Omega$. Эта полоса всегда шире, чем при амплитудной М. к.

В случае фазовой М. к. модулированное колебание имеет вид:

$$x = A_0 \sin(\omega_0 t + \Delta\varphi \cos \Omega t).$$

Фазовая М. к. тесно связана с частотной модуляцией. При переменной скорости изменения фазы колебаний переменной оказывается и частота колебаний. Если модулирующий сигнал синусоидальный, то форма модулированных колебаний и их спектральный состав для частотной и фазовой модуляции одинаковы. При негармоническом модулирующем сигнале законы изменения фазы и частоты колебаний оказываются несколько различными.

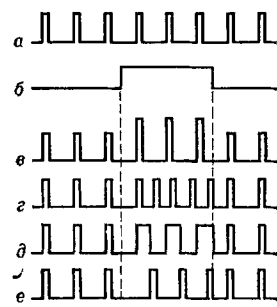


Рис. 3. Различные виды импульсной модуляции: а — немодулированная последовательность импульсов; б — передаваемый сигнал; в — амплитудно-импульсная модуляция; г — частотно-импульсная модуляция; д — широтно-импульсная модуляция; е — фазово-импульсная модуляция.

В качестве переносчика информации может использоваться не только гармонич. колебание, но и последовательность импульсов, каждый из k -рых представляет собой цуг колебаний несущей высокой частоты. Т. к. импульсы имеют гораздо больше параметров, k -рые можно менять, чем гармонич. колебание, то и видов импульсной М. к. в принципе может быть гораздо больше. Периодич. последовательность импульсов определяется

четырьмя основными параметрами: амплитудой, частотой следования, длительностью (шириной) и фазой. В соответствии с этим возможны четыре типа импульсной М. к.: амплитудно-импульсная, частотно-импульсная, широтно-импульсная, фазово-импульсная (рис. 3). Импульсно-модулированные колебания широко используются в звуковой локации, а также в разнообразных устройствах получения, передачи и накопления информации, напр. в акустоэлектронике.

Лит.: Гольдман С., Гармонический анализ, модуляции и шумов, пер. с англ., М., 1951; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959.

МОДЫ КОЛЕБАНИЙ — то же, что нормальные колебания.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ АКУСТИКА — раздел физической акустики, в k -ром свойства вещества и кинетика молекулярных процессов исследуются акустич. методами. Основными методами М. а. являются измерение скорости звука и поглощения звука в зависимости от разных физич. параметров: частоты звуковой волны, темп-ры, давления и др. Методами М. а. можно исследовать газы, жидкости, полимеры, твёрдые тела, плазму (см. также *Спектроскопия*).

Развитие М. а. как самостоятельного раздела началось в 30-е гг. 20 в., когда было установлено, что при распространении звуковых волн во многих веществах имеет место дисперсия скорости звука, а поглощение звука не всегда подчиняется классич. закону, по k -рому коэфф. поглощения пропорционален квадрату частоты. Эти аномалии были объяснены на основании изучения релаксационных процессов (см. *Релаксация*), что позволило связать нек-рые свойства вещества на молекулярном уровне, а также ряд кинетич. характеристик молекулярных процессов с такими макроскопич. величинами, как скорость и поглощение звука.

По скорости звука можно определить сжимаемость, отношение теплоёмкостей, модули упругости твёрдого тела и др., а по поглощению звука — коэфф. сдвиговой и объёмной вязкости, время релаксации и др. В газах, измеряя скорость звука и её зависимость от темп-ры, определяют параметры, характеризующие взаимодействия молекул газа при столкновении. В жидкости, вычисляя скорость

звука на основании той или иной модели жидкости и сравнительные результаты расчёта с опытными данными, в ряде случаев можно оценить правдоподобность используемой модели и определить энергию взаимодействия молекул. На скорость звука влияют особенности молекулярной структуры, силы межмолекулярного взаимодействия и плотность упаковки молекул. Так, напр., увеличение плотности упаковки молекул, появление водородных связей, полимеризация приводят к увеличению скорости звука, а введение в молекулу тяжёлых атомов — к её уменьшению.

При наличии релаксационных процессов энергия поступательного движения молекул в звуковой волне перераспределяется на внутренние степени свободы. При этом появляется дисперсия скорости звука, а зависимость коэфф. поглощения на длину волны от частоты имеет в этом случае максимум на нек-рой частоте, наз. частотой релаксации. Величина дисперсии скорости звука и величина максимального коэфф. поглощения зависят от того, какие именно степени свободы возбуждаются под действием звуковой волны, а частота релаксации, равная обратному значению времени релаксации, связана со скоростью обмена энергией между различными степенями свободы. Т. о., измеряя скорость звука и поглощение в зависимости от частоты можно судить о характере молекулярных процессов и о том, какой из этих процессов вносит основной вклад в релаксацию. Этими методами можно исследовать возбуждение колебательных и вращательных степеней свободы молекул в газах и жидкостях, процессы столкновения молекул в смесях различных газов, установление равновесия при химич. реакциях, перестройку молекулярной структуры в жидкостях, процессы сдвиговой релаксации в очень вязких жидкостях и полимерах, различные процессы взаимодействия звука с элементарными возбуждениями в твёрдых телах и др.

Анализ акустич. данных для жидкостей обычно проводить труднее, чем для газов, поскольку область релаксации здесь, как правило, расположена в диапазоне более высоких частот, где измерение сложнее. В сильно вязких жидкостях, полимерах и

нек-рых др. веществах в поглощение и дисперсию может давать вклад целый набор релаксационных процессов с широким спектром времён релаксации. Поскольку время релаксации зависит от темп-ры и давления, меняя эти параметры, можно сдвигать область релаксации по частоте. Так, напр., в газе повышение давления эквивалентно уменьшению частоты. Это явление бывает удобно использовать при измерении скорости и поглощения звука, если частота релаксации при нормальных условиях оказывается в диапазоне частот, с трудом поддающимся экспериментальному изучению. Исследование температурных зависимостей скорости и поглощения звука позволяет разделить вклад различных релаксационных процессов.

В М. а. для исследований обычно применяются акустич. волны высокой частоты: в газах УЗ — в диапазоне частот 10^4 — 10^5 Гц, а в жидкостях и в твёрдых телах — в диапазоне 10^5 — 10^8 Гц. Это связано как с локализацией областей релаксации в этих частотных диапазонах, так и с высоким развитием техники излучения и приёма УЗ и с большой точностью измерений в этом диапазоне частот. На более высоких частотах поглощение звука становится очень большим и многие акустич. методы неприменимы.

Лит.: Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сыркин Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 2, ч. А и Б, М., 1968—69; т. 4, ч. А и Б, М., 1969—70; т. 7, 1974, гл. 2; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957. А. Л. Полякова.

МОНОХРОМАТИЧЕСКАЯ ВОЛНА — то же, что *гармоническая волна*.
МОЩНОСТЬ ЗВУКА — энергия, передаваемая звуковой волной через рассматриваемую поверхность в единицу времени. Различают мгновенное значение М. з. и среднее за период или за длительное время. Наибольший интерес представляет среднее значение М. з., отнесённое к единице площади, т. е. средняя удельная мощность звука, или *интенсивность звука*. Для гармонической бегущей звуковой волны средняя удельная М. з. w равна:

$$w = \frac{1}{2} p_0 v_0 = \frac{1}{2\rho c} p_0^2 c,$$

где p_0 и v_0 — амплитуды *звукового давления* и *колебательной скорости частиц*, ρ — плотность среды, c — ско-

рость звука в ней. Величина w является важной характеристикой акустич. излучателей (см. *Излучение звука*). М. з. измеряется в системе СИ в Вт, в системе СГС в эрг/с (1 Вт =

= 1 Дж/с = 10^7 эрг/с). Удельная М. з. измеряется соответственно в Вт/м² и в эрг/с·см²; на практике при оценке свойств *излучателей ультразвука* пользуются единицей Вт/см².

Н

НАПРАВЛЕННОСТЬ излучателей и приёмников — свойство, заключающееся в наличии нек-рой пространственной избирательности, т. е. способность излучать (принимать) звуковые волны в одних направлениях в большей степени, чем в других. В режиме излучения Н. определяется интерференцией когерентных звуковых колебаний, приходящих в данную точку среды от отдельных малых по сравнению с длиной волны в среде участков излучателя или от отдельных элементов сложного излучателя, состоящего из многих элементов (т. н. излучающей *гидроакустической антенны*). В режиме приёма Н. вызывается интерференцией давлений на поверхности приёмника, а в случае приёмной антенны — также и интерференцией электрич. напряжений, развиваемых на выходных клеммах отдельных, составляющих антенну, приёмников.

Физич. явления, обуславливающие Н. излучателей и приёмников звуковых и электромагнитных волн, одинаковы, что приводит к ряду аналогий в их свойствах Н., однако имеются и различия, вызванные отличием природы акустич. и электромагнитных волн и особенностями их распространения в различных средах.

В зависимости от математич. модели, к-рой можно описать данный излучатель (см. *Излучение звука*), для расчёта его Н. используются различными теоретич. методами. В случае наиболее простой модели, представляющей собой дискретную или непрерывную совокупность малых по сравнению с длиной волны λ излучающих элементов, поле излучателя определяется суммированием (интегрированием) сферич. волн, создаваемых отдельными эле-

ментами. Для плоских излучателей, заключённых в бесконечные плоские экраны, применяется принцип Гюйгенса. Поле сложных цилиндрич. или сферич. излучателей, а также плоских излучателей без экранов можно определять с помощью метода собственных ф-ций. Наиболее общие теоретич. методы основываются на использовании ф-ций Грина.

Даже простейшие излучатели создают весьма сложное поле в среде вблизи излучающей поверхности, и только начиная с нек-рого расстояния от неё $L \approx 2d^2/\lambda$, где d — наибольший размер излучающей поверхности, ф-цию, описывающую звуковое давление, удаётся представить в виде двух сомножителей, один из к-рых зависит только от направления в пространстве и не зависит от расстояния r . Поэтому Н. излучателей обычно рассматривается при $r \geq L$, т. е. в дальней зоне излучения (зоне Фраунгофера).

Н. излучателей и приёмников описывают чаще всего двумя параметрами: характеристикой *направленности* и коэфф. концентрации (наз. также коэфф. направленного действия). Характеристикой Н. $D(u)$ наз. отношение давлений, развиваемых антенной в дальнем поле на одном и том же расстоянии r от центра антенны в направлении, определяемом единичным радиусом-вектором u и в нек-ром фиксированном направлении u_0 , т. е. $D(u) = p(u)/p(u_0)$. Обычно направление u_0 выбирают так, чтобы оно совпадало с направлением максимального излучения. Наибольший практич. интерес представляет модуль $|D(u)| = R(u)$, наз. также амплитудной характеристикой Н. Характеристику Н. в сечении нек-рой плоскостью, проходящей через направле-

ние максимума излучения, представляют в полярной (рис. 1,а) или в декартовой (рис. 1,б) системах координат. В этом случае аргументом характеристики Н. обычно является угол, отсчитываемый от направления



максимума по уровню 0,707, α_0 — угловая ширина главного максимума по первым нулям характеристики направленности); б — в декартовой системе координат.

максимального излучения, и характеристика Н. представляется в виде ф-ции $R(\alpha)$.

Различают следующие основные области и параметры, характеризующие Н.: главный и добавочные максимумы (лепестки), ширина главного максимума по первым нулям (по направлениям нулевого излучения), наз. также шириной характеристики Н., и по уровню 0,707 (т. е. по направлениям, соответствующим уровню 0,5 по мощности), а также величина добавочных максимумов (по отношению к главному).

Кбэфф. концентрации K — мера концентрации излучаемой энергии вдоль некоторого направления (обычно направления главного максимума характеристики Н.). Определяется он как отношение интенсивности звука, создаваемой на расстоянии $r > L$ рассматриваемым излучателем в направлении главного максимума, к интенсивности гипотетич. ненаправленного излучателя с такой же излучаемой мощностью на том же расстоя-

нии r . Это определение выражается следующими расчётными ф-лами:

$$K = \frac{4\pi}{\int_{\Omega} R^2(\alpha) d\Omega}; \quad K = \frac{2\pi}{\rho c} \cdot \frac{|p(\alpha_0)r|^2}{W},$$

где Ω — полный телесный угол, ρc — волновое сопротивление среды, W — мощность излучателя, $p(\alpha_0)$ — амплитуда звукового давления.

В первом приближении чем больше волновые размеры излучателя (отношение геометрич. размеров к длине волны), тем меньше ширина его характеристики Н. и тем больше коэфф. концентрации. При размерах излучающей поверхности, больших λ , коэфф. концентрации плоскопistonных излучателей в абсолютно жёстком экране равен $4\pi S/\lambda^2$, где S — площадь излучающей поверхности.

В таблице приведены ф-ции, описывающие характеристики Н. некоторых простейших излучателей, угловую полуширину характеристик Н. на уровне 0,707 и по первым нулям ($\alpha_{0,707}$ и α_0), а также уровень первых добавочных максимумов, отнесённых к уровню главного σ_1 . Во всех случаях обобщённый параметр $z = (\pi d/\lambda) \sin \alpha$. Угол α отсчитывается от перпендикуляра к плоскости излучателя, а символами $J_0(z)$ и $J_1(z)$ обозначены ф-ции Бесселя 1-го рода, нулевого и 1-го порядков.

Н. излучателей зависит от амплитудно-фазового распределения колебательной скорости частиц по их поверхности. Амплитудные распределе-

Параметры, определяющие направленность простейших излучателей звука

Тип излучателя		$R(\alpha)$	$\frac{\alpha_{0,707}}{2}$	$\frac{\alpha_0}{2}$	σ_1
Название	Внешний вид				
Отрезок прямой		$\left \frac{\sin z}{z} \right $	$\arcsin \frac{1,38 \lambda}{\pi d}$	$\arcsin \frac{\lambda}{d}$	0,22
Прямоугольный поршень в экране					
Круглый поршень в экране		$\left \frac{2J_1(z)}{z} \right $	$\arcsin \frac{1,62 \lambda}{\pi d}$	$\arcsin \frac{3,42 \lambda}{\pi d}$	0,13
Окружность		$ J_0(z) $	$\arcsin \frac{1,12 \lambda}{\pi d}$	$\arcsin \frac{2,22 \lambda}{\pi d}$	0,40

ния, характеризующиеся спадом амплитуды к краям излучающей поверхности, расширяют основной максимум характеристики H и уменьшают добавочные, а распределения с возрастанием амплитуды к краям, наоборот, уменьшают ширину главного максимума и увеличивают уровень добавочных. Фазовое распределение по поверхности плоских и линейных излучателей, характеризующееся линейной зависимостью фазы от координаты, приводит к повороту главного максимума характеристики H , что используется для управления направлением максимального излучения. Существуют методы решения обратных задач теории антенн, позволяющие в нек-рых случаях по заданной характеристике H или к.-л. другим параметрам антенны определять требуемое амплитудно-фазовое распределение.

Характеристикой H приёмника наз. отношение напряжений, развиваемых на его выходных клеммах (или на сумматоре, если приёмник представляет собой совокупность нескольких элементов) под действием звукового давления, создаваемого вспомогательным излучателем, расположенным в дальней зоне в произвольном направлении u и в нек-ром фиксированном направлении r от центра приёмника. Направление u_0 обычно выбирают так, чтобы оно совпадало с максимальной чувствительностью приёмника. Характеристики H одного и того же обратного преобразователя в режимах приёма и излучения одинаковы, если только амплитудное распределение и внутреннее механич. сопротивление его (с учётом нагрузки с электрич. стороны) не меняются. H приёмника звука может являться эффективным средством выделения полезного сигнала на случайном шумовом фоне. Коэфф. концентрации приёмника, определяемый так же, как и для излучателя, характеризует помехоустойчивость приёмника в поле дальних изотропных помех.

Всё вышеизложенное относится к работе излучателя (приёмника) в однородной безграничной газовой или жидкой среде. При наличии гранич. и различных неоднородностей поле, создаваемое излучателем, искажается из-за рассеяния и дифракции звука. В твёрдой среде, кроме продольных,

возникают и поперечные волны. В этом случае различают характеристики H по продольным и поперечным волнам.

Лит.: Скучик Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 1—2, М., 1958; Ультразвуковые преобразователи, под ред. Е. Кичуци, пер. с англ., М., 1972, гл. 10; Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Фрадин А. З., Антенны сверхвысоких частот, М., 1957; Feik K., «Hochfrequenztechnik und Elektroakustik», 1955, Bd 64, № 2, S. 35—62; Зелкин Е. Г., Построение излучающей системы по заданной диаграмме направленности, М.—Л., 1963; Минкович Б. М., Яковлев В. П., Теория синтеза антенн, М., 1969; Смарышев М. Д., Направленность гидроакустических антенн, Л., 1973; Жуков В. Б., Расчёт гидроакустических антенн по диаграмме направленности, Л., 1977.

М. Д. Смарышев.

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ультразвуковых волн в твёрдых телах — одно из проявлений *нелинейных эффектов*, обусловленное тем, что акустич. волна большой (конечной) амплитуды при распространении по твёрдому телу изменяет его физич. свойства. Это влияет как на распространение самой волны (самовоздействие: генерация акустич. гармоник, самофокусировка), так и на распространение других волн в твёрдом теле (появление волн комбинационных частот, модуляция волн и т. д.). Акустич. волны бесконечно малых амплитуд (линейная акустика) распространяются в твёрдых телах, не взаимодействуя друг с другом, т. е. выполняется принцип суперпозиции; для волн конечной амплитуды (нелинейная акустика) принцип суперпозиции не выполняется и распространение волн описывается нелинейным волновым уравн.

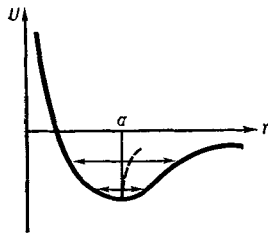
Зависимость потенциальной энергии U от расстояния r между атомами (рис. 1) позволяет пояснить физич. механизм нелинейных акустич. эффектов в твёрдых телах. При малых амплитудах смещения растяжение и сжатие одинаковы, т. к. дно потенциальной ямы можно аппроксимировать параболой, и состояние кристалла с достаточной точностью описывается линейным законом Гука:

$$\sigma = C^{II} \xi, \quad (1)$$

где σ — тензор напряжений, ξ — тензор деформаций, C^{II} — линейный модуль упругости, т. е. модуль упругости 2-го порядка (называемый так в связи с тем, что получен из выражения для потенциальной энергии, со-

держашего только квадратичные члены по деформации).

Для больших амплитуд смещений сжатие и растяжение становятся неравноправными — зависимость потенциальной энергии от смещения атома уже не описывается параболой. Сила отталкивания при сближении атомов нарастает быстрее, чем сила притяжения при увеличении расстояния между ними (т. е. сжать уже сжатый



увеличении их амплитуды колебаний, постоянная решётки кристалла.

Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии U от расстояния между атомами r в кристалле. Пунктиром показано изменение положения равновесия атомов в решётке при увеличении их амплитуды колебаний, постоянных стрелками; a — постоянная решётки кристалла.

образец труднее, чем растянуть уже растянутый). В этом случае справедлив нелинейный закон Гука:

$$\sigma = C^{II}\xi + C^{III}\xi^2, \quad (2)$$

где C^{III} — нелинейный модуль упругости, т. е. модуль упругости 3-го порядка. Из ур-ния (2) и ур-ния движения следует нелинейное волновое ур-ние для вектора колебательного смещения частиц u :

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C^{II} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2C^{III} \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3)$$

(ρ — плотность твёрдого тела). Нелинейность закона Гука приводит к зависимости фазовой скорости c волны от деформации ξ :

$$c = c_0 [1 + (C^{III}/C^{II}) \cdot \xi]^{1/2}, \quad (4)$$

где $c_0 = \sqrt{C^{II}/\rho}$. Вследствие этого различные фазы волны имеют разную скорость, и форма волны по мере распространения изменяется. В пределе синусоидальная волна может выродиться в пилообразную. Искажение формы волны приводит к изменению её спектра. Спектр волны обогащается гармониками, т. е. нелинейность приводит к генерации гармоник в твёрдом теле. Если же в твёрдом теле или кристалл излучаются две или большее число акустич. волн одновременно, то они будут взаимодей-

ствовать друг с другом, порождая новые волны комбинационных частот.

Условия синхронизма. При определённых условиях возмущения, возникающие в области взаимодействия волн, могут усиливаться и приводить к излучению волн комбинационных частот. Это происходит в случае, когда возбуждения в отдельных точках области взаимодействия возникают в соответствующих фазах, т. е. имеется временное и пространственное согласование. Условия согласования во времени и в пространстве при взаимодействии двух волн с частотами ω_1 и ω_2 и волновыми векторами k_1 и k_2 , в результате к-рого излучается волна комбинационной частоты ω_3 с волновым вектором k_3 , наз. у с л о в и я м и с и н х р о н и з м а. Для квадратичного закона Гука (2) — т. н. квадратичной нелинейности — условия синхронизма будут:

$$\begin{aligned} \omega_1 \pm \omega_2 &= \omega_3, \\ k_1 \pm k_2 &= k_3. \end{aligned} \quad (5)$$

Образованию волн суммарной частоты соответствует знак $+$, а разностной — знак $-$.

Если акустич. волны рассматривать как *фононы*, то условия синхронизма можно интерпретировать как законы сохранения энергии и импульса фононов при их взаимодействии:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_1 \pm \hbar\omega_2 &= \hbar\omega_3, \\ \hbar k_1 \pm \hbar k_2 &= \hbar k_3. \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, Н. в. УЗ-вых волн можно рассматривать с квантовой точки зрения как взаимодействие когерентных фононов определённых направлений распространения и поляризации, т. е. как ф о н о н - ф о н о н н о е в з а и м о д е й с т в и е.

Метод дисперсионных диаграмм. Для анализа взаимодействия УЗ-вых волн между собой, а также с другими видами волн пользуются методом дисперсионных диаграмм. В системе координат (ω, k_x, k_y) в случае неколлинеарных взаимодействий волн или в системе координат (ω, k) в случае коллинеарных взаимодействий строится дисперсионная характеристика, т. е. зависимость ω от k , для каждой из участвующих во взаимодействии волн. При коллинеарном взаимодействии это будут нек-рые кривые (рис. 2) или, при отсутствии дисперсии, прямые,

Наклон вектора, проведённого из начала координат O в каждую точку дисперсионной характеристики, опреде-

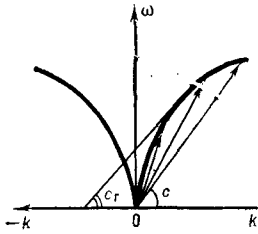


Рис. 2. Дисперсионная характеристика при нелинейном взаимодействии акустических волн с дисперсией.

ляет фазовую скорость волны c с данной частотой, а наклон касательной к дисперсионной характеристике в данной точке — групповую скорость c_r . В случае неколлинеарного взаимодействия дисперсионные характеристики представляют собой конич. поверхности.

Каждой из волн, участвующих во взаимодействии, сопоставляют вектор (ω_i, k_i) . При выполнении условий синхронизма (5) три вектора (ω_1, k_1) , (ω_2, k_2) , (ω_3, k_3) , участвующие во взаимодействии волн, должны в результате сложения составить замкнутый треугольник. Концы векторов всех участвующих во взаимодействии волн должны попасть на соответствующие дисперсионные характеристики (рис. 3). Если этого не происходит, то говорят, что условия синхронизма выполняются неточно, и вводится рас-

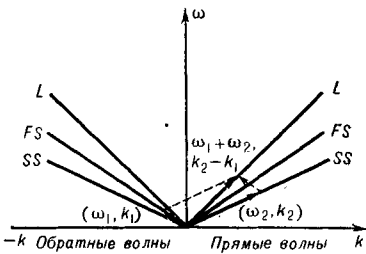


Рис. 3. Дисперсионная диаграмма коллинеарного взаимодействия бездисперсионных акустических волн FS, SS и L. Показано встречное взаимодействие быстрой сдвиговой FS и медленной сдвиговой SS волн с образованием продольной L волны суммарной частоты.

стройка по частоте $\Delta\omega$ или по волновому вектору Δk

$$\begin{aligned} \omega_1 \pm \omega_2 &= \omega_3 \pm \Delta\omega, \\ k_1 \pm k_2 &= k_3 \pm \Delta k, \end{aligned} \quad (7)$$

к-рая обычно приводит к простран-

ственным или временным биениям результирующей волны.

В случае точного выполнения условий синхронизма (5) амплитуда результирующей волны суммарной или разностной частоты пропорциональна произведению амплитуд взаимодействующих волн и длине области взаимодействия l :

$$u_3 \sim \Gamma_{12} u_1 u_2 l \quad (8)$$

(Γ_{12} — параметр нелинейного взаимодействия, к-рый определяется механизмом нелинейности и выражается через нелинейный коэфф. и модули упругости 2-го порядка).

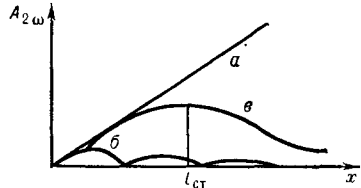


Рис. 4. Изменение амплитуды 2-й акустической гармоники в пространстве: a — при выполнении условий синхронизма и без поглощения; b — при расстройке волновых векторов Δk ; σ — при поглощении ультразвука.

Если имеется расстройка, напр. по волновому вектору Δk , то амплитуда результирующей волны

$$u_3 \sim \Gamma_{12} u_1 u_2 l \frac{\sin(\Delta k l)}{\Delta k} \quad (9)$$

и Δk определяет период биений результирующей волны в области взаимодействия.

Генерация гармоник. При коллинеарном взаимодействии и равенстве частот $\omega_1 = \omega_2$ результирующей волной является 2-я акустич. гармоника $\omega_3 = 2\omega_1$. При отсутствии поглощения для акустич. гармоник наблюдается линейный рост в пространстве (рис. 4, a) или биения в случае расстройки по волновому вектору Δk (рис. 4, b). Поглощение звука ограничивает линейный рост акустич. гармоники в пространстве, поэтому вначале (вблизи источника УЗ) амплитуда 2-й гармоники $A_{2\omega}$ растёт линейно, затем процессы диссипации замедляют её рост, наблюдается стабилизация амплитуды, после чего происходит её спад, вызванный затуханием гармоники (рис. 4, σ). Расстояние стабилизации определяется соотношением: $l_{CT} = \ln 2 / 2\alpha$ (где α — коэфф. поглощения).

волны основной частоты). На расстояниях $x > l_{CT}$ процессы диссипации приводят к тому, что амплитуда 2-й гармоники экспоненциально падает с расстоянием.

Взаимодействия акустических волн. Как следует из условий синхронизма (5), взаимодействие волн возможно при определённом соотношении частот. Так, для коллинеарного взаимодействия встречных быстрой (FS) и медленной (SS) сдвиговых волн в кристалле образование продольной волны (L) суммарной частоты $\omega_1 + \omega_2$, согласно дисперсионной диаграмме (рис. 3), возможно при соотношении частот:

$$\kappa = \frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{1 - c_L/c_{FS}}{1 + c_L/c_{SS}}, \quad (10)$$

где c_L , c_{FS} , c_{SS} — скорости соответствующих волн.

При неколлинеарном взаимодействии (пересечение звуковых пучков — рис. 5) в случае образования волн суммарной частоты должно выполняться условие:

$$\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{c_L}\right)^2 = \left(\frac{\omega_1}{c_{FS}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_2}{c_{SS}}\right)^2 + 2 \frac{\omega_1 \omega_2}{c_{FS} c_{SS}} \cos \beta, \quad (11)$$

где β — угол между волновыми векторами взаимодействующих волн.

Если в среде возможна волна только с одной скоростью и нет дисперсии, то имеет место только коллинеарное взаимодействие. Частным случаем такого взаимодействия является рассмотренная выше генерация акустич. гармоник. В изотропных твёрдых телах возможны продольные и сдвиговые волны, имеющие различные скорости. При этом число вариантов взаимодействия возрастает (табл. 1), а условие синхронизма (5) определяет углы взаимодействия β и рассеяния γ , а также $\kappa = \omega_2/\omega_1$. В кристаллах число возможных вариантов взаимодействия возрастает с 5 до 21.

Анизотропия кристаллов приводит к ряду особенностей Н. в. УЗ-вых волн и генерации акустич. гармоник. Так, при распространении сдвиговых волн вдоль акустич. осей кристаллов (напр., вдоль осей 3-го порядка в кристаллах SiO_2 , $LiNbO_3$, Ge , Si) генерация акустич. гармоник может проходить с поворотом плоскости поляризации. Напр., если сдвиговая волна, распространяющаяся в кварце вдоль оси z (рис. 6), имеет поляризацию вдоль оси x , то гармоника будет поляризована вдоль оси y . В то же время для гармоник волны, поляризованной вдоль оси y , поляризация гармоник сохранится вдоль оси y . При произ-

Табл. 1. — Углы пересечения, рассеяния и пределы частот при нелинейном взаимодействии упругих волн различных типов без дисперсии в изотропных твёрдых телах*

Тип взаимодействия	Угол пересечения $\cos \beta$	Угол рассеяния γ	Предельные соотношения для частот
$L(\omega_1) + L(\omega_2) = L(\omega_1 \pm \omega_2)$	1	$\sin \gamma = 0$	—
$S(\omega_1) + S(\omega_2) = S(\omega_1 \pm \omega_2)$	1	$\sin \gamma = 0$	—
$L(\omega_1) + L(\omega_2) = S(\omega_1 - \omega_2)$	$a^2 + \left[\frac{(1-a^2)(\kappa^2+1)}{2\kappa} \right]$	$\sin \gamma = \frac{\kappa}{a(1-\kappa)} \sin \beta$	$1 \leq \frac{\kappa^2+1}{2\kappa} \leq \frac{a^2+1}{a^2-1}$
$S(\omega_1) + S(\omega_2) = L(\omega_1 + \omega_2)$	$\frac{1}{a^2} \left[1 + \frac{(1-a^2)(\kappa^2+1)}{2\kappa} \right]$	$\text{tg } \gamma = \frac{\kappa \sin \beta}{1 + \kappa \cos \beta}$	$\frac{a-1}{a+1} \leq \kappa \leq \frac{a+1}{a-1}$
$L(\omega_1) + S(\omega_2) = L(\omega_1 + \omega_2)$	$\frac{1}{a} + \frac{\kappa}{2a}(1-a^2)$	$\text{tg } \gamma = \frac{a\kappa \sin \beta}{1 + a\kappa \sin \beta}$	$0 < \kappa \leq \frac{2}{a-1}$
$L(\omega_1) + S(\omega_2) = L(\omega_1 - \omega_2)$	$\frac{1}{a} + \frac{\kappa}{2a}(a^2-1)$	$\sin \gamma = \frac{a\kappa}{(1-\kappa)} \sin \beta$	$0 < \kappa \leq \frac{2}{a+1}$
$L(\omega_1) + S(\omega_2) = S(\omega_1 - \omega_2)$	$a + \frac{1}{2\kappa a}(1-a^2)$	$\sin \gamma = \frac{\kappa}{1-\kappa} \sin \beta$	$\frac{a-1}{2a} \leq \kappa \leq \frac{a+1}{2a}$

* Продольная волна частоты ω_i ($i = 1, 2$) обозначена $L(\omega_i)$, сдвиговая — $S(\omega_i)$; $a = c_L/c_S$, где c_L — фазовая скорость продольных, c_S — фазовая скорость сдвиговых волн.

вольных поляризациях сдвиговой волны под углом φ к оси y поляризация гармоники будет поворачиваться

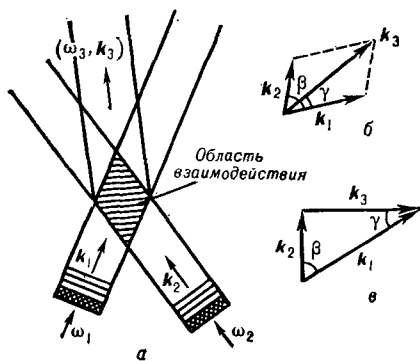


Рис. 5. Область взаимодействия при неколлинеарном взаимодействии ультразвуковых волн (а) и образование волн суммарной (б) и разностной (е) частот.

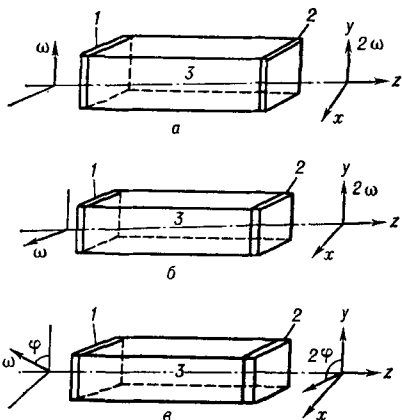


Рис. 6. Поляризационные эффекты при генерации акустических гармоник вдоль оси 3-го порядка в тригональном кристалле: а — плоскость поляризации гармоники сохраняется; б — плоскость поляризации гармоники поворачивается на 90° ; в — плоскость поляризации гармоники поворачивается на угол 2φ ; 1 — излучатель ультразвуковых волн частоты ω ; 2 — приёмник акустической гармоники частоты 2ω ; 3 — образец.

на угол 2φ к оси y . Аналогичные поляризационные эффекты наблюдаются и для других кристаллов.

Механизмы нелинейного взаимодействия. Н. в. УЗ-вых волн может быть вызвано различными механизмами. Один из них — геометрич. нелиней-

ность, обусловленная особенностями деформирования элементарного объёма и характеризующаяся квадратичным членом $\frac{\partial u_n}{\partial x_i} \frac{\partial u_n}{\partial x_j}$ в тензоре деформации:

$$\xi_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_n}{\partial x_i} \frac{\partial u_n}{\partial x_j} \right). \quad (12)$$

Решёточная нелинейность определяется особенностями сил взаимодействия между атомами кристаллич. решётки (отклонением от квадратичности в законе Гука) и характеризуется модулями упругости 3-го порядка — тензором 6-го ранга C_{ijklqr} . В пьезоэлектрич. кристаллах нелинейные эффекты дополнительно зависят от нелинейности пьезоэффекта, описываемой тензором 5-го ранга e_{nijkl} , и от электрострикции, характеризующейся тензором f_{mnij} . В пьезоупругих кристаллах дополнительным механизмом (часто доминирующим) является электронная (концентрационная) нелинейность, к-рая возникает при взаимодействии ультразвука с электронами проводимости.

Нелинейный акустич. параметр, определяющий эффективность генерации акустич. гармоник или эффективность Н. в. ультразвуковых волн, определяется алгебраической суммой каждого из нелинейных параметров для рассмотренных механизмов нелинейности:

$$\Gamma = \Gamma_{\text{геом}} + \Gamma_{\text{реш}} + \Gamma_{\text{пъез}} + \Gamma_{\text{стр}} + \dots, \quad (13)$$

где $\Gamma_{\text{геом}}$ — нелинейный параметр, обусловленный геометрич. нелинейностью (12), $\Gamma_{\text{реш}}$ — решёточной нелинейностью, $\Gamma_{\text{пъез}}$ — нелинейными пьезоэлектрическими коэффициентами, $\Gamma_{\text{стр}}$ — электрострикционными коэффициентами. Напр., при распространении продольной УЗ-вой волны в пьезоэлектрич. кристалле вдоль оси [100] выражения для соответствующих нелинейных параметров приведены в табл. 2.

Табл. 2. — Нелинейные параметры для продольной волны в пьезоэлектрическом кристалле

$\Gamma_{\text{геом}}$	$\Gamma_{\text{реш}}$	$\Gamma_{\text{пъез}}$	$\Gamma_{\text{стр}}$
$\frac{3C^{II}}{C^I} = 3$	$\frac{C^{III}}{C^I}$	$K^2 \frac{e^{III}}{e^{II}}$	$K^2 \frac{f^{II}}{e^{II}}$

Здесь K — коэффициент электромагнитической связи для данной волны, ϵ^{III} и ϵ^{II} — нелинейный и линейный пьезоэлектрич. коэффициенты, f^{II} и ϵ^{II} — электрострикционный коэфф. и диэлектрич. проницаемость.

Экспериментальные исследования нелинейных взаимодействий. Экспериментально возникновение 2-й гармоники можно наблюдать, напр., на установке, схема к-рой показана на рис. 7, а. Мощный генератор 1 создаёт радиоимпульсы, к-рые преобразователем 2 (обычно пластинкой кварца или ниобата лития) преобразуются в акустические, распространяющиеся в образце 3. Приёмник 4, резонансная частота к-рого равна частоте 2-й гармоники, преобразует акустич. импульсы в радиоимпульсы, к-рые проходят через фильтр 5, задерживающий основную частоту и пропускающий 2-ю гармонику, усиливаются усилителем 6 и подаются на осциллограф 7. Поскольку акустич. импульс многократно отражается от границ образца, на экране осциллографа наблюдается серия импульсов 2-й гармоники, к-рые при малом затухании на длине образ-

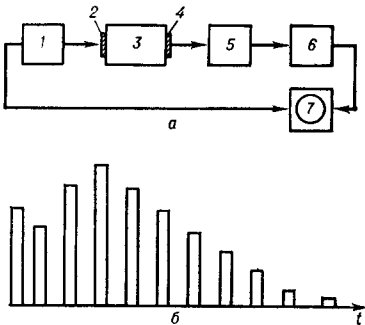


Рис. 7. Измерение акустических гармоник в твёрдых телах. а — блок-схема установки: 1 — генератор радиоимпульсов; 2 — преобразователь на частоту ω ; 3 — исследуемый образец; 4 — преобразователь на частоту 2ω ; 5 — фильтр частоты 2ω ; 6 — усилитель частоты 2ω ; 7 — осциллограф; б — осциллограмма отражений импульсов 2-й гармоники в образце.

ца сначала увеличиваются, достигая максимума, когда энергия, передаваемая из 1-й гармоники во 2-ю, равна энергии, теряемой 2-й гармоникой в результате затухания, и, наконец, начинают убывать из-за затухания (рис. 7, б). В области частот несколь-

ких МГц при амплитуде радиоимпульса ~ 1 кВ максимальная амплитуда 2-й гармоники в большинстве исследованных твёрдых тел не превышает нескольких % от амплитуды 1-й гармоники. Исключение составляют пьезополупроводниковые кристаллы (напр., CdS), в к-рых из-за акустоэлек-

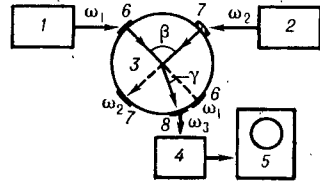


Рис. 8. Схема экспериментальной установки для исследования неколлинеарного взаимодействия ультразвуковых волн в изотропном твёрдом теле: 1 и 2 — генераторы радиоимпульсов на частоты ω_1 и ω_2 ; 3 — исследуемый образец; 4 — приёмник на частоту ω_3 ; 5 — осциллограф; 6, 7 и 8 — преобразователи на частоты ω_1 , ω_2 и ω_3 .

тронной нелинейности величина 2-й гармоники возрастает на несколько порядков. В сегнетоэлектрич. кристаллах при темп-ре $T \sim \Theta$ (где Θ — Кюри точка) также наблюдается значительный рост 2-й гармоники. Н. в. УЗ-вых волн при их пересечении можно наблюдать, излучая в образец 3 (рис. 8) две волны, частоты к-рых ω_1 и ω_2 и угол пересечения β должны удовлетворять условиям синхронизма (5); при работе в импульсном режиме взаимодействующие импульсы, кроме того, должны одновременно проходить область взаимодействия. Рассеянная волна комбинационной частоты принимается приёмником 4 под углом γ к первой из взаимодействующих волн; так же как и при приёме 2-й гармоники, необходима фильтрация и усиление принятой комбинационной волны, т. к. её амплитуда составляет доли % от амплитуд взаимодействующих волн.

В случае поверхностных акустич. волн (ПАВ) все рассмотренные выше закономерности Н. в. УЗ-вых волн и генерации гармоник сохраняются. Однако имеются нек-рые особенности, обусловленные неоднородной структурой ПАВ поверхностных волн. Т. к. энергия ПАВ сосредоточена в тонком слое порядка длины волны (см. Поверхностные волны) и преобразователи ПАВ обычно намного эффективнее преоб-

разователей объёмных волн, для них удаётся получать (при обычных условиях) значительно большие интенсивности звука и, следовательно, значительно большие амплитуды смещения в волне. Это приводит к тому, что в случае ПАВ нелинейные эффекты проявляются сильнее, и генерацию гармоник и взаимодействие волн наблюдается значительно легче. Особенно с взаимодействием объёмных волн с ПАВ является то, что условия синхронизма (5) выполняются не для полных волновых векторов k , а для их проекций на границу раздела.

Нелинейное взаимодействие акустических и электромагнитных волн. В пьезоэлектрич. кристаллах наряду с взаимодействием акустич. волн можно рассматривать Н. в. акустич. и электромаг-

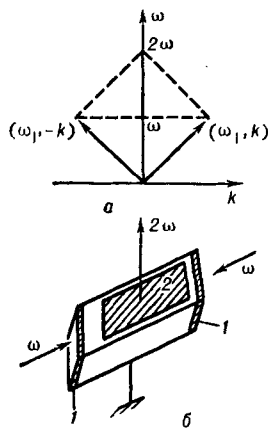


Рис. 9. Встречное взаимодействие акустич. волн с пьезоэлектрическим кристалле — эффект свёртки: а — дисперсионная диаграмма; б — схема эксперимента; 1 — преобразователи; 2 — параметрический электрод.

нитых волн. При этом условия синхронизма будут также выполняться, необходимо только учитывать частоту и волновой вектор электромагнитных волн. Т. к. их скорость значительно больше скорости звука, то часто вместо волнового электромагнитного процесса можно рассматривать однородное электрич. поле в кристалле, взаимодействующее с бегущей акустич. волной. Напр., встречное взаимодействие бегущих акустич. волн одинаковой поляризации в пьезоэлектрич. кристалле (рис. 9) приводит к появлению однородного поперечного электрич. поля E удвоенной частоты. Амплитуда поля E определяется нелинейностью пьезоэффекта и произведением амплитуд взаимодействующих волн $E \sim K^2 \frac{e^{III} u_1 u_2}{\varepsilon}$, где e^{III} — нелинейный пьезоэлектрич. ко-

эффициент. Соответствующий сигнал на частоте 2ω снимается с электродов, нанесённых на боковые грани кристалла, — т. н. параметрич. электродов. Этот эффект используется для осуществления операции свёртки сигналов в устройствах обработки сигнальной информации (см. *Акустоэлектроника*). Если в данной структуре излучать акустич. волну лишь одним из преобразователей, а в момент прохождения звука под параметрич. электродом к последнему приложить электрич. поле на удвоенной частоте, то наблюдается обратный эффект — генерация холостой, или обратной волны. При нек-ром поле, выше порога, генерация волны возможна и без излучения прямой волны. Такой эффект наблюдается в кристалле LiNbO_3 при использовании в качестве поля накачки импульса от магнетрона на частоте 3 ГГц при мощности больше 5 кВт. Рассмотренные выше элементарные процессы взаимодействия акустич. волн и переменного электрич. поля лежат в основе такого эффекта, как *электроакустическое эхо*.

Наряду с рассмотренными выше динамич. эффектами взаимодействия акустич. волн, в нелинейной кристаллоакустике изучаются и используются статич. эффекты, к-рые состоят в изменении параметров акустич. волны под воздействием постоянных или медленно меняющихся механич. или электрич. полей. Так, при механич. деформировании кристаллов (одноосное или гидростатич. сжатие) будут изменяться фазовая и групповая скорости акустич. волн и их поляризация. В пьезоэлектрич. кристаллах фазовая скорость акустич. волн будет изменяться также при приложении постоянных электрич. полей. Статич. эффекты служат для управления распространением акустич. волн в твёрдых телах (напр., для изменения фазы волны), для измерения внутренних напряжений и, главным образом, для измерения нелинейных коэффициентов твёрдых тел.

Исследование Н. в. УЗ-вых волн имеет большое значение для понимания природы фонов-фононных взаимодействий в твёрдых телах, для изучения взаимодействия акустич. когерентных фононов определённых поляризаций. Фонон-фононные взаимодействия определяют процессы уста-

новления теплового равновесия, теплопроводность, тепловое расширение твёрдых тел. Взаимодействием электронов проводимости с фононами определяются явления электропроводности и сверхпроводимости. Фонон-фононные взаимодействия играют большую роль в процессах нелинейного поглощения УЗ, в поглощении гиперзвуковых волн в кристаллах, особенно при низких темп-рах (см. *Поглощение звука*). Н. в. УЗ-вых волн в твёрдых телах начинают использоваться в устройствах обработки сигнальной информации.

Лит.: Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; и х же, «Успехи физ. наук», 1970, т. 102, в. 4, с. 549—86; Ермилин К. К., Лямов В. Е., Пятаков П. А., «Физика твёрдого тела», 1973, т. 15, в. 11, с. 3226—30; Пятаков П. А., Лямов В. Е., «Физика твёрдого тела», 1975, т. 17, в. 3, с. 752—61; Леманов В. В., Смоленский Г. А., «Акуст. ж.», 1974, т. 20, в. 3, с. 426—34.

В. Е. Лямов.

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

ЗВУКА — зависящее от амплитуды поглощение звука, обусловленное нелинейными процессами передачи энергии сильно поглощающим компонентам спектра волны. В простейшем случае недиспергирующей среды Н. п. з. вызывается накапливающимися нелинейными эффектами увеличения крутизны профиля волны, приводящими к появлению разрывов — слабых ударных волн. Возникновение разрывов сопровождается сильной диссипацией энергии, что и является в данном случае причиной Н. п. з.

Со спектральной точки зрения этот процесс соответствует передаче энергии в высшие, более сильно поглощающиеся гармонич. составляющие волны. В связи с тем что форма волны меняется по мере её распространения, поглощение волны также зависит от расстояния. В частности, для волны первоначально синусоидальной формы поглощение вблизи излучателя невелико и описывается обычными выражениями линейной акустики (см. *Поглощение звука*); при удалении от излучателя оно возрастает, достигая максимума в области наибольших искажений волны, после чего убывает. Поглощение в данной точке пространства зависит от амплитуды, возрастая с её увеличением.

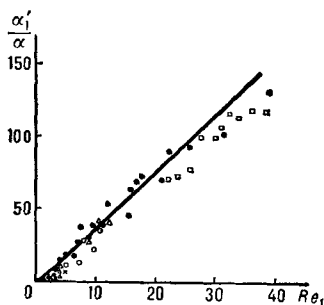
Амплитудный коэфф. поглощения 1-й гармоники волны в области, где

накопились нелинейные эффекты, определяется формулой:

$$\alpha'_1 = \alpha_1 \sqrt{1 + Re_{a1}^2}, \quad (1)$$

где $Re_{a1} = 2\epsilon\rho v_1/bk$ — акустич. Рейнольдса число, v_1 — амплитуда колебательной скорости для основной гармоники, $\epsilon = \frac{\gamma+1}{2}$ — нелинейный

параметр среды, $\epsilon = \left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho}\right)_S \frac{\rho}{c_0^2} + 1$ (для газов $= C_p/C_v$ — отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и объёме), S — энтропия, ρ —



Зависимость относительного коэффициента поглощения α'_1/α волн конечной амплитуды от акустического числа Рейнольдса. Сплошная линия — результат расчёта по формуле (1), значки — экспериментальные результаты разных авторов.

плотность, c — скорость звуковой волны, c_0 — невозмущённое значение c , k — волновое число, $b = \frac{4}{3}\eta + \zeta + \kappa \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p}\right)$, η и ζ — коэфф. сдвиговой и объёмной вязкости, κ — коэфф. теплопроводности, $\alpha_1 = = b\omega^2/\rho c_0^3$ — коэфф. поглощения волны, вычисленный в линейном приближении. Коэфф. поглощения растёт вначале квадратично, а затем линейно с увеличением амплитуды волны (рис.). При $Re_{a1} \gg 1$ из ф-лы (1) получается:

$$\alpha'_1 = \alpha_1 Re_{a1}. \quad (2)$$

Так, напр., при распространении в воде УЗ-вой волны с амплитудой звукового давления $p = 3$ атм и частотой $\omega = 10^7$ Гц в области образования пилообразной волны $Re_{a1} \approx 10^2$, т. е. коэфф. поглощения α'_1 в этом случае возрастает на два порядка по сравнению с α_1 .

В пилообразной волне коэфф. поглощения α_n , характеризующий

уменьшение пикового значения скорости v_{II} , определяется выражением, отличающимся лишь множителем от ф-лы (2):

$$\alpha'_n = \alpha \cdot \frac{2}{\pi} Re_{ап}. \quad (3)$$

Поглощение волн конечной амплитуды происходит не по экспоненциальному закону, и v_{II} на расстоянии r от источника описывается следующими соотношениями:

для пилообразных плоских волн

$$v_{II} = \frac{v_0}{1 + \varepsilon M_a k (r - r_0)},$$

для цилиндрических

$$v_{II} = \frac{v_0}{1 + \varepsilon M_a k r_0 |\sqrt{r/r_0} - 1|}$$

и для сферических

$$v_{II} = \frac{v_0}{1 + \varepsilon M_a k r_0 |\ln(r/r_0)|},$$

где $M_a = v/c - \text{Маха число}$, v_0 — пиковое значение колебательной скорости на расстоянии r_0 от источника.

Рост поглощения волны с увеличением её интенсивности приводит к явлению насыщения: при постепенном увеличении интенсивности излучаемого звука интенсивность в любой фиксированной точке поля растёт всё медленнее, асимптотически приближаясь к предельному значению. Поэтому существует некое предельное значение интенсивности звука $I_{пр}$, пропускаемого средой на заданное расстояние. Для плоской волны на расстоянии r от источника $I_{пр} = \rho c^3 / (\varepsilon k r)^2$. Явление насыщения имеет место лишь при распространении периодич. волн; амплитуда одиночного импульса оказывается зависящей от её начального значения на любом расстоянии от источника.

Эффект Н. п. з. может заметно проявиться в мощных УЗ-вых фокусирующих системах (см. *Фокусировка звука*), приводя к снижению коэфф. усиления таких систем с увеличением интенсивности фокусируемого звука.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Механика сплошных сред*, 2 изд., М., 1953; Зарембо Л. К., Красильников В. А., *Введение в нелинейную акустику*, М., 1966; *Мощные ультразвуковые поля*, М., 1968 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 2).

К. А. Наугольных.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ в акустическом поле — явления, возникающие при распространении интенсивной звуковой волны и проявляющиеся во взаимодействии

различных видов гидродинамич. возмущений, отсутствующем в звуковых полях малой интенсивности. Н. э. в акустич. поле можно рассматривать как результат изменения свойств среды, вызванного распространяющейся волной и влияющего на распространение данной волны (самовоздействие) или на распространение других гидродинамич. возмущений (взаимодействие).

К числу Н. э. в акустич. поле относятся: изменение формы волны при её распространении, т. е. изменение временной зависимости параметров волны, возникновение комбинационных тонов, вызванных рассеянием звука на звуке, самофокусировка волны, давление звукового излучения, акустич. течения, кавитация и др. С математич. точки зрения Н. э. — это явления, для описания к-рых приближения линейной акустики оказываются недостаточными, и необходим учёт нелинейных членов ур-ний гидродинамики и ур-ний состояния. Характерной чертой Н. э. является их зависимость от амплитуды волны, в отличие от явлений линейной акустики, примерами к-рых могут служить *дифракция звука, рассеяние звука*, определяемые лишь частотой и скоростью звуковой волны. Формально этот факт обусловлен тем, что нелинейные члены ур-ний содержат амплитуду волны в более высокой, чем линейный член, степени. Волны, при распространении к-рых проявляются Н. э., наз. также волнами конечной амплитуды. Относительный вклад Н. э. зависит от амплитуды и характеризуется акустич. *Маха числом*: $M_a = v/c = \rho' / \rho$, где v — амплитуда колебательной скорости частиц, c — скорость звука, ρ' — обусловленная волной избыточная плотность, ρ — равновесное значение плотности.

Принципиально важно, что учёт нелинейных членов приводит не только к нелинейным поправкам порядка M_a , малым при $M_a \ll 1$, но и к накапливающимся при распространении волны эффектам, к-рые в случае плоских волн характеризуются величинами $M_a k x$ или $M_a \omega t$, где k — волновое число, ω — частота звука, t — время, x — координата в направлении распространения волны. Эти эффекты радикально изменяют картину распространения волны даже при ма-

лых M_a . Пример такого накапливающего эффекта — искажение формы волны при её распространении, обусловленное разницей в скоростях перемещения различных точек профиля волны. Для плоской волны скорость перемещения точки профиля, соответствующей заданному значению колебательной скорости v , определяется ф-лой:

$$c(v) = c_0 + \epsilon v, \quad (1)$$

где $c_0 = c(0)$, $\epsilon = \frac{\gamma + 1}{2}$ — нелинейный параметр среды, $\gamma = \left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho}\right)_S \frac{\rho}{c} + 1$;

для газов $\gamma = C_p/C_v$ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объёме, S — энтропия, ρ — плотность; для воды $\epsilon = 8$. Из ф-лы (1) видно, что точки профиля, соответствующие областям сжатия ($v > 0$), «бегут» быстрее точек, соответствующих областям разрежения ($v < 0$). Происходит это из-за того, что скорость звука в области сжатия больше, чем в области разрежения, а также из-за увлечения волны средой, к-рая в области сжатия движется в направлении распространения волны, а в области разрежения — в противоположном направлении. Эта разница скоростей пренебрежимо мала в случае волн малой интенсивности, когда $M_a \ll 1$, и волна успевает затухнуть, прежде чем в ней разовьются Н. э. Распространение таких волн происходит практически без изменения их формы, в соответствии с решениями линейной акустики, указывающими на постоянство скорости звука для всех точек профиля волны. Если же интенсивность волны достаточно велика, то влияние накапливающегося Н. э. оказывается более сильным, чем влияние диссипативных процессов, обуславливающих затухание волны, поэтому первоначально синусоидальная волна переходит в пилообразную.

Количественно соотношение роли нелинейных и диссипативных процессов характеризуется акустич. Рей-

нольдса числом: $Re_a = 2\epsilon \frac{\rho v}{b\kappa}$, где

$$b = \frac{4}{3}\eta + \zeta + \kappa \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p}\right), \quad \eta, \zeta -$$

коэфф. сдвиговой и объёмной вязкости, κ — коэфф. теплопроводности; для воды $Re_a \approx 30p/f$, p — амплитуда

звукового давления в атм, $f = \omega/2\pi$ — частота в МГц. При $Re_a \gg 1$ преобладают Н. э. и происходит сильное искажение профиля волны, приводящее к увеличению крутизны фронтов сжатия и образованию слабых ударных волн (рис. 1). Минимальная ширина фронта сжатия δ ,

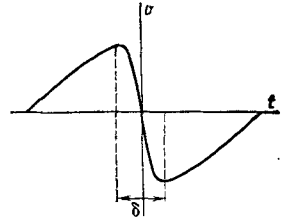


Рис. 1. Профиль волны конечной амплитуды.

которая может образоваться в результате эволюции из-за Н. э. плоской волны с амплитудой колебательной скорости v_m , определяется соотношением, вытекающим из теории слабых ударных волн: $\delta \sim b/\epsilon v_m$. Расстояние L , на к-ром происходит переход синусоидальной волны в пилообразную, зависит от амплитуды и длины волны. Для плоской волны оно определяется ф-лой: $kL = 1/\epsilon M_a$. В воде, напр., для волны интенсивностью в несколько десятков Вт/см² L — порядка сотни длин волн (рис. 2). В расходящихся (напр., сферических или цилиндрических) волнах эффект изменения формы волны проявляется слабее, а в сходящихся сильнее, чем в плоских. В случае стоячих волн конечной амплитуды также могут образовываться ударные волны, причём волны эти движутся, периодически отражаясь от границ объёма, в к-ром возбуждена стоячая волна.

Увеличение крутизны волновых фронтов приводит к возрастанию поглощения волны (см. *Нелинейное поглощение звука*) вследствие увеличения градиентов скорости и температуры. Искажение формы волны при распространении волны конечной амплитуды со спектральной точки зрения озна-

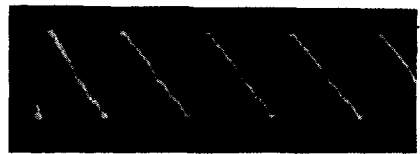


Рис. 2. Экспериментально зарегистрированный профиль первоначально синусоидальной волны на расстоянии 100 длин волн от излучателя. Амплитуда давления пилообразной волны 10 атм, частота 0,775 МГц.

чаёт нарастание высших гармонич. составляющих основной частоты. Этот эффект является частным случаем явления нелинейного взаимодействия волн, проявляющегося в том, что при возбуждении в среде одновременно нескольких волн они не распространяются независимо, а порождают новые волны — т. н. комбинационные тона, частоты к-рых равны сумме и разности частот исходных волн. Вторая гармоника волны основной частоты является примером комбинационного тона.

Уравнение, описывающее изменение амплитуды A_k волны комбинационного тона частотой $\omega = \omega(k)$, образующегося в результате взаимодействия волн с волновыми векторами k' и k'' , т. е. при условии

$$k = k' + k'', \quad (2)$$

имеет вид:

$$\frac{dA_k}{dt} = V_{kk'k''} A_{k'} A_{k''} e^{i(\omega_{k'} + \omega_{k''} - \omega_k) t},$$

где $V_{kk'k''}$ — потенциал взаимодействия волн, определяемый характером нелинейности среды. Если, кроме урния (2), удовлетворяется урние $\omega = \omega' + \omega''$, т. е. выполняются т. н. условия синхронизма, то показатель экспоненты обращается в нуль и происходит монотонное нарастание амплитуды A_k . При наличии расфазировки, т. е. нарушении условий синхронизма, что может быть вызвано дисперсией, амплитуда комбинационного тона не нарастает, а меняется периодически по мере распространения волны. Нелинейные взаимодействия волн открывают возможность создания параметрич. усилителей звука, в к-рых энергия интенсивной волны накачки передаётся благодаря взаимодействию слабой волне сигнала, приводя к его усилению. Подробнее см. *Нелинейное взаимодействие*.

Н. э. в акустич. поле вызывают перераспределение энергии возмущения по спектру. Это позволяет в случае большого числа волн, когда взаимодействие между ними приобретает статистич. характер, определить вид спектра в т. н. инерционном интервале частот, характеризующемся отсутствием источников и стоков энергии. В частности, в среде без дисперсии спектральная плотность ϵ_k энергии акустич. шума в инерционном интер-

вале характеризуется зависимостью: $\epsilon_k \sim k^{-2}$. В неоднородных волнах конечной амплитуды, примером к-рых может служить УЗ-вой пучок; нелинейные явления могут приводить к перераспределению энергии по сечению пучка, т. е. к самофокусировке или расплыванию пучка, в зависимости от того, уменьшается или увеличивается скорость звука с увеличением его интенсивности.

Примером ненакапливающегося Н. э. может служить *давление звукового излучения* — среднее по времени избыточное давление на препятствие, вызываемое падающими на препятствие звуковыми волнами и обусловленное передачей ему импульса от волны. Давление звукового излучения пропорционально квадрату амплитуды волны, что позволяет непосредственно по измерению его величины (напр., с помощью *радиометра*) определить *интенсивность звука*. Другим Н. э., к-рый также связан с переносом волной количества движения, являются *акустические течения*, или звуковой ветер, — регулярное перемещение частиц среды, вызванное звуком. Обычно акустич. течения обусловлены передачей импульса от волнового движения к регулярному вследствие поглощения звука в среде.

Своеобразным Н. э. в акустич. поле, возникающим при распространении звука в жидкости, является *кавитация*, к-рая также сопровождается перераспределением энергии по спектру.

Лит.: Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Стретт Дж. В. (лорд Рэйли), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1955; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1953; Мощные ультразвуковые поля, М., 1968 (Физика и техника мощного ультразвука, ин. 2); Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Кадоцце в Б. Б., Карпман В. И., Нелинейные волны, «Успехи физ. наук», 1971, т. 103, в. 2. К. А. Наугольных.

НОРМАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ — гармонические волны, распространяющиеся в волноводе без изменения формы. Значение Н. в. в акустике связано с тем, что любое звуковое поле внутри волновода в области, где источники звука отсутствуют, может быть представлено в виде суперпозиции Н. в. данного волновода. По структуре звукового поля каждая Н. в. представ-

ляет собой волну, бегущую вдоль волновода и стоячую в поперечном направлении. Разные Н. в. различаются числом и расположением узловых поверхностей давления в поперечном сечении волновода. В простейшем случае двухмерного движения в волноводе, образованном плоским слоем жидкости или газа, заключённым между двумя звуконепропускаемыми стенками, узловые поверхности представляют собой плоскости, параллельные стенкам. Каждой Н. в. приписывают номер (или порядок), равный числу имеющихся у неё узловых плоскостей. Давление в какой-либо Н. в., бегущей вдоль оси x в слое, перпендикулярном оси z , можно представить в виде:

$$p_n = A_n \cos(\zeta_n z + \varepsilon_n) e^{i\xi_n x},$$

где n — номер волны, A_n — амплитуда, ξ_n — волновое число Н. в., удовлетворяющее ур-нию

$$\xi_n^2 + \zeta_n^2 = k^2,$$

где $k = \omega/c$ — волновое число звуковой волны данной частоты ω в неограниченной среде, c — скорость звука; величины ε_n и ζ_n определяются из граничных условий на стенках. Напр., для абсолютно жёстких стенок $\varepsilon_n = 0$ и $\zeta_n = n\pi/h$, где h — толщина слоя, и вся последовательность Н. в. может быть записана одной ф-лой:

$$p = A_n \cos \frac{n\pi}{h} z e^{ik \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kh}\right)^2} x}$$

(начало координат выбрано на одной из стенок волновода).

Во всех волноводах для каждой Н. в., кроме волны нулевого порядка, существует т. н. критич. частота, ниже к-рой она не распространяется, а превращается в колебание с амплитудой, меняющейся вдоль волновода по экспоненциальному закону. Для рассматриваемого волновода критич. частоты равны: $\omega_{кр} = n\pi c/h$. Волна нулевого порядка имеет вид e^{ikx} и может распространяться при сколь угодно низкой частоте. Все Н. в., кроме волны нулевого порядка, имеют большую дисперсию скорости распространения: фазовая скорость $\gamma_n = c / \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kh}\right)^2}$, групповая скорость $u_n = c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kh}\right)^2}$.

Т. о., в рассмотренном волноводе фазовая скорость Н. в. всегда больше, а групповая скорость — меньше скорости звука в неограниченной среде; с увеличением частоты первая убывает, а вторая — растёт, и обе стремятся асимптотически к c .

Каждую Н. в. в слое можно представить в виде суперпозиции двух плоских волн, взаимно переходящих друг в друга при отражении на стенках:

$$p_n = \frac{1}{2} A_n e^{i\xi_n x + i(\zeta_n z + \varepsilon_n)} + \frac{1}{2} A_n e^{i\xi_n x - i(\zeta_n z + \varepsilon_n)}.$$

В случае трёхмерного движения узловые поверхности в Н. в. образуют два семейства и каждой Н. в. можно приписать два номера, указывающих число узловых поверхностей первого и второго семейства. Напр., для волновода в виде трубы прямоугольного сечения с жёсткими стенками, заполненной жидкостью или газом, всю последовательность Н. в. можно выразить ф-лой:

$$p_{nm} = A_{nm} \cos \frac{n\pi}{h_1} y \cos \frac{m\pi}{h_2} z \times e^{ik \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kh_1}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{kh_2}\right)^2} x},$$

где h_1 и h_2 — длины сторон поперечного сечения волновода, а начало координат взято на одном из рёбер трубы; n, m — номера, выражающие число узловых плоскостей, параллельных плоскостям $y = 0$ и $z = 0$ соответственно. Для волноводов в виде круглых труб, заполненных жидкостью или газом, Н. в. имеют вид:

$$p_{nm} = A_{nm} J_m(\zeta_n r) \cos m\varphi e^{i\xi_n x}$$

или

$$p_{nm} = A_{nm} J_m(\zeta_n r) \sin m\varphi e^{i\xi_n x},$$

где J_m — функция Бесселя порядка m , n — число узловых поверхностей в виде концентрич. цилиндров с осью, совпадающей с осью волновода, m — число узловых плоскостей, проходящих через ось волновода, r и φ — полярные координаты поперечного сечения трубы. Как и для плоского волновода, должно быть удовлетворено ур-ние

$$\xi_n^2 + \zeta_n^2 = k^2,$$

а величина ζ_n определяется для каж-

дого заданного номера n из граничных условий на поверхности трубы.

$H. v.$ в твёрдых волноводах (стержни, пластины) аналогичны $H. v.$ в жидких или газообразных волноводах и также характеризуются наличием критич. частот, значительной дисперсией, возможностью представить любое поле в виде суперпозиции $H. v.$ данного волновода. Однако структура звукового поля $H. v.$ в твёрдом волноводе более сложна, т. к. в твёрдых телах могут распространяться не только продольные, но и сдвиговые волны. Подробнее см. *Нормальные волны в пластинах и стержнях.*

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Бреховский Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973. М. А. Исачкович.

НОРМАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ в п л а с т и н а х и с т е р ж н я х — гармонические упругие возмущения, распространяющиеся в пластинах и стержнях. В отличие от *упругих волн* в неограниченных твёрдых средах, $H. v.$ в пластинах и стержнях удовлетворяют не только ур-ниям теории упругости, но и граничным условиям на поверхностях пластины и стержня (в большинстве практич. случаев эти условия сводятся к отсутствию механич. напряжений на поверхностях). Из-за граничных условий характеристики $H. v.$, в частности их упругое поле (т. е. распределение смещений и напряжений по поперечному сечению пластины или стержня), существенно более сложны, чем у волн в неограниченных твёрдых средах. Вместе с тем $H. v.$ в пластинах и стержнях — это такие же элементарные волны, как продольные и сдвиговые в неограниченной среде, в том смысле, что любое сложное волновое движение в пластине и стержне распадается на сумму $H. v.$, а поток упругой энергии равен сумме потоков во всех $H. v.$

$H. v.$ в п л а с т и н а х подразделяются на два класса: *Лэмба волны*, у к-рых имеется *колебательное смещение частиц* как в направлении распространения волны, параллельном плоскости пластины, так и перпендикулярно плоскости пластины, и поперечные $H. v.$, обладающие только одной компонентой смещения (отсутствующей в волнах Лэмба), параллельной плоскости пластины и перпендикулярной направлению распространения волны (рис. 1, а). Т. о.,

деформация в поперечной $H. v.$ является чистым сдвигом. По характеру деформации поперечные $H. v.$ делятся на симметричные s и антисимметричные a . В симметричных волнах

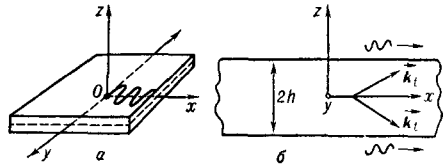


Рис. 1. а — поперечная нормальная симметричная волна в пластине толщиной $2h$; б — та же волна, представленная в виде совокупности двух сдвиговых волн, распространяющихся под углом k к направлению её распространения; k_1 — волновые векторы сдвиговых волн, образующих нормальную волну; x — направление распространения волны; y — направление колебательных смещений частиц.

движение происходит симметрично относительно срединной плоскости $z = 0$: в верхней и нижней половинах пластины смещение v_s по оси y имеет одинаковые знаки и распределено по закону:

$$v_s = A \cdot \cos m_s \frac{\pi z}{h} \sin(k_s x - \omega t), \quad (1)$$

где ω — круговая частота, t — время, $k_s = 2\pi/\lambda_s$ — волновое число симметричной $H. v.$, $2h$ — толщина пластины, A — произвольная постоянная, $m_s = 0, 1, 2, 3, \dots$ — последовательность чисел, обозначающих номера (порядки) волн. В антисимметричных волнах а движение антисимметрично относительно плоскости $z = 0$: в верхней и нижней половинах пластины смещение v_a по оси y имеет противоположные знаки и распределено по закону:

$$v_a = A \sin m_a \frac{\pi z}{h} \sin(k_a x - \omega t), \quad (2)$$

где k_a — волновое число антисимметричной $H. v.$, A — произвольная постоянная, $m_a = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \dots$. Основным свойством поперечных $H. v.$ (как и волн Лэмба) является то, что при заданных значениях ω и h в пластине может распространяться только определённое число волн, к-рое тем больше, чем больше отношение $\frac{2h}{\lambda_l} = \frac{\omega h}{c_l \pi}$ (c_l , λ_l — фазовая скорость и длина сдвиговой волны). При $2h/\lambda_l < 1/2$ в пла-

стине может распространяться только одна Н. в. (нулевая Н. в.). Эта волна является симметричной, и смещение в ней одинаково во всех точках поперечного сечения ($m_s = 0$, $\cos m_s \frac{\pi z}{h} = 1$), а фазовая c^{Φ} и групповая $c^{ГР}$ скорости равны c_t , т. е. это такая же сдвиговая волна, как в неограниченном твёрдом теле. Волны порядка выше нулевого (симметричные s_1, s_2, s_3, \dots , для k -рых $m_s = 1, 2, 3, \dots$, и антисимметричные a_1, a_2, a_3, \dots , для k -рых $m_s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$) появляются только при нек-рых «критических» значениях $\omega h/c_t$. При докритич. толщинах и частотах в этих волнах нет потока энергии, и они представляют собой синфазное движение, экспоненциально затухающее по оси x . Критич. значения $\omega h/c_t$ определяются из условия:

$$\left(\frac{\omega h}{c_t}\right)_{кр} = \left(\frac{2\pi h}{\lambda_t}\right)_{кр} = m_s, \text{ а л. } (3)$$

При этом условии по толщине пластины укладывается целое число сдвиговых полуволн, и рождающаяся Н. в. представляет собой стоячую сдвиговую волну, образованную двумя волнами, распространяющимися с равными амплитудами в противоположном и отрицательном направлениях оси z . Фазовые скорости волн при этом равны бесконечности, а групповые — нулю.

В общем случае поперечных Н. в.

$$c_{s,a}^{\Phi} = \frac{c_t}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_{s,a}}{2h/\lambda_t}\right)^2}}; \quad c_{s,a}^{ГР} = 1/c_{s,a}^{\Phi}$$

Как видно из рис. 2, при значениях $\frac{\omega h}{c_t} = \frac{2h}{\lambda_t} \pi$, больших критических, фазовые скорости Н. в. становятся отличными от бесконечности, а групповые — от нуля. Это можно интерпретировать как поворот направлений распространения двух сдвиговых волн, образующих стоячую волну в критич. области, от оси z в сторону положительной оси x (рис. 1). С ростом $\omega h/c_t$ значения c^{Φ} Н. в. монотонно уменьшаются, а $c^{ГР}$ — монотонно возрастают, приближаясь с разных сторон к предельному значению $c^{\Phi, ГР} = c_t$. Распределение смещений в поперечных Н. в. обладает тем свойством, что (в отличие от распределения в волнах Лэмба) число узлов и пучностей

смещений в поперечном сечении пластины возрастает только с увеличением номера волны, т. е. при переходе от волн низших номеров к высшим. Для волны заданного номера распределение смещений по сечению пласти-

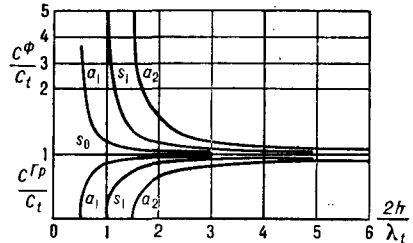


Рис. 2. Зависимости фазовых c^{Φ} и групповых $c^{ГР}$ скоростей поперечных симметричных s и антисимметричных a нормальных волн различного порядка, отнесённых к скорости сдвиговой волны c_t , от толщины пластины $2h$, отнесённой к длине сдвиговой волны λ_t .

ны сохраняется неизменным при любых значениях ω и h (см. ф-лы 1 и 2).

Н. в. в стержнях по своим качествам полностью аналогичны волнам Лэмба и поперечным Н. в. в пластинах. Все свойства этих волн определяются параметрами упругости и плотности материала, частотой ω и поперечным размером волновода — диаметром d стержня, k -рый аналогичен здесь толщине $2h$ пластины. Н. в. в стержнях подразделяются на три типа: продольные, изгибные и крутильные. В продольных Н. в. (рис. 3, а), k -рые аналогичны симметричным волнам Лэмба, движение происходит симметрично относительно оси x стержня и преобладает осевая (продольная) компонента смещения. В изгибных Н. в. (рис. 3, б), аналогичных антисимметричным волнам Лэмба, ось x претерпевает изгиб и преобладает поперечная компонента смещения. В крутильных Н. в. (рис. 3, в), k -рые аналогичны поперечным Н. в. в пластинах, имеется только одна азимутальная компонента смещения u_{ϕ} , а движение симметрично относительно оси x и представляет собой вращение поперечного сечения стержня относительно этой оси.

Как и для Н. в. в пластинах, на низких частотах (когда $\omega d/c_t \ll 1$) в стержнях может распространяться

только по одной Н. в. каждого типа. При этом нулевая волна продольного типа представляет собой простейшую продольную волну в стержне с синфазными продольными смещениями частиц в каждом его сечении и небольшими поперечными смещениями из-за эффекта Пуассона. Её фазовая и групповая скорости равны $\sqrt{E/\rho}$, где E — модуль Юнга, ρ — плотность материала. Нулевая волна изгибного типа на низких частотах — это обычная изгибная волна. Нулевая волна крутильного типа — это волна, в которой все поперечные сечения стержня поворачиваются как целое на некоторый

быстро затухающее вдоль стержня. Н. в. ненулевых номеров характеризуются сложным распределением смещений (с узлами и пучностями) по поперечному сечению стержня и сильной зависимостью c^P и c^{TP} скоростей от $\omega d/c_t$.

Н. в. с более сложным упругим поведением могут существовать в любых ограниченных твёрдых телах (изогнутые пластины и стержни, многослойные волноводы, состоящие из нескольких склеенных пластин, пластины и стержни, вырезанные из кристалла, и т. д.).

Н. в. всех типов широко используются в физике и технике в частотном диапазоне от нескольких кГц до сотен МГц. Различными аспектами их использования являются: определение упругих и прочих параметров твёрдых тел, имеющих форму пластинок и стержней, УЗ-вая дефектоскопия (контроль проволоки, стержней, листовых заготовок и конструкций), измерение уровня жидкости в закрытых сосудах, дисперсионные УЗ-вые линии задержки, системы обработки электрических сигналов (см. *Акустоэлектроника*).

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 2; Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1953; Витторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966, гл. 2; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956, ч. 2, гл. 5. И. А. Витторов.

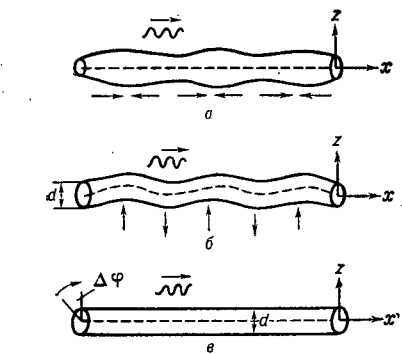


Рис. 3. Схематическое изображение движения в стержнях при распространении нормальных волн нулевого порядка: а — продольных, б — изгибных, в — крутильных. Стрелками показаны направления смещений (для преобладающей компоненты).

угол относительно оси z , а $c^P = c^{TP} = \sqrt{\mu/\rho} = c_t$, где μ — модуль сдвига. При увеличении частоты и толщины стержня, т. е. параметра $\omega d/c_t$, свойства нулевой волны крутильного типа (как и нулевой поперечной волны в пластине) не меняются, а для нулевых волн продольного и изгибного типов (подобно нулевым волнам Лэмба s_0 и a_0) наступает своеобразный скин-эффект: они превращаются в поверхностные Рэлея волны.

Н. в. всех типов порядка выше нулевого, как и в пластине, появляются в стержнях только при «критических» значениях $\omega d/c_t$ (когда диаметр d порядка длины поперечной волны). При докритич. толщинах и частотах в этих волнах нет потока энергии, и они представляют собой движение,

НОРМАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

(собственные колебания) — гармонические свободные колебания линейных колебательных систем. В каждом Н. к. все точки системы колеблются синфазно или противофазно с одной и той же частотой (собственная частота), к-рая, так же как и распределение амплитуд колебаний разных точек системы, определяется параметрами системы (напр., массами точек и коэфф. упругости соединяющих их пружин в дискретных колебательных системах), а в сплошных колебательных системах — характеристиками среды и граничными условиями. Число различных Н. к. данной колебательной системы, а следовательно, и число различных собственных частот равно числу колебательных степеней свободы в этой системе. В сплошных колебательных системах

Н. к. есть не что иное, как *стоячие волны*, а собственные частоты образуют бесконечную дискретную последовательность соответственно бесконечному числу возможных Н. к. системы. Напр., собственные частоты продольных Н. к. тонкого стержня со свободными концами равны:

$$f_n = nc/2l,$$

где n — номер Н. к., l — длина стержня, c — скорость продольных волн в стержне.

Все Н. к. независимы в том смысле, что специальным выбором начальных условий можно создать только одно (любое) из всех собственных систем Н. к. Но при произвольных начальных условиях в общем случае возникают одновременно все Н. к. и в каждом из этих колебаний участвуют все колебательные степени свободы. Результирующее колебание, представляющее собой сумму всех возникших Н. к., уже не является гармоническим. Значения амплитуд и начальных

фаз всех Н. к. определяются начальными условиями.

Резонанс в колебательной системе возникает при совпадении частоты гармонич. внешней силы с одной из собственных частот. Т. о., состав Н. к., свойственных данной системе, существенно определяет черты как свободных, так и вынужденных колебаний в данной системе. Если в системе есть поглощение энергии, то Н. к. не являются строго гармоническими, но если доля поглощённой энергии за один период Н. к. мала, то они представляют собой экспоненциально затухающие колебания; при очень больших поглощениях энергии Н. к. становятся аperiодическими.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. 6, § 9; Стретт Д. ж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1955, гл. 4, § 86.

НЬЮТОН — единица силы в системе СИ; равен силе, сообщающей телу массой 1 кг ускорение 1 м/с² в направлении действия силы. 1 кгс = = 9,80665 Н; 1 дин = 10⁻⁵ Н.



ОБЕДНЁННЫЙ СЛОЙ — область полупроводника, обеднённая основными носителями заряда и обладающая поэтому сильно повышенным электрич. сопротивлением. О. с. возникает вблизи p — n -перехода, контакта полупроводника с металлом или другим полупроводником (т. н. запирающий слой). Он может создаваться диффузией в низкоомный полупроводник компенсирующей примеси с носителями противоположного знака, а также непосредственным осаждением тонкого слоя высокоомного полупроводника на поверхности низкоомного образца. Если приложить внешнее электрич. напряжение к полупроводниковому образцу, в котором имеется О. с., то практически всё напряжение будет падать на этом слое; толщина его зависит от концентрации примесей по обе стороны от О. с. и от приложенного напряжения. Это явление используется при создании

высокочастотных *пьезополупроводниковых преобразователей*.

ОБЪЁМНАЯ ВЯЗКОСТЬ — величина, феноменологически характеризующая процесс диссипации энергии при объёмных деформациях среды. Коэфф. О. в. ζ иногда наз. также вторым коэфф. вязкости или просто второй вязкостью, для того чтобы подчеркнуть её отличие от коэфф. обычной стоксовой вязкости η , к-рую наз. также сдвиговой вязкостью. Коэфф. поглощения звука в вязкой среде равен: $\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right)$, где ρ — плотность среды, c — фазовая скорость звуковой волны, ω — круговая частота. В отличие от сдвиговой вязкости, характеризующей необратимую передачу энергии поступательного движения среды от одних слоёв к другим, О. в. характеризует квазиравновесный обмен энергией между поступательными

и внутренними степенями свободы в каждой частице вещества, т. е. релаксационный процесс в его низкочастотной области (от $\ll 1$, где τ — время релаксации).

При повышении частоты коэфф. поглощения, обусловленный релаксационным процессом, перестаёт зависеть от частоты квадратично, рост его замедляется и коэфф. поглощения звука на единицу длины асимптотически стремится к постоянной величине. Поэтому, если условие $\omega\tau \ll 1$ не выполняется, говорить об О. в. можно только условно, приписывая коэфф. О. в. частотную зависимость:

$$\zeta = \frac{\rho\tau(c_\infty^2 - c_0^2)}{1 + \omega^2\tau^2},$$

где c_0 — скорость УЗ-вой волны при малых частотах $\omega\tau \ll 1$, когда равновесие успевает полностью восстановиться за период звуковой волны, а c_∞ — скорость УЗ при больших частотах $\omega\tau \gg 1$, когда релаксационный процесс не успевает пройти за период волны.

Коэфф. О. в. вычисляют по разности между экспериментально измеренным значением коэфф. поглощения УЗ и тем его значением, κ -ый даёт классич. теория. Величина О. в. зависит от темп-ры и давления: она обычно уменьшается при повышении темп-ры и увеличивается при повышении давления. Большинство жидкостей обладает О. в. (см. табл.).

Значения η и ζ/η для некоторых жидкостей

Жидкость	T °C	η , пуаз	ζ/η
Вода	15	0,011	2,81
Глицерин	-14	616	1,03
Хлористый цинк	315	38	0,78
Хлористый натрий	888	1,15	20,8
Хлористое серебро	571,5	1,76	27,0
Бензол	20	0,0065	130
Сероуглерод	20	0,0036	1600

В газах отношение ζ/η быстро растёт с понижением темп-ры.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошной среды, 2 изд., М., 1953, § 78; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 2, ч. А. М., 1968. А. Л. Полякова.

ОБЪЕМНАЯ СКОРОСТЬ — поток колебательной скорости через данную поверхность. О. с. V выражается ф-лой: $V = \iint_S vndS$, где v — вектор колебательной скорости частиц в дан-

ной точке поверхности, n — единичный вектор нормали к поверхности и этой точке, dS — элемент площади поверхности S , для κ -рой вычисляется О. с. Для излучателя нулевого порядка в виде пульсирующего тела О. с. через поверхность тела равна скорости изменения его объёма. Для излучателя в виде колеблющейся диафрагмы в жёстком экране О. с. равна скорости вытеснения среды. При поршневом излучении, т. е. при синфазном колебании всей излучающей поверхности с одинаковой амплитудой нормальной составляющей колебательной скорости во всех точках, О. с. равна этой составляющей, умноженной на площадь излучающей поверхности.

Для излучателя нулевого порядка с размерами, малыми по сравнению с длиной волны, О. с. через его поверхность практически совпадает с *производительностью* излучателя, и давление в поле такого излучателя можно выразить через О. с. $V(t)$ ф-лой:

$$p = \frac{\rho}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial t} V\left(t - \frac{r}{c}\right),$$

где ρ и c — плотность среды и скорость звука в ней, а r — расстояние от излучателя. Для гармонич. процесса $V = V_0 e^{-i\omega t}$ эта ф-ла принимает вид:

$$p = -i\rho V_0 \frac{e^{-i\omega t + ikr}}{4\pi r},$$

где V_0 — амплитуда О. с., равная в этом случае производительности источника звука.

О. с. сферич. излучателя, совершающего любое *нормальное колебание*, кроме монопольного (пульсирующего), равна нулю (см. *Излучение звука*): поток скорости на одной части излучающей поверхности компенсируется потоком противоположного знака на другой части поверхности. О. с. квадруполья и мультиполюля высших порядков вообще нулю не равна. При расстройке звука по каналам, образованным соединениями труб с разными поперечными размерами, граничным условием на стыках этих труб является равенство О. с. по обе стороны сечения, проведённого через стык. В системе СИ О. с. измеряется в м³/с, а в системе СГС — в см³/с.

Лит.: Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973.

М. А. Исакович.

ОМ АКУСТИЧЕСКИЙ — употребившееся ранее название единицы акустич. сопротивления (см. *Импеданс акустический*) в системе единиц СГС. $1 \text{ Ом а.} = 1 \frac{\text{дин} \cdot \text{см}^3}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} = 1 \text{ г/см}^4 \cdot \text{с}$. ГОСТом не рекомендован.

ОМ МЕХАНИЧЕСКИЙ — употребившееся ранее название единицы механического сопротивления (см. *Импеданс акустический*) в системе единиц СГС. $1 \text{ Ом м.} = 1 \text{ дин} \cdot \text{с/см} = 1 \text{ г/с}$. ГОСТом не рекомендован.

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА — явление, возникающее при падении звуковой волны на препятствие и состоящее в образовании волны, распространяющейся от препятствия обратно в среду, из к-рой пришла падающая волна. В узком смысле термином «О. з.» пользуются в случаях, когда поведение волн удовлетворяет законам *геометрической акустики*. Если законы последней неприменимы (препятствия малы по сравнению с длиной волны звука, шероховатые препятствия и т. д.), то говорят о *рассеянии звука* или *дифракции звука* на препятствии.

Законы геометрич. акустики дают только направление отражённой волны («угол падения равен углу отражения»). Чтобы определить форму отражённой волны, необходимо обратиться к волновой картине, основные черты к-рой можно рассмотреть на примере плоских волн (в жидкой или газообразной среде), падающих на плоское однородное препятствие. В этом случае отражённая волна также плоская.

Наличие препятствия налагает определённые требования на суммарное поле падающей и отражённой волн, к-рые должны выполняться на границе препятствия в любой момент времени — т. н. граничные условия. В силу этих условий необходимо, чтобы «следы» падающей и отражённой волн (т. е. поля этих волн на граничной поверхности) «бежали» по границе в одном направлении и с одинаковой скоростью. Отсюда следует, что направление распространения отражённой волны лежит в плоскости падения, а углы скольжения падающей θ и отражённой θ_1 волн (рис.) равны между собой (первый закон Снеллиуса: $\theta = \theta_1$). Иногда вместо углов скольжения рассматривают уг-

лы между направлениями распространения волн и нормалью к границе: угол падения i и угол отражения i_1 , дополняющие углы скольжения до прямого угла; при этом первый закон Снеллиуса формулируется как $i = i_1$.

Если плоскость $z = 0$ — граница препятствия, ось z направлена в сторону препятствия, а ось x расположена в плоскости падения, то звуковое давление p_i в падающей волне равно:

$$p_i = p \left(t - \frac{\cos \theta}{c} x - \frac{\sin \theta}{c} z \right), \quad (1)$$

где c — скорость звука в среде, t — время, а p — ф-ция, определяющая профиль падающей волны. Согласно закону Снеллиуса, в отражённой волне давление

$$p_r = \tilde{p} \left(t - \frac{\cos \theta}{c} x + \frac{\sin \theta}{c} z \right),$$

где ф-ция \tilde{p} , вообще отличная от p , определяет профиль отражённой волны. Если на границе препятствия ф-ции p и \tilde{p} различаются только постоянным множителем, так что

$$p_r = V p \left(t - \frac{\cos \theta}{c} x + \frac{\sin \theta}{c} z \right),$$

то отражение наз. п р а в и л ь н ы м, а постоянный множитель V наз. коэфф. отражения (по давлению). Напр., для абсолютно жёсткого препятствия (граничное условие на препятствии — нормальная компонента суммарной скорости частиц среды обращается в нуль) отражение любой падающей плоской волны правильное, с коэффициентом отражения $V = 1$. Для свободной границы, т. е. абсолютно мягкой поверхности (граничное условие — суммарное давление на границе равно нулю), отражение любой плоской волны также правильное, с коэфф. отражения $V = -1$.

О. з. от препятствий, характеризуемых *импедансом акустическим*, всегда неправильное, и понятие коэфф. отражения для таких препятствий

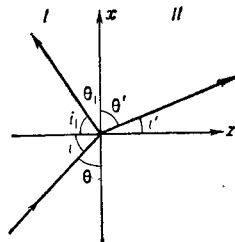


Схема отражения и прохождения волн через границу сред I и II.

неприменимо. Однако для гармонич. плоских волн изменение профиля при отражении сводится только к нек-рому сдвигу фазы и изменению амплитуды, поэтому пользоваться понятием коэфф. отражения для гармонич. волн можно.

Для препятствий с чисто активным импедансом, напр. для звукопоглощающих стенок, значение V убывает при повышении частоты, и поэтому при отражении от таких препятствий волн сложного состава их спектр обедняется в высокочастотной части, в результате чего и меняется форма волны. Для препятствий с чисто реактивным импедансом, используя комплексную запись падающей волны

$$p_i = e^{-i\omega t + ik \cos \theta x + ik \sin \theta z}, \quad (2)$$

отражённую волну можно представить в виде:

$$p_r = \frac{Z - \rho c / \sin \theta}{Z + \rho c / \sin \theta} e^{-i\omega t + ik \theta x - ik \sin \theta z}, \quad (3)$$

где ρ — плотность среды, k — волновое число, ω — частота волны, а Z — реактивный импеданс препятствия для заданной частоты и заданного угла скольжения падающей волны. Формально можно описать отражение гармонич. волн как правильное, но с комплексным коэфф. отражения $V = \frac{Z - \rho c / \sin \theta}{Z + \rho c / \sin \theta}$. Фаза этого коэфф. отражения равна сдвигу фазы отражённой волны относительно падающей на границе препятствия. Изменение формы волны сложного состава обусловлено в этом случае именно появлением добавочной фазы её спектральных компонент при отражении.

Пользуясь законом отражения гармонич. волн, можно найти отражение для падающей волны любого профиля, когда отражение неправильное. Для этого достаточно разложить падающую волну в гармонич. спектр, отразить каждую компоненту согласно ф-ле (3) и затем сложить все отражённые компоненты.

Граница двух сред также является препятствием для звуковых волн, если плотности или сжимаемости (или и те и другие) сред различны. На такой границе наряду с О. з. происходит и прохождение (преломление) звука: образование волны, распространяющейся от границы во вторую среду. В этом случае граничных условий

два: равенство давлений и равенство нормальных компонент колебательных скоростей частиц среды по обе стороны от границы, причём со стороны первой среды учитывается вклад как падающей, так и отражённой волн, со стороны второй среды — прошедшей волны. Следы всех трёх волн должны «бежать» по границе в одном направлении с одинаковыми скоростями. Отсюда следует, что направление распространения прошедшей волны также лежит в плоскости падения, а угол скольжения θ' прошедшей волны удовлетворяет условию:

$$\cos \theta' / c' = \cos \theta / c \quad \text{или} \quad \cos \theta' = \frac{1}{n} \cos \theta,$$

где c' — скорость звука во второй среде, а $n = c/c'$ — коэфф. преломления второй среды относительно первой (второй закон Снеллиуса). Если отражение и прохождение через границу двух сред правильные, то при падении волны (1) отражённая p_r и прошедшая p_t волны должны выражаться ф-лами:

$$p_r = V p \left(t - \frac{\cos \theta}{c} x + \frac{\sin \theta}{c} z \right), \quad (4)$$

$$p_t = W p \left(t - \frac{\cos \theta'}{c'} x - \frac{\sin \theta'}{c'} z \right) = \\ = W p \left(t - \frac{\cos \theta}{c} x - \frac{\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}{c} z \right),$$

где V и W — коэфф. отражения и прохождения соответственно. Пользуясь граничными условиями, можно найти следующие формулы Френеля для V и W :

$$V = \frac{\rho' c' / \sin \theta' - \rho c / \sin \theta}{\rho' c' / \sin \theta' + \rho c / \sin \theta} = \frac{m \sin \theta - n \sin \theta'}{m \sin \theta + n \sin \theta'} = \\ = \frac{m \sin \theta - \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}{m \sin \theta + \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}},$$

$$W = 1 + V = \frac{2 \rho' c' / \sin \theta'}{\rho' c' / \sin \theta' + \rho c / \sin \theta} = \\ = \frac{2 m \sin \theta}{m \sin \theta + n \sin \theta'} = \frac{2 m \sin \theta}{m \sin \theta + \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}.$$

Здесь ρ' — плотность второй среды, а $m = \rho'/\rho$. При нормальном падении волны ($\theta = 90^\circ$) коэфф. отражения имеет экстремум: максимум при $n > 1$ и минимум при $n < 1$; при уменьшении θ величина V меняется монотонно: при $n > 1$ — до значения -1 при скользющем падении ($\theta = 0$), а при $n < 1$ — до значения $+1$ при $\theta_{кр}$ критическом угле скольжения $\theta_{кр}$

($\cos \theta_{кр} = n$). При дальнейшем уменьшении θ ф-лы Френеля теряют смысл, т. к. дают для величин V и W комплексные значения: это означает, что при углах скольжения падающей волны, меньших критических, отражение и прохождение неправильные, т. е. понятия коэфф. отражения и прохождения неприменимы. Для гармонич. волн, однако, соотношениями (4) можно продолжать пользоваться формально при условии комплексной записи волн. Для падающей волны (2) отражённую и прошедшую волны можно записать в виде:

$$p_r = V e^{-i\omega t + ik \cos \theta x - ik \sin \theta z},$$

$$p_t = W e^{-i\omega t + ik \cos \theta x + ik \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} z}.$$

Для закритич. углов ($\theta < \theta_{кр}$)

$$V = \frac{m \sin \theta - i \sqrt{\cos^2 \theta - n^2}}{m \sin \theta + i \sqrt{\cos^2 \theta - n^2}},$$

$$W = \frac{2m \sin \theta}{m \sin \theta + i \sqrt{\cos^2 \theta - n^2}}.$$

Комплексность величин V и W при закритич. углах означает наличие сдвига фазы отражённой и прошедшей волн относительно падающей на границе сред. Прошедшая волна для закритич. углов превращается в неоднородную волну с экспоненциально убывающей вдоль фронта амплитудой

$$p_t = W e^{-i\omega t + ik \cos \theta x - k \sqrt{\cos^2 \theta - n^2} z},$$

для к-рой давление уменьшается при удалении от границы. Такая волна не переносит энергию во вторую среду, и поэтому вся энергия падающей волны отражается обратно, в первую среду («полное отражение»); действительно, для закритических углов коэфф. отражения по модулю равен единице.

При стремлении $\theta \rightarrow 0$ $V \rightarrow -1$, а суммарные поля по обе стороны границы стремятся к нулю. При θ , удовлетворяющем ур-нию

$$\lg^2 \theta = \frac{n^2 - 1}{m^2 - 1},$$

коэфф. отражения обращается в нуль и вся энергия падающей волны проходит во вторую среду. Это возможно только при выполнении одного из условий: $m > n > 1$ или $m < n < 1$.

В случае плоского абсолютно жёсткого препятствия или для плоской свободной границы О. з. можно прос-

то найти для любых, а не только плоских падающих волн. Пусть падающая волна создаётся какими угодно источниками звука. Отражённая волна совпадает с волнами, к-рые создали бы в отсутствии препятствия источники, полученные путём зеркального отражения действительных источников в плоскости границы (т. н. мнимые источники), при сохранении производительности источников и при их работе в фазе (случай абсолютно жёсткого препятствия) или в противофазе (случай свободной границы) с действительными источниками.

Отражение волн в твёрдых средах во многом сходно с рассмотренными выше случаями О. з. в жидких и газобразных средах, но значительно сложнее вследствие того, что в твёрдых телах, помимо волн сжатия, могут распространяться и сдвиговые волны. Так, при падении плоской волны одного из этих типов на препятствие (напр., на свободную границу или на границу двух твёрдых сред) возникают две отражённые и две прошедшие волны: по одной волне того же типа, что и падающая, и по одной волне второго типа (подробнее см. *Упругие волны*).

Лит.: Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960. М. А. Исакович.

ОЧИСТКА ультразвуко-вая — способ очистки поверхности твёрдых тел, при к-ром в мощный раствор вводятся УЗ-вые колебания. Введение УЗ позволяет не только ускорить процесс О., но и получить высокую степень чистоты поверхности, а также заменить ручной труд, исключить пожароопасные и токсичные растворители. УЗ-вая О. применяется в машиностроительной, металлургической, электронной промышленности, в полупроводниковой технике и в приборостроении для О. прецизионных деталей точных приборов, часов и ювелирных изделий, интегральных схем, хирургич. инструментов, металлокерамич. фильтров, металлургич. проката и др.

Механизм УЗ-вой очистки. Процесс УЗ-вой О. обусловлен рядом явлений, возникающих в УЗ-вом поле значительной интенсивности: кавитацией, акустическими течениями, давлением звукового излучения, звукокапиллярным

эффектом. Эффективность О. зависит от параметров звукового поля, определяемого источниками акустич. энергии, — частоты колебаний, интенсивности звука и от физико-химич. свойств моющей жидкости — её вяз-

связанных загрязнений происходит в основном под действием пульсирующих (захлопывающихся) кавитационных пузырьков. На краях плёнки загрязнений пульсирующие пузырьки, совершая интенсивные ко-

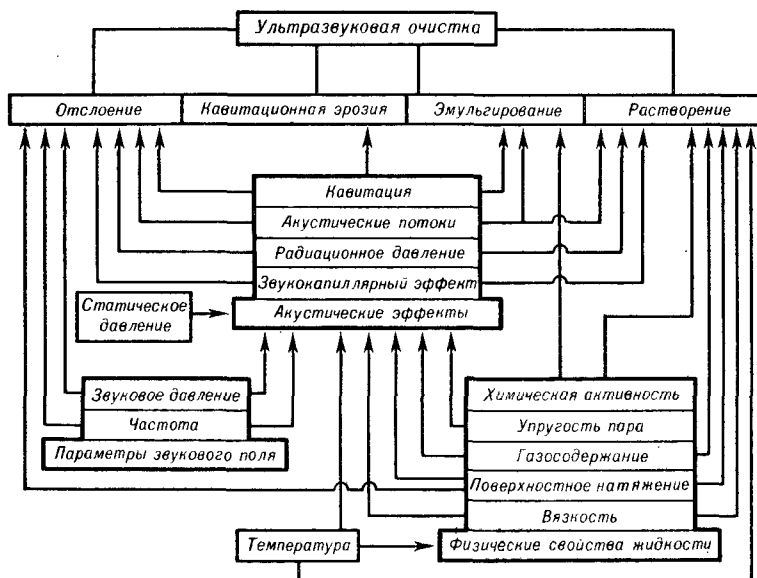


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая взаимосвязь физических факторов, влияющих на ультразвуковую очистку.

кости, упругости насыщенного пара, поверхностного натяжения, газосодержания. Выбор параметров звукового поля и жидкостей с определёнными свойствами позволяет управлять явлениями, обуславливающими УЗ-вую О. На эффективность О. влияют также внешние факторы, такие, как темп-ра и гидростатич. давление в жидкости. В процессе О. происходит разрушение поверхностных плёнок загрязнений, отслаивание и удаление загрязнений, их эмульгирование и растворение. Влияние различных факторов на механизм УЗ-вой О. и их взаимосвязь показаны на схеме (рис. 1).

Виды загрязнений. Исследования механизма УЗ-вой О. методом скоростной киносъёмки показали, что в зависимости от того, насколько прочно загрязнение связано с очищаемой поверхностью, преобладающую роль играют те или иные процессы. Так, разрушение слабо

лебания, преодолевают силы сцепления плёнки с поверхностью, проникают под плёнку (рис. 2), разрушают и отслаивают её. Радиационное давление и звукокапиллярный эффект способствуют проникновению мощного раствора в микропоры, неровности и глухие каналы. Акустич. течения осуществляют ускоренное удаление загрязнений с поверхности. Если же загрязнения прочно связаны



Рис. 2. Схема разрушения плёнки загрязнения пульсирующими кавитационными пузырьками: а — начальный момент; б — момент разрушения.

с поверхностью, то для их разрушения и удаления с поверхности необходимо наличие захлопывающихся кавитационных пузырьков, создающих микроударное воздействие на по-

верхность. Поэтому с точки зрения УЗ-вой О. поверхностные загрязнения можно классифицировать по следующим признакам: 1) кавитационной стойкости загрязнений, их способности противостоять микроударным нагрузкам; 2) прочности связи плёнки загрязнений с очищаемой поверхностью; 3) степени химич. взаимодействия загрязнений с моющей жидкостью, способности последней растворять или эмульгировать поверхностные загрязнения. Наиболее часто встречающимися видами поверхностных загрязнений являются: жировые плёнки, к-рые слабо связаны с очищаемой поверхностью и химически взаимодействуют с водными растворами, но устойчивы по отношению к кавитации; лаковые плёнки и краски, к-рые также кавитационно стойки, но отличаются прочной связью с поверхностью; окалина и окисные плёнки, обладающие кавитационной стойкостью и прочной связью с поверхностью, они взаимодействуют лишь с агрессивными жидкостями; продукты коррозии, также прочно связанные с поверхностью и взаимодействующие с агрессивными средами, но кавитационно нестойкие; слабо связанные с очищаемой поверхностью металлич. пыль и шлам после травления, к-рые кавитационно нестойки и относительно легко удаляются.

Роль физико-химических свойств в моющей жидкости. При УЗ-вой О. необходимо учитывать свойства материала очищаемых деталей. Моющая жидкость по своему составу должна химически взаимодействовать только с поверхностными загрязнениями, но не вступать в химич. реакции с материалом деталей во избежание их повреждения. Не следует также применять УЗ-вую О. в тех случаях, когда кавитационная стойкость загрязнений, напр. пригаров формовочной земли на поверхности литых алюминиевых деталей, выше кавитационной стойкости материала очищаемой детали, что прежде всего приводит к разрушению самой детали.

Существенное влияние на протекание и развитие в моющих растворах специфич. явлений, возбуждаемых УЗ, оказывают физико-химич. свойства жидкости. Повышение упругости

пара внутри пузырька резко снижает интенсивность кавитации, поэтому, напр., применение для УЗ-вой О. водных растворов более эффективно, чем применение органич. растворов, упругость пара в к-рых значительно выше. Однако при О. поверхности прецизионных деталей полупроводниковой и электронной техники, где необходимо снизить микроударные нагрузки, чтобы исключить поврежденные ажурной конструкции, используют органич. растворители с достаточно высокой упругостью пара.

Сложным образом на процесс УЗ-вой О. влияет газосодержание жидкости: увеличение содержания газа в пузырьке снижает эрозионную активность жидкости; с другой стороны, усиленная *дегазация* жидкости под действием акустич. потоков и радиационного давления приводит к сокращению числа центров кавитации, что также снижает эффективность О. Регулируя, с одной стороны, процесс дегазации, а с другой — специально вводя газ в жидкость, можно достигнуть оптимального газосодержания.

В УЗ-вых полях малой интенсивности вязкость жидкости снижает эрозионную активность, т. к. с ростом вязкости увеличиваются потери акустич. энергии. Однако при большой интенсивности УЗ в сильно вязких жидкостях (при коэффициенте вязкости $\sim 50-100$ Нс/м²) создаются благоприятные условия для кавитационных процессов: силы вязкого трения аналогично избыточному давлению препятствуют расширению кавитационного пузырька после того, как наступила стадия сжатия в звуковой волне. Благодаря этому начальная стадия сжатия кавитационного пузырька наступает раньше, совпадая с началом сжатия волны, повышается скорость и сокращается время его захлопывания, возрастает микроударное воздействие.

На процесс О. влияет также поверхностное натяжение жидкости. В конечной стадии сжатия под действием возрастающей силы поверхностного натяжения увеличивается скорость захлопывания пузырьков и повышается микроударное действие кавитации. Однако с ростом поверхностного натяжения повышается порог кавитации и сокращается число кавитационных пузырьков. Кроме того, по-

верхностное натяжение ухудшает процесс смачивания поверхности очищаемых деталей, препятствуя проникновению моющего раствора в узкие щели, отверстия и зазоры. Оценивая в целом влияние поверхностного натяжения, в большинстве случаев рекомендуется уменьшать его величину в жидкостях, применяемых при УЗ-вой О. Для этой цели используются добавками поверхностно-активных веществ, которые улучшают смачиваемость поверхности и, создавая тончайшие адсорбционные слои на поверхности частиц загрязнений, способствуют более лёгкому их отрыву. Выбор растворов для УЗ-вой О. определяется совокупностью изложенных факторов.

Для УЗ-вой О. деталей от смазок, полировочных паст, металлич. пыли, абразивов и т. д. применяются водные щелочные растворы, которые обладают рядом преимуществ по сравнению с органическими: дешевизной, нетоксичностью, пожаробезопасностью. В качестве органич. растворителей используются бензин, четырёххлористый углерод, ацетон, трихлорэтилен, фреон и др. Наибольший интерес для УЗ-вой О. представляют фреоновые композиции, отличающиеся высокой растворяющей способностью, малой токсичностью, взрывобезопасностью и возможностью регенерации. Для снятия окислов и нагара используются травильными растворами серной, соляной, азотной и других кислот различной концентрации в зависимости от очищаемого металла.

Темп-ра жидкости в пределах 40—50 °С является для водных растворов оптимальной. При более низкой темп-ре снижается химич. активность раствора, а при более высокой — повышается упругость пара. Если характер загрязнений требует использования органич. растворителей для О., то, чтобы снизить упругость пара, целесообразно охлаждать растворители до 15—20 °С. Для увеличения микроударного воздействия при удалении сильно связанных с поверхностью загрязнений применяется повышенное до 2—4 атм гидростатич. давление (см. *Кавитационная эрозия*).

Роль характеристик звукового поля. Для осуществления необходимого режима УЗ-вой О. необходим также выбор оптималь-

ных значений интенсивности УЗ и частоты колебаний. С повышением частоты кавитационный пузырьрёк не достигает конечной стадии захлопывания, что снижает микроударное действие кавитации. Кроме того, увеличивается поглощение акустич. энергии. Чрезмерно понижать частоту нежелательно из-за резкого возрастания шума, а также увеличения резонансных размеров излучателя. Поэтому большинство установок УЗ-вой О. работает в диапазоне частот от 18 до 44 кГц. Повышение интенсивности УЗ сверх определённого предела приводит к увеличению амплитудного значения давления, и кавитационный пузырьрёк вырождается в пульсирующей. При слишком малых интенсивностях слабо выражена кавитация и все вторичные эффекты, возникающие в жидкости при введении УЗ-вых колебаний и определяющие эффективность О. Поэтому интервал интенсивностей составляет при УЗ-вой О. от 0,5 до 10 Вт/см².

Ультразвуковые установки для очистки. Конструктивные особенности установок для УЗ-вой очистки весьма разнообразны и определяются фор-

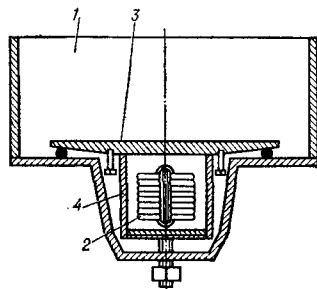


Рис. 3. Схема устройства ультразвуковой ванны: 1 — ванна с моющим раствором; 2 — преобразователь; 3 — излучающая диафрагма; 4 — бачок для охлаждения преобразователя проточной водой.

мой и размерами очищаемых деталей, видами загрязнений, требованиями к качеству поверхности и производительности. Основным элементом конструкции УЗ-вой установки является ванна. В зависимости от назначения объём ванны может составлять от 0,2 л до сотен л, мощность УЗ — от 50 Вт до десятков кВт. В простейшей и наиболее употребительной конструкции установки (рис. 3) дном ванны

служит излучающая диафрагма 3, колебания к-рой создают преобразователем 2. В относительно маломощных установках применяются пьезо-

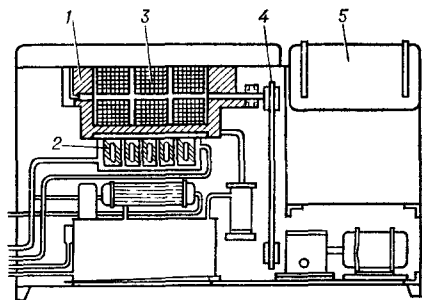


Рис. 4. Схема механизированной ультразвуковой ванны: 1 — корпус ванны; 2 — преобразователи; 3 — загрузочные сетчатые барабаны; 4 — привод; 5 — пульт управления.

электрические преобразователи из пьезокерамики, а в мощных — магнитострикционные преобразователи. Питание преобразователей осуществляется в зависимости от требуемой мощности транзисторными, ламповыми, тиристорными генераторами. Для обеспечения равномерности УЗ-вого поля в ванне используются изгибно-колеблющиеся диафрагмы, возбуждаемые системой распределенных преобразователей. В некоторых конструкциях для равномерности О. мелких деталей применяются их перемещение и встряхивание с помощью помещаемых в ванну сетчатых контейнеров-барабанов (рис. 4). Для О. глубоких отверстий или локальной О. отдельных

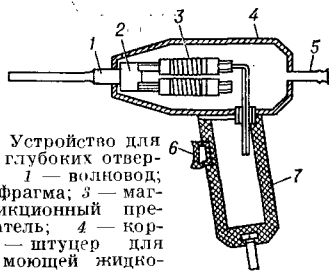
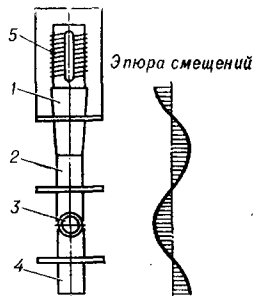


Рис. 5. Устройство для очистки глубоких отверстий: 1 — волновод; 2 — диафрагма; 3 — магнитострикционный преобразователь; 4 — корпус; 5 — штуцер для подачи мощной жидкости; 6 — курок-выключатель; 7 — рукоятка.

деталей применяются преобразователи с волноводами-концентраторами, оформленные в виде ручных инструментов (рис. 5). Специальные резонансные волноводы применяются также

для введения УЗ в химически активные моющие среды. Современные промышленные установки являются сложными устройствами, включающими системы автоматич. загрузки и выгрузки деталей, подогрева, фильтрации и регенерации моющего раствора, до-

Рис. 6. Схема установки для ультразвуковой очистки внутренних полостей труб: 1 — ультразвуковой концентратор; 2 — инструмент; 3 — труба; 4 — полуволновая опора; 5 — преобразователь.



полнительные ванны для удаления загрязнений без применения УЗ, устройства для сушки деталей.

Для очистки внутренних полостей труб (рис. 6) используется контактный метод УЗ-вой О. Источником колебаний служит магнитострикционный преобразователь большой мощности (4 кВт). Очищаемая труба пневматически зажимается между цилиндрич. волноводом и полуволновой опорой и постепенно перемещается. Проток мощного раствора по внутренней полости трубы осуществляется насосом. Длинные трубы помещаются соосно в кольцевые излучатели, в к-рых они перемещаются. Если необходимо одновременно очистить и наружную поверхность, то труба

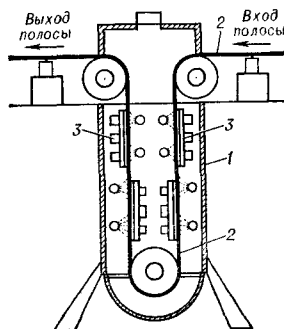


Рис. 7. Схема ультразвуковой ванны для очистки стальной полосы при поточном производстве: 1 — ванна с щелочным раствором; 2 — движущаяся полоса; 3 — блоки с преобразователями.

помещается в ванну с раствором. На металлургич. предприятиях применяется УЗ-вая О. поверхности полово-вой стали от различных технологич. загрязнений (масла, окисных плёнок и т. д.). Полоса стали шириной более метра, движущаяся в потоке со скоростью 100—150 м/мин, проходит через УЗ-вую ванну (рис. 7), где с двух сторон полосы встроены магнитострикционные преобразователи.

Травление под действием ультразвука. Травление в УЗ-вом поле можно рассматривать как разновидность УЗ-вой О. Введение УЗ-вых колебаний в травильные растворы в несколько раз ускоряет процесс травления. В качестве материала для волноводов, передающих колебания в раствор, при этом используются титановые сплавы ВТЗ, ВТ9, обладающие повышенной кавитационно-коррозионной стойкостью. Однако при длительной работе требуется частая смена волноводов из-за их разрушения в кислотных растворах. При УЗ-вом травлении

металлов используется также следующий способ: окисная плёнка предварительно разрушается в воде при воздействии УЗ под избыточным статич. давлением 3—4 атм. Захлопывающиеся кавитационные пузырьки частично разрушают окалину и образуют в ней множество трещин и пор. Затем производится химич. травление без УЗ с обязательным введением в травильный раствор пузырьков воздуха для интенсивного перемешивания раствора. Образовавшийся шлак удаляется затем при воздействии УЗ в обычных водных растворах. Продолжительность травления сокращается в два раза при полном удалении окалины, что позволяет значительно повысить производительность травильных установок.

Лит.: Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970; Агранат Б. А. и др., Ультразвуковая технология, М., 1974; Попилов Л. Я., Советский заводскому технологу, Л., 1975; Бронин Ф. А., Чернов А. П., Ультразвуковая очистка деталей во фреоновых композициях, М., 1978. Б. А. Агранат.

П

ПАЙКА ультразвуковая — см. *Металлизация и пайка*.

ПАРАМАГНЕТИКИ — вещества, в к-рых под действием магнитного поля возникает намагничённость, примерно пропорциональная напряжённости поля и совпадающая с ним по направлению.

Магнитные свойства П. обусловлены микроскопич. постоянными магнитными моментами, носителями к-рых являются входящие в состав П. атомы, ионы, молекулы, свободные электроны и пр. В отсутствии внешнего магнитного поля ориентация микроскопич. магнитных моментов случайна, поэтому их магнитные поля взаимно компенсируются и результирующая намагничённость равна нулю. Внешнее магнитное поле H ориентирует микроскопич. магнитные моменты, что и приводит к возникновению намагничённости M вещества в целом; при этом $M = \chi H$, где χ —

магнитная восприимчивость, к-рая в П. всегда положительна.

Ориентация микроскопич. магнитного момента μ в поле H может принимать ряд дискретных значений, число к-рых ограничено (в простейшем случае таких ориентаций только две: по полю H или против поля). Каждой из возможных ориентаций соответствует определённая энергия взаимодействия парамагнитной микрочастицы с магнитным полем, равная $\mathcal{E}_i = -\mu_n H$, где μ_n — проекция момента μ на направление H . Распределение парамагнитных частиц по энергетич. уровням \mathcal{E}_i устанавливается в результате совместного действия ориентирующего поля H и хаотич. теплового движения атомов П., нарушающего создаваемое полем упорядочение микроскопич. магнитных моментов (см. *Спин-фононное взаимодействие*). Число частиц n_i с энергией \mathcal{E}_i («населённость» i -го уровня) и соответ-

ствующей ориентацией магнитного момента равно: $n_i \sim \exp(-\mathcal{E}_i/k_B T)$ (распределение Больцмана), где T — абсолютная темп-ра вещества и k_B — *Больцмана постоянная*. Эта формула позволяет найти намагниченность M , к-рая в простейшем случае двух энергетич. уровней \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 определяется разностью их «населённости». При достаточно высоких темп-рах $k_B T \gg |\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2|$; отсюда следует, что величина χ пропорциональна $1/T$ (закон Кюри).

Природа микроскопич. магнитных моментов в первую очередь связана с магнитными свойствами электронов, входящих в состав атомов, ионов или молекул. Каждый электрон обладает постоянным магнитным моментом, связанным с его собственным механич. моментом количества движения (*спином*); кроме того, электрон может обладать дополнительным магнитным моментом, обусловленным орбитальным движением электрона вокруг ядра. Электроны, образующие в атоме (ионе, молекуле) заполненную оболочку, всегда имеют равное число противоположно направленных спинов, к-рые взаимно компенсируют свои магнитные моменты, поэтому атомы инертных газов, а также большинство химически стабильных ионов и молекул (напр., Na^+ , Cl^- , Al^{3+} , O^{2-} , H_2O , C_6H_6) диамагнитны (если пренебречь очень слабым парамагнетизмом атомных ядер). Атомы элементов переходных групп периодич. системы элементов: группы железа (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu), групп палладия и платины, редких земель и актинидов — имеют незаполненную внутреннюю электронную оболочку с нескомпенсированными спинами, поэтому выше темп-ры магнитного упорядочения (*Кюри точки* или точки Нееля) соединения этих элементов являются, как правило, П. Парамагнитные ионы атомов элементов переходных групп играют важную роль в явлении *акустического парамагнитного резонанса*. П. являются также многие металлы и полупроводники, где носителями постоянных магнитных моментов могут быть свободные электроны и парамагнитные примеси, а также растворы парамагнитных солей и нек-рые газы (напр., O_2).

В веществах, не обладающих электронным парамагнетизмом, опреде-

лённую роль могут играть и гораздо более слабые магнитные моменты атомных ядер, обладающих спином (напр., ^1H , ^{35}Cl , ^{79}Br , ^{19}F). В кристаллах, у к-рых парамагнетизм обусловлен магнитным моментом ядер, может наблюдаться *акустический ядерный магнитный резонанс*. Для научных и прикладных целей часто пользуются «разбавленными» П., состоящими из диамагнитной основы, в к-рую введена небольшая примесь парамагнитных ионов (напр., Al_2O_3 с примесью ионов Cr^{3+} — рубин; MgO с примесью Fe^{2+}).

В. А. Азаркин.

ПАСКАЛЬ — единица звукового давления в системе СИ, обозначается Па. В П. выражаются среднеквадратичное, амплитудное и мгновенное значения звукового давления. Один Па соответствует единице давления один *ньютон* на квадратный метр ($\text{H}/\text{м}^2$). Ранее единица Па наименования не имела и обозначалась $\text{H}/\text{м}^2$. Употребляется также внесистемная единица бар ($1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$).

ПЕРИОД КОЛЕБАНИЙ — длительность одного полного цикла колебаний данного периодич. процесса, т. е. процесса, повторяющегося через равные промежутки времени. П. к. T связан с частотой колебаний f соотношением: $T = 1/f = 2\pi/\omega$ (ω — циклич. частота). В обобщённом смысле термин «П. к.» относят и к процессам, периодически повторяющимся в пространстве («пространственный период»).

ПИРОЭЛЕКТРИКИ — кристаллич. диэлектрики, на поверхности к-рых при нагревании или охлаждении возникают электрч. заряды. См. *Пироэлектричество*.

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСТВО — возникновение электрч. зарядов на поверхности кристаллич. диэлектриков при их нагревании или охлаждении. При этом один конец пироэлектрика при нагревании заряжается положительно, а при охлаждении — отрицательно, другой — соответственно наоборот. Степень электризации зависит от быстроты изменения темп-ры. Плотность заряда известных пироэлектриков, как правило, не превышает нескольких сотен абсолютных единиц заряда на 1 см^2 ($\sim 10^{-4} \text{ Кл}/\text{м}^2$).

Появление зарядов на поверхности пироэлектрика связано с изменением его самопроизвольной (спонтанной), т. е. существующей в отсутствии электр-

трич. поля) поляризации при нагревании кристалла. В обычных условиях на поверхности пирозлектрика не наблюдается поляризационных зарядов. Это связано с тем, что под действием внутреннего поля E в таком диэлектрике возникает слабый ток, к-рый течёт до тех пор, пока свободные заряды, образующиеся на поверхности, не скомпенсируют полностью поляризационные заряды и не приведут к исчезновению поля внутри кристалла. Так же действуют и ионы, оседающие на поверхность диэлектрика из воздуха. При быстром изменении темп-ры кристалла на ΔT его спонтанная поляризация P_{om} изменяется на ΔP_{om} , а на поверхности появляется заряд с плотностью $\sigma_m = \Delta P_{om} = p_m \Delta T$ (p_m — пирозлектрич. константа, индекс m обозначает направление одной из кристаллографич. осей). Со временем этот заряд компенсируется свободными зарядами (если темп-ра кристалла останется постоянной).

Механизм пирозлектрич. эффекта аналогичен пьезоэффекту (см. *Пьезоэлектричество*) и обусловлен деформацией кристаллич. решётки, изменяющей стенью спонтанной поляризации кристалла и возникающей у пьезоэлектриков под действием внешней силы, а у пирозлектриков в результате теплового расширения. Поэтому пирозлектрич. кристалл является одновременно и пьезоэлектриком. Спонтанная поляризация у пирозлектриков, т. е. дополнительное смещение зарядов в одном направлении в отсутствие внешнего электрич. поля, объясняется тем, что дипольный момент ядерного и электронного зарядов отличен от нуля. Поэтому пирозлектриками могут быть лишь такие кристаллы, в к-рых существует выделенное направление, остающееся неизменным при всех преобразованиях симметрии. Этому условию удовлетворяют лишь 10 кристаллографич. классов из 32. Наиболее изученными пирозлектрич. кристаллами являются турмалин и сегнетова соль. Для турмалина при темп-ре 20°C величина $p_m \approx 1,3$ СГСЭдг/(°С·см²).

Зависимость поляризации P_m от напряжённости электрич. поля E у пирозлектрич. кристаллов имеет вид:

$$P_m = P_{om} + \chi_{mk} E_k \quad (m = 1, 2, 3),$$

где P_{om} — постоянный вектор, а совокупность величин χ_{mk} составляет тензор диэлектрич. восприимчивости. Наличие члена P_{om} в ур-нии означает, что диэлектрик поляризован и в отсутствие внешнего электрич. поля; это характерно для пирозлектриков и сегнетоэлектриков, к-рые являются особой группой пирозлектриков. Однако в отличие от сегнетоэлектриков (см. *Сегнетоэлектричество*) у классич. пирозлектриков спонтанная поляризация сохраняется постоянной вплоть до темп-р плавления или химич. распада кристалла, электрич. пробоя или механич. разрушения, а зависимость P_m от электрич. поля и механич. напряжений в этих пределах строго линейна.

Лит. см. при ст. *Пьезоэлектричество*.

ПЛАНКА ПОСТОЯННАЯ (к в а н т действия) — одна из основных постоянных физики; обозначается h и равна $6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с = $6,626176 \cdot 10^{-27}$ эрг·с. С П. п. связано наличие у частиц волновых свойств, т. к. импульсу p всякой частицы соответствует длина волны $\lambda = h/p$, а энергии частицы \mathcal{E} — частота волны $\nu = \mathcal{E}/h$. Если импульс частицы \dot{p} велик (напр., велика масса частицы), то $\lambda \rightarrow 0$ и волновые свойства частицы становятся несущественными.

ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ при воздействии ультразвука. Пластичность твёрдых тел — способность необратимо изменить форму и размеры под действием приложенных механич. напряжений. П. д. происходит при напряжениях σ выше пороговых $\sigma_{тек}$ и определяется в основном движением *дислокаций*. По мере увеличения механич. напряжений в материале возникают новые дислокации, и их плотность в процессе пластич. деформирования возрастает. В результате взаимодействия дислокаций друг с другом растёт их взаимное сопротивление движению, поэтому для дальнейшей деформации необходимы значительно большие напряжения, чем вначале, т. е. материал упрочняется.

П. д. характеризуется зависимостью величины деформации ϵ от приложенного статич. напряжения σ . Если на материал, подвергаемый статич. деформированию, воздействовать УЗ, создающим переменные напряжения с амплитудой σ_m , характер П. д. ме-

няется (рис. 1): уменьшаются значения σ , соответствующие данной деформации, снижается предел текучести $\sigma_{тек}$, т. е. материал становится более пластичным (эффект Блага—Лангенекера). Такое влияние УЗ наблюдается для различных видов деформации — растяжения, сдвига, изгиба, кручения. При этом разрушение наступает раньше, чем обычно (без УЗ), и характер его отличается от типичного разрушения при статич.

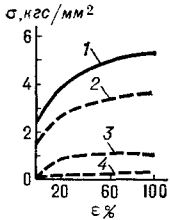


Рис. 1. Влияние ультразвуковых напряжений с амплитудой σ_m на процесс растяжения алюминиевого образца: 1 — без ультразвука ($\sigma_m = 0$); 2, 3, 4 — $\sigma_m \neq 0$, причём $\sigma_{m2} < \sigma_{m3} < \sigma_{m1}$.

нагружении, приобретая черты устойчивого. Механизм наблюдаемых явлений связан гл. обр. с увеличением подвижности дислокаций под действием УЗ. Повышение температуры, которое возникает из-за движения дислокаций в среде, также влияет на рассматриваемые эффекты, но в меньшей степени.

Воздействие на отожжённый металл (т. е. металл с небольшим содержанием

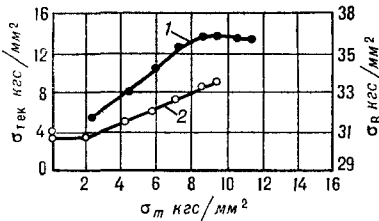


Рис. 2. Влияние ультразвука: 1 — на предел текучести $\sigma_{тек}$ (где $\sigma_{тек} = \sigma_{0.1}$) и 2 — на предел прочности σ_B меди высокой чистоты в зависимости от амплитуды механического напряжения σ_m .

ем дефектов) мощных УЗ-вых колебаний с амплитудой $\sigma_m > \sigma_m^II$ (где σ_m^II — пороговая амплитуда УЗ, характерная для каждого материала, причём $\sigma_m^II < \sigma_{тек}$) вызывает упрочнение материала (рис. 2). Этот эффект зависит от времени воздействия и постепенно достигает максимума, т. е. наступает «насыщение». Механизм его связан со значительным возрастанием числа

дислокаций под действием УЗ-вых напряжений. Об этом свидетельствует возрастание внутреннего трения в ма-

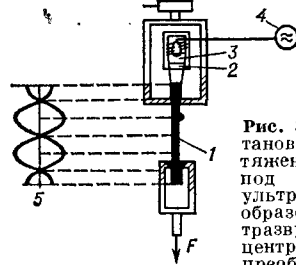


Рис. 3. Схема установки для растяжения образца под действием ультразвука: 1 — образец; 2 — ультразвуковой концентратор; 3 — преобразователь; 4 — генератор; 5 — график распределения амплитуды колебаний по длине образца; F — растягивающая сила.

териале и повышении его твёрдости после воздействия УЗ. При действии же УЗ на упрочнённый материал происходит разупрочнение, обусловленное увеличением подвижности дислокаций. При длительном воздействии УЗ на металл после упрочнения наступает разупрочнение, затем снова упрочнение и т. д.

При воздействии УЗ на статически деформируемые образцы их длину выбирают резонансной для используемой частоты колебаний (рис. 3). В этом случае действие УЗ оказывается неоднородным по длине образца — оно максимально в пучностях напряжений (в узлах колебательных смещений).

При использовании мощного УЗ с целью упрочнения материала к образцу прижимается УЗ-вой инструмент с постоянной силой N, создающей напряжение σ_0 . В случае нормальной ориентации колеблющегося УЗ-вого инструмента относительно поверхности образца (рис. 4, а) при $\sigma_0 < \sigma_m$ в течение каждого периода колебаний происходит его отрыв от поверхности образца, обуславливающий ударное, импульсное воздействие. При касательной ориентации (рис. 4, б)

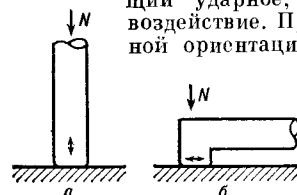


Рис. 4. Схема введения ультразвуковых колебаний в образец: а — нормально к поверхности, б — касательно; N — прижимающая сила; стрелками показано направление колебаний.

отрыва инструмента не происходит. Оба способа введения колебаний в образец используются как для воздействия на процессы пластич. деформирования, так и для снижения трения при относительном перемещении двух тел, одно из к-рых совершает колебательные движения (см. *Трение*).

Описанные эффекты составляют основу разнообразных технологич. процессов обработки металлов с применением УЗ. Соотношения величин σ_0 и σ_m могут быть различными. Эффект воздействия УЗ на пластичность материала будет проявляться всякий раз, когда совместное действие напряжений σ_0 и σ_m приводит материал в состояние предельной пластичности.

Электрич. мощность, потребляемая ими, — от нескольких Вт (деформирование микропроволоки) до нескольких кВт (волочение и прокатка проволоки и лент, толщина или диаметр к-рых — единицы мм, волочение тонкостенных труб диаметром 10—40 мм), амплитуды УЗ-вых колебаний составляют при этом единицы — десятки мкм, а частота УЗ — около 20 кГц.

Основное преимущество П. д. с применением УЗ — возможность деформировать хрупкие (напр., В) или очень прочные материалы, к-рые в обычных условиях не деформируются или деформируются плохо (обрывы, растрескивание и т. п.). Кроме того,

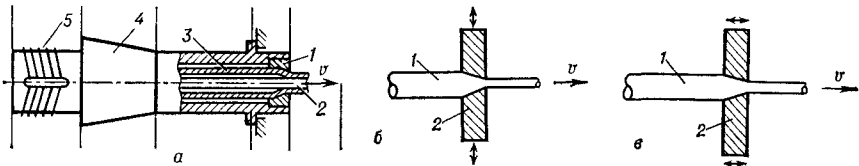


Рис. 5. а — принципиальная схема установки для волочения труб с применением ультразвука: 1 — волока; 2 — оправка; 3 — труба; 4 — ультразвуковой концентратор; 5 — магнитострикционный преобразователь; в — скорость протяжки трубы; б и в — схемы радиально и продольно колеблющихся систем для волочения проволоки: 1 — проволока; 2 — фильера; стрелками показано направление колебаний; в — скорость волочения.

С помощью УЗ выполняются различные виды обработки металлов давлением: волочение труб, прутков, проволоки, прессование, прокатка, выдавливание и т. п. В промышленных установках для волочения с использованием УЗ применяют как радиальные, так и осевые колебания фильеры (рис. 5). При этом в деформируемом материале обычно возникают УЗ-вые напряжения, ориентированные и нормально, и касательно к его поверхности. При волочении, как и при прокатке, наряду с эффектом П. д. под действием УЗ заметную роль играет эффект снижения трения. С помощью стержневых УЗ-вых инструментов, создающих нормальные к поверхности материалы колебания, осуществляются плоское, прессование. П. д. с использованием ударного воздействия УЗ-вого инструмента применяют с целью поверхностного упрочнения (см. *Поверхностная обработка металлов*), алмазного выглаживания и в других подобных процессах.

Конструкции УЗ-вых систем зависят от особенностей конкретного про-

цесса. Электрич. мощность, потребляемая ими, — от нескольких Вт (деформирование микропроволоки) до нескольких кВт (волочение и прокатка проволоки и лент, толщина или диаметр к-рых — единицы мм, волочение тонкостенных труб диаметром 10—40 мм), амплитуды УЗ-вых колебаний составляют при этом единицы — десятки мкм, а частота УЗ — около 20 кГц.

Основное преимущество П. д. с применением УЗ — возможность деформировать хрупкие (напр., В) или очень прочные материалы, к-рые в обычных условиях не деформируются или деформируются плохо (обрывы, растрескивание и т. п.). Кроме того,

С помощью УЗ выполняются различные виды обработки металлов давлением: волочение труб, прутков, проволоки, прессование, прокатка, выдавливание и т. п. В промышленных установках для волочения с использованием УЗ применяют как радиальные, так и осевые колебания фильеры (рис. 5). При этом в деформируемом материале обычно возникают УЗ-вые напряжения, ориентированные и нормально, и касательно к его поверхности. При волочении, как и при прокатке, наряду с эффектом П. д. под действием УЗ заметную роль играет эффект снижения трения. С помощью стержневых УЗ-вых инструментов, создающих нормальные к поверхности материалы колебания, осуществляются плоское, прессование. П. д. с использованием ударного воздействия УЗ-вого инструмента применяют с целью поверхностного упрочнения (см. *Поверхностная обработка металлов*), алмазного выглаживания и в других подобных процессах.

Конструкции УЗ-вых систем зависят от особенностей конкретного про-

применение УЗ позволяет снизить статич. усилия деформирования, т. е. уменьшить вероятность обрыва деформируемого объекта, а также улучшить качество поверхности на 1—2 класса. Повышение пластичности при воздействии УЗ позволяет увеличить степень однократного обжатия изделия (проволока, труба и т. д.) примерно на 15—30% и сократить таким образом рабочий цикл. Ударное воздействие УЗ-вого инструмента является основой устройств для поверхностного пластич. деформирования и снятия остаточных сварочных напряжений. Этот метод позволяет, напр., снизить остаточные напряжения в сварном соединении в несколько раз при скоростях перемещения УЗ-вого инструмента до 1 м/мин.

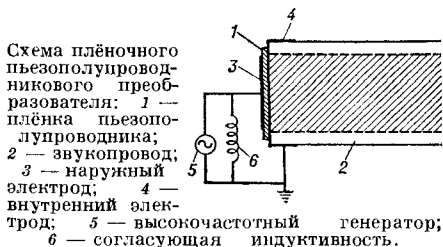
Лит.: Харитонович М. В., Эскин Г. И., Ультразвук в процессах пластической деформации металлов и сплавов. Обзор отечественной и зарубежной литературы 1955—69 гг., М., 1970; Эскин Г. И., Ультразвук шагнул в металлургию, 2 изд., М., 1975; Свердлов В. П., Клубович В. В., Степаненко А. В., Ультразвук и пластичность, Минск, 1976. А. М. Мицкевич.

ПЛЁНОЧНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — магнитострикционный преобразователь или пьезополупроводниковый преобразователь, который используется для генерации и приёма гиперзвуковых волн в твёрдых телах.

В магнитострикционных П. п. тонкая ферромагнитная плёнка наносится, например, напылением в вакууме на поверхность звукопровода и для генерации гиперзвука подвергается одновременному воздействию постоянного и переменного магнитных полей. Для этого обычно плёнка размещается в пучности магнитного поля СВЧ-резонатора, к-рый расположен между полюсами электромагнита. Коллебания намагниченности из-за магнитострикции вызывают механич. деформации в плёнке с частотой высокочастотного магнитного поля, и в звукопровод излучается гиперзвуковая волна. Для генерации сдвиговых волн постоянная составляющая вектора магнитного поля должна лежать в плоскости плёнки или быть нормальной к ней, а для генерации продольных волн — составлять с плоскостью плёнки угол 45° . Различные моды прецессии намагниченности в плёнке могут реализоваться за счёт ферромагнитного резонанса, спин-волнового резонанса и резонанса полосовых доменов. В качестве ферромагнитных материалов применяются Fe, Ni, Co и пермаллой. Диапазон генерируемых частот 1—10 ГГц, что соответствует в случае продольных гиперзвуковых волн плёнкам поликристаллич. Ni толщиной от 3 мкм до 0,3 мкм. Преимуществами магнитострикционных П. п. являются сравнительная простота их изготовления и отсутствие переходных слоёв между П. п. и звукопроводом, однако необходимость в постоянной составляющей магнитного поля ограничивает их применение. Такое поле не требуется для пьезополупроводниковых плёночных преобразователей.

Пьезополупроводниковый П. п. выполняется в виде плёнки высокоомного пьезополупроводника, осаждённой либо непосредственно на низкоомный монокристаллич. звукопровод (эпитаксиальное выращивание), либо на предварительно металлизированную поверхность любого другого звукопровода (рис.), и для эффективной генерации гиперзвука размещается в

пучности электрич. поля СВЧ-резонатора. Для получения высокоомных пьезоактивных плёнок применяется метод осаждения из паровой фазы, метод реактивного напыления из атомно-молекулярного пучка и метод пере-



кристаллизации. Электроакустич. характеристики П. п. зависят как от кристаллографич. ориентации плёнки, так и от её удельного электрич. сопротивления. В идеальном случае ориентация должна быть однородной во всей плёнке; напр., в плёнке из CdS гексагональная ось должна быть перпендикулярна подложке при излучении продольных волн и параллельна подложке при излучении сдвиговых волн.

Для обеспечения эффективной работы преобразователя удельное электрическое сопротивление материала плёнки должно быть достаточно велико, чтобы не шунтировать ёмкость преобразователя.

Наиболее совершенные плёнки получают методом выращивания из паровой фазы на ориентирующих подложках. Однако если материал подложки звукопровода недостаточно низкоомен, то не представляется возможным сконцентрировать всю подводимую к преобразователю электрич. энергию в толще высокоомной плёнки. Плёнки, выращенные на металлизированных подложках, лучше позволяют сконцентрировать электрич. поле, но, как правило, такие плёнки не являются монокристаллическими, а представляют собой плёночные текстуры, к-рые обладают несколько меньшим коэфф. электроакустич. связи, чем монокристаллич. образцы. Пьезоактивные плёнки, напр. плёнки из CdS, осаждённые из паровой фазы на монокристаллич. кварц, могут иметь удельное сопротивление $\sim 10^{12}$ Ом·см и толщину от 0,03 мкм до

9 мкм, что соответствует диапазону резонансных частот преобразователей волн продольного типа от 75 ГГц до 250 МГц. Подходящими материалами для пьезополупроводниковых П. п. являются также ZnO и Se. Основное преимущество П. п. перед другими типами электроакустических преобразователей высокочастотного УЗ-вого и гиперзвукового диапазонов заключается в том, что они могут быть сформированы, в принципе, на любом твердотельном звукопроводе и не требуют для своего изготовления массивных монокристаллич. образцов ещё достаточно дорогих пьезополупроводниковых материалов.

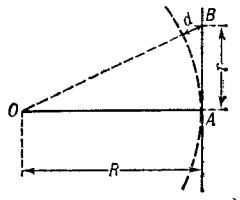
Лит.: Сиви (мл.), Генерация фононов магнитными пленками, «ТИИЭР», 1965, т. 53, № 10; Фостер Н. Ф., там же, с. 1581—88; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 5; Беляев Л. М. и др., «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, в. 12, с. 2265—67; Морозов А. И. и др., «Физика твердого тела», 1970, т. 12, № 1, с. 109—13; Такер Дж., Рэмплтон В., Гиперзвук в физике твердого тела, М., 1975, гл. 3. *Е. К. Грищенко.*

ПЛОСКАЯ ВОЛНА — волна, в *k*-рой всем точкам, лежащим в любой плоскости, перпендикулярной к направлению её распространения, в каждый момент времени соответствуют одинаковые смещения и скорости частицы среды (для упругих волн) или одинаковые напряжённости электрических и магнитных полей (для электромагнитных волн), т. е. все величины, характеризующие П. в., — ф-ции времени и только одной координаты, например *x*, если ось *x* совпадает с направлением распространения волны.

Строго говоря, ни одна реальная волна не является П. в., т. к. распространяющаяся вдоль оси П. в. должна охватывать всю область пространства, простирающуюся по координатам *y* и *z* от $-\infty$ до $+\infty$. Однако во многих случаях можно указать такой ограниченный по *y* и *z* участок волны, на *k*-ром она почти совпадает с П. в. Прежде всего это возможно в свободном пространстве на достаточно больших расстояниях от источника. Количественную оценку того, насколько точно совпадает участок рассматриваемой волны с П. в., можно дать только для гармонической волны. Фаза гармонич. П. в. во всех точках плоскости, перпендикулярной

направлению её распространения, одна и та же. Это выполняется для конечного участка рассматриваемой волны при условиях, что расстояние от источника достаточно велико по сравнению с его размерами, поэтому источник можно рассматривать как точечный. Если разность расстояний от источника *O* до точек *A* и *B* (рис.)

$d = \sqrt{R^2 + r^2} - R \approx r^2/2R$ много меньше длины волны λ , то фаза волны во всех точках участка плоскости, ограниченной окружностью радиуса *r*, приблизительно одинакова. Т. о., всякую гармонич. волну можно рассматривать как П. в. на участке, для которого $r \ll \sqrt{2R\lambda}$. Наибольшая ошибка в фазе, *k*-рая допускается при этом, $\phi = \pi r^2/R\lambda$. Поскольку эта ошибка зависит от λ , то для различных составляющих спектра негармонич. волны она различна.



Иногда волна, распространяющаяся в ограниченной части пространства, может приблизительно совпадать с участком плоской волны (напр., упругая волна, распространяющаяся в стержне).

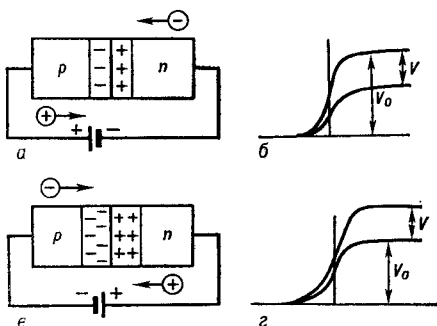
Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. 5, § 2, гл. 7, § 3.

***p-n*-ПЕРЕХОД** (электроннодырочный переход) в полупроводнике — переходная область, возникающая на границе двух полупроводников с разными типами проводимости: с одной стороны, проводимости *n*-типа, а с другой — *p*-типа (рис. 1). Перераспределение носителей тока, возникающее на такой границе, приводит к тому, что из нек-рого слоя *n*-области, лежащего вблизи границы, все подвижные электроны проводимости переходят в *p*-область, где они рекомбинируют с дырками, а из слоя *p*-области, расположенного вблизи границы, дырки переходят в *n*-область, где они рекомбинируют с электронами. В результате на границе практически нет свободных носителей тока — образуется т. н. обеднённый, или запирающий, слой. На этом слое появляется внутренняя разность потенциалов V_0 , *k*-рая

препятствует дальнейшему перемещению дырок из p -области в n -область, а электронов в обратном направлении. При приложении внешнего напряжения U



зависит от полярности: если минус подан на n -область (рис. 2, a), а плюс — на p -область (прямое смещение), то напряжение приводит к понижению высоты потенциального барьера до величины $V_0 - V$ (рис. 2, b); ток при этом с ростом напряжения растёт. Если же полярность напряжения обратная: минус подан на p -область (рис. 2, c), а плюс — на n -область (обратное, или запиорное, смещение), то высота барьера равна

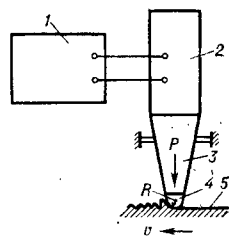


$V_0 + V$ (рис. 2, d) и увеличивается с ростом напряжения, а ток через переход не зависит от величины V . Величина внутреннего потенциала V_0 зависит от концентрации носителей тока с обеих сторон от перехода. p — n -П. используется во многих полупроводниковых приборах. Из-

готавливают их диффузией и ионной бомбардировкой (плавные переходы) или сплавлением (резкие переходы).
Лит.: Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965.
А. Л. Полякова.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ОБРАБОТКА МЕТАЛЛОВ ультразвуком (ультразвуковое упрочнение) — упрочняюще-чистовая обработка деталей машин и приборов пластич. деформированием поверхности с помощью инструмента, совершающего колебания с УЗ-вой частотой. Упрочняюще-чистовая обработка поверхности деталей применяется с целью повышения их долговечности и надёжности и заключается в пластич. деформировании, к-рое уменьшает высоту микронеровностей и создаёт в поверхностном слое сжимающие остаточные напряжения. Обработка производится очень твёрдым наконечником сферич. или цилиндрич. формы, к-рый прижимается к обрабатываемой поверхности и перемещается вдоль неё. При обычной обработке (без УЗ) инструмент прижимается с силой $P = 50-500$ кгс, и форма тонкостенных деталей при этом искажается. Колебания наконечника с УЗ-вой частотой позволяют уменьшить P на порядок. Это обусловлено тем, что при контакте инструмента, колеблющегося с УЗ-вой частотой, и обрабатываемой поверхности возникает удар, при к-ром мгновенные значения усилий, носящих импульсный характер, во много раз превосходят значения статич. усилий прижима. При УЗ-вой П. о. м. используют УЗ-ые инструменты (рис. 1), работаю-

Рис. 1. Схема устройства для ультразвукового упрочнения: 1 — генератор; 2 — магнитоэстрикционный или пьезокерамический преобразователь; 3 — волновод; 4 — деформирующий наконечник; 5 — деталь.



щие с частотой 18—44 кГц, амплитудой 8—10 мкм, потребляемой мощностью 0,25—0,6 кВт. Сила P при этом составляет 8—10 кгс, скорость движения инструмента вдоль обрабатываемой поверхности $v = 0,1-2,5$ м/с. Наконечник изготовляют из

твёрдых сплавов, природных или синтетич. алмазов радиусом $R = 1-5$ мм. Эффективность действия УЗ объясняется снижением сопротивления поверхностных слоёв металла *пластической деформации* и уменьшением коэфф. трения между поверхностью и накопчиком.

Наиболее целесообразно применение УЗ-вого упрочнения при обработке прецизионных деталей, к-рые имеют пониженную жёсткость и при обычных способах упрочнения деформируются. Применение

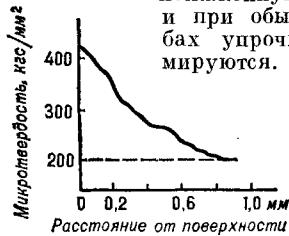


Рис. 2. Изменения микротвёрдости в поверхностном слое детали.

УЗ позволяет снизить высоту микронеровностей в 8—10 раз, получить высокую поверхностную микротвёрдость (рис. 2), создать сжимающие остаточные напряжения в поверхностном слое. Одновременно при УЗ-вой П. о. м. происходит перераспределение остаточных напряжений по всей детали, снижаются остаточные сварочные напряжения и уменьшается концентрация напряжений возле пор, микротрещин и т. п., что приводит к повышению коррозионно-усталостной прочности. УЗ-вая П. о. м. алмазным инструментом обеспечивает повышение предела выносливости деталей из аустенитных и мартенситных сталей на 36—44% по сравнению с полированием, износостойкость их возрастает в 1,5 раза. УЗ-вую П. о. м. производят на обычных металлорежущих станках с помощью специальных УЗ-вых головок, к-рые устанавливают вместо режущего инструмента.

Лит.: Коновалов Е. Г., Дроздов В. М., Тявловский М. Д., Динамическая прочность металлов, Минск, 1969; Северденко В. П., Клубович В. В., Степаненко А. В., Ультразвук и пластичность, Минск, 1976; Применение ультразвука в промышленности, М.—Сofия, 1975. А. И. Марков.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ — упругие волны, распространяющиеся вдоль свободной поверхности твёрдого тела или вдоль границы твёрдого тела с другими средами и затухающие при удалении от границ. П. в. бывают двух классов: с вертикальной

поляризацией, у к-рых вектор колебательного смещения частиц среды в волне расположен в плоскости, перпендикулярной к граничной поверхности (вертикальная плоскость), и с горизонтальной поляризацией, у к-рых вектор смещения частиц среды параллелен граничной поверхности и перпендикулярен направлению распространения волны.

Простейшими и наиболее часто встречающимися на практике П. в. с вертикальной поляризацией являются *Рэлея волны*, распространяющиеся вдоль границы твёрдого тела с вакуумом или достаточно разреженной газовой средой. Энергия их локализована в поверхностном слое толщиной от λ до 2λ , где λ — длина волны. Частицы в волне движутся по эллипсам, большая полуось w которых перпендикулярна границе, а малая u — параллельна направлению распространения волны (рис. а). Фазовая скорость волн Рэлея $c_R \approx 0.9 c_t$, где c_t — фазовая скорость плоской поперечной волны.

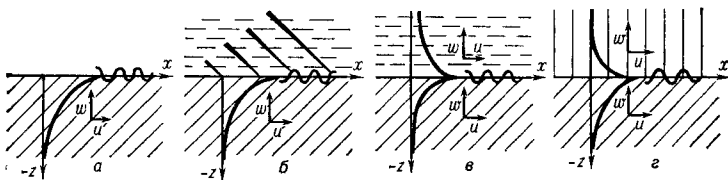
Если твёрдое тело граничит с жидкостью и скорость звука в жидкости $c_{ж}$ меньше скорости c_R в твёрдом теле (это справедливо почти для всех реальных сред), то на границе твёрдого тела и жидкости возможно распространение затухающей волны рэлеевского типа. Эта волна при распространении непрерывно излучает энергию в жидкость, образуя в ней отходящую от границы неоднородную волну (рис. б). Фазовая скорость данной поверхностной волны с точностью до процентов равна c_R , а коэффициент затухания на длине волны $\sim 0,1$, т. е. на пути 10λ волна затухает примерно в e раз. Распределение по глубине смещений и напряжений в такой волне в твёрдом теле подобно распределению в рэлеевской волне.

Помимо затухающей П. в., на границе жидкости и твёрдого тела всегда существует незатухающая П. в., бегущая вдоль границы с фазовой скоростью, меньшей скорости $c_{ж}$ волны в жидкости и скоростей продольных c_l и поперечных c_t волн в твёрдом теле. Эта П. в., являясь волной с вертикальной поляризацией, имеет совершенно другую структуру и скорость, чем рэлеевская волна. Она (рис. в) состоит из слабо неоднородной волны в жидкости, амплитуда к-рой

медленно убывает при удалении от границы, и двух сильно неоднородных волн в твёрдом теле (продольной и поперечной). Благодаря этому энергия волны и движение частиц локализованы в основном в жидкости, а не в твёрдом теле. В УЗ-вой практике подобный тип волны используется редко.

Если две твёрдые среды граничат между собой вдоль плоскости и их плотности и модули упругости не силь-

Кроме П. в. с вертикальной поляризацией (в основном это волны рэлеевского типа), существуют волны с горизонтальной поляризацией (волны Лява), которые могут распространяться на границе твёрдого полупространства с твёрдым слоем (рис. δ). Это волны чисто поперечные: в них имеется только одна компонента смещения v , а упругая деформация в волне представляет собой чистый сдвиг. Смещения в слое (индекс 1) и в полупро-



Схематическое изображение поверхностных волн различного типа (сплошной штриховкой обозначены твёрдые среды, прерывистой — жидкость; x —

направление распространения волны; u , v и w — компоненты смещения частиц в данной среде; кривые изображают примерный ход изменения амплитуды смещений с удалением от границы раздела сред; a — Рэлея волна на свободной границе твёрдого тела; $б$ — затухающая волна типа рэлеевской на границе твёрдое тело — жидкость (наклонные линии в жидкой среде изображают волновые фронты отходящей волны, толщина их пропорциональна амплитуде смещений); $в$ — незатухающая поверхностная волна на границе Стоули на границе раздела двух твёрдых сред;

$г$ — волна Лява на границе твёрдое полупространство — твёрдый слой.

но различаются, то вдоль границы может распространяться П. в. Стоули. Эта волна состоит (рис. $г$) как бы из двух рэлеевских волн (по одной в каждой среде). Вертикальная и горизонтальная компоненты смещений в каждой среде убывают при удалении от границы так, что энергия волны оказывается сосредоточенной в двух граничных слоях толщиной $\sim \lambda$. Фазовая скорость волн Стоули меньше значений c_l и c_t в обеих граничных средах.

Волны с вертикальной поляризацией могут распространяться на границе твёрдого полупространства с жидким или твёрдым слоем или даже с системой таких слоёв. Если толщина слоёв много меньше длины волны, то движение в полупространстве примерно такое же, как в рэлеевской волне, а фазовая скорость П. в. близка к c_R . В общем случае движение может быть таким, что энергия волны будет перераспределяться между твёрдым полупространством и слоями, а фазовая скорость будет зависеть от частоты и толщин слоёв (см. *Дисперсия скорости звука*).

странстве (индекс 2) описываются следующими выражениями:

$$v_1 = \frac{A}{\cos s_1 h} \cdot \cos s_1 (h - z) \cdot \sin(\omega t - kx),$$

$$v_2 = A \cdot e^{-s_2 z} \cdot \sin(\omega t - kx),$$

где t — время, ω — круговая частота, $s_1 = \sqrt{k_{t1}^2 - k^2}$, $s_2 = \sqrt{k^2 - k_{t2}^2}$, k — волновое число волны Лява, k_{t1} , k_{t2} — волновые числа поперечных волн в слое и полупространстве соответственно, h — толщина слоя, A — произвольная постоянная. Из выражений для v_1 и v_2 видно, что смещения в слое распределены по косинусу, а в полупространстве — экспоненциально убывают с глубиной. Глубина проникновения волны в полупространство меняется от долей λ до многих λ в зависимости от толщины слоя h , частоты ω и параметров сред. Само существование волны Лява как П. в. связано с наличием слоя на полупространстве: при $h \rightarrow 0$ глубина проникновения волны в полупространство стремится к бесконечности, и волна переходит в объёмную.

Фазовая скорость c волн Лява заключена в пределах между фазовыми скоростями поперечных волн в слое и полупространстве $c_{t1} < c < c_{t2}$ и определяется из ур-ния:

$$\operatorname{tg} \frac{\omega}{c_{t2}} h \sqrt{\frac{c_{t2}^2}{c_{t1}^2} - \eta^2} = \frac{c_{t2}^2}{c_{t1}^2} \frac{\rho_2}{\rho_1} \sqrt{\frac{\eta^2 - 1}{\frac{c_{t2}^2}{c_{t1}^2} - \eta^2}},$$

где ρ_1, ρ_2 — плотности слоя и полупространства соответственно, $\eta^2 = c_{t2}^2/c^2$. Из ур-ния видно, что волны Лява распространяются с дисперсией: их фазовая скорость зависит от частоты. При малых толщинах слоя, когда $\omega h/c_{t2} \rightarrow 0$, $\eta \rightarrow 1$, т. е. фазовая скорость волны Лява стремится к фазовой скорости объёмной поперечной волны в полупространстве. При $\frac{\omega h}{c_{t2}} \gg 1$ волны Лява существуют в виде нескольких модификаций, каждая из к-рых соответствует нормальной волне определённого порядка.

На границах кристаллов могут существовать всё те же типы П. в., что и в изотропных твёрдых телах, только движение в волнах усложняется. Вместе с тем анизотропия твёрдого тела может вносить нек-рые качественные изменения в структуру волн. Так, на нек-рых плоскостях кристаллов, обладающих пьезоэлектрич. свойствами, волны типа волн Лява, подобно волнам Рэлея, могут существовать на свободной поверхности (без присутствия твёрдого слоя). Это т. н. электрозвуковые волны Гуляева — Блюхштейна. Наряду с обычными волнами Рэлея, в нек-рых образцах кристаллов вдоль свободной границы может распространяться затухающая волна, излучающая энергию в глубь кристалла (вытекающая волна). Наконец, если кристалл обладает пьезоэффектом и в нём есть поток электронов (пьезополупроводниковый кристалл), то возможно взаимодействие поверхностных волн с электронами, приводящее к усилению этих волн (см. *Усиление ультразвука*).

На свободной поверхности жидкости другие П. в. существовать не могут, но на частотах УЗ-вого диапазона и

ниже там могут возникать поверхностные волны, в к-рых определяющими являются не упругие силы, а поверхностное натяжение (это т. н. капиллярные волны).

Ультра- и гиперзвуковые П. в. широко используются в технике для всестороннего неразрушающего контроля поверхности и поверхностного слоя образца (см. *Дефектоскопия*), для создания микрорелектронных схем обработки электрич. сигналов (см. *Акустоэлектроника*) и т. д. Если поверхность твёрдого образца свободная, то применяются рэлеевские волны. В тех случаях, когда образец находится в контакте с жидкостью, с другим твёрдым образцом или твёрдым слоем, рэлеевские волны заменяются другим соответствующим типом П. в.

Лит.: Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966, гл. 1; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 3 изд., М., 1965 (Теоретич. физика, т. 7), гл. 3, § 24; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 6, М., 1973, гл. 2; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1973, гл. 1, § 6, 7; Уайт, Поверхностные упругие волны. (Обзор), [пер. с англ.], «ТИИЭР», 1970, т. 58, № 8; Поверхностные акустические волны — устройство и применения, [пер. с англ.], там же, 1976, т. 64, № 5. И. А. Викторов.

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА — явление необратимого перехода энергии звуковой волны в другие виды энергии, в частности в тепло. П. з. обычно характеризуется коэфф. П. з. α , определяемым как обратная величина того расстояния, на к-ром амплитуда звуковой волны падает в e раз. Амплитуда плоской звуковой волны, бегущей вдоль оси x , убывает с расстоянием как $e^{-\alpha x}$, а интенсивность — как $e^{-2\alpha x}$. Амплитуда стоячей звуковой волны после выключения источника звука убывает со временем как $e^{-\alpha t}$, где c — скорость звука, t — время. Коэфф. П. з. выражают в см^{-1} , т. е. в nepах на сантиметр или же в децибелах на см ($1 \text{ дБ/см} = 0,115 \text{ Нп/см}$). В гидроакустике часто пользуются единицей дБ/км. П. з. можно характеризовать также коэфф. потерь $\varepsilon = \alpha \lambda / \pi$ (где λ — длина звуковой волны) или добротностью $Q = 1/\varepsilon$. Величина $\alpha \lambda$ наз. логарифмическим декрементом затухания.

При распространении звука в среде, обладающей сдвиговой и объёмной вязкостью и теплопроводностью, ко-

эфф. П. з. для продольной волны равен:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left[\frac{4}{3} \eta + \zeta + \kappa \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right], \quad (1)$$

где ρ — плотность среды, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота звуковой волны, η и ζ — коэфф. сдвиговой и объёмной вязкости соответственно, κ — коэфф. теплопроводности, C_P и C_V — теплоёмкости среды при постоянном давлении и объёме соответственно. В частотной области, где ни один из коэфф. η , ζ и κ не зависит от частоты (низкие частоты), для характеристики П. з. часто пользуются величиной α/f^2 , к-рая в этом случае также не зависит от частоты и является параметром, характеризующим свойства среды. Значение α/f^2 , как правило, в жидкостях меньше, чем в газах, а в твёрдых телах меньше, чем в жидкостях. Выражение (1) для коэфф. П. з. применимо только для звуковых волн малой амплитуды. П. з., обусловленное сдвиговой вязкостью и теплопроводностью, наз. классическим и характеризуется коэфф. $\alpha_{кл}$. Часть коэфф. П. з., к-рая пропорциональна объёмной вязкости, связана с релаксационными процессами (см. Релаксация). На высоких частотах коэфф. объёмной вязкости начинает зависеть от частоты, так что его вклад в П. з. имеет частотную зависимость, отличающаяся от $\sim \omega^2$. Выражение для связанной с релаксацией части коэфф. П. з. α_p имеет вид:

$$\alpha_p = \frac{(c_\infty^2 - c_0^2)}{2c_0^3} \cdot \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2)$$

где τ — время релаксации, c_0 — скорость распространения звука при малых частотах ($\omega\tau \ll 1$), c_∞ — скорость звука при высоких частотах ($\omega\tau \gg 1$). Полный коэффициент поглощения

$$\alpha = \alpha_{кл} + \alpha_p.$$

При низких частотах, т. е. при $\omega\tau \ll 1$, коэффициент П. з. описывается формулой (1), где величина коэфф. объёмной вязкости $\zeta = \rho\tau(c_\infty^2 - c_0^2)$. Величина $\alpha_p \lambda$ при $\omega\tau \ll 1$ растёт с увеличением частоты, а на частоте релаксации $\omega_p = 1/\tau$ имеет максимум (рис. 1). Величина α/f^2 , постоянная при $\omega\tau \ll 1$, в области частот, близких к ω_p , уменьшается с ростом частоты, а при $\omega\tau \gg 1$ стремится к нулю, при-

чём α_p стремится к постоянной величине $(c_\infty^2 - c_0^2)/2c_0^3$. Релаксационное поглощение всегда сопровождается дисперсией скорости звука.

Т. к. релаксация связана с различными внутримолекулярными и межмолекулярными процессами, происходящими в среде под действием УЗ, анализ частотных и температурных зависимостей коэфф. П. з. позволяет судить об этих процессах. Частота релаксации ω_p для разных веществ может лежать как в УЗ-вой, так и в гиперзвуковой области; величина её зависит от темп-ры, давления, примесей других веществ и от других факторов.

Поглощение звука в газе. Коэфф. П. з. в газе зависит при данной темп-ре от частоты f и давления газа P , взятых в комбинации f/P (рис. 1),

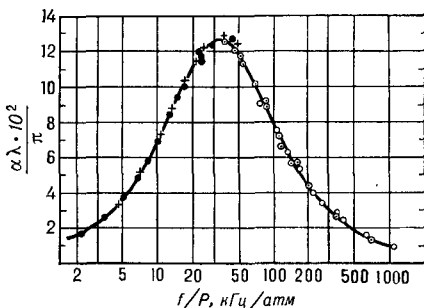


Рис. 1. Коэффициент поглощения звука на длину волны, делённый на τ , в зависимости от f/P для CO_2 при температуре 21 °С.

так что разрежение газа эквивалентно увеличению частоты. Вклад теплопроводности и сдвиговой вязкости в П. з. в газах — одного порядка величины. Вклад объёмной вязкости и релаксационных процессов значителен для многоатомных газов, тогда как в одноатомных газах релаксационные процессы отсутствуют и $\alpha = \alpha_{кл}$. Данные о П. з. в нек-рых газах в УЗ-вом диапазоне частот приведены в таблице 1.

Из таблицы видно, что в ряде случаев, например для углекислого газа, измеренные значения П. з. довольно заметно превышают $\alpha_{кл}$ (на частоте 50 кГц при комнатной темп-ре и нормальном давлении в углекислом газе $\alpha \approx 0,2 \text{ см}^{-1}$, т. е. волна затухает в e раз на расстоянии 5 см). Это пре-

Табл. 1.— Поглощение ультразвука в газах

Газ	Частота f , кГц	Давление P , атм	$\alpha/f^2 \cdot 10^{12}$, см ⁻¹ с ²	
			эксперимент	теория (классическая)
Воздух	132—400	1,0	2,94—3,99	1,24
	1160	1,0	1,67	»
Углекислый газ	304,4	0,98	27,1	1,30
Водород	598,4	1,0	3,58	0,17
Оксиген азота	598,9	0,95	1,83	1,56
Кислород	598,9	0,99	1,68	1,49
Аргон	4250	1,0	1,9	1,9
Азот	598,9	0,97	1,35	1,3

вышение указывает на существенный вклад релаксационных процессов.

В таких газах, как CO₂, CS₂, CO и др., основной вклад в П. з. даёт релаксационный процесс возбуждения колебательных степеней свободы. В более сложных системах может иметь место как колебательная, так и вращательная релаксация, причём обычно частоты релаксации этих процессов различаются на несколько порядков.

Даже небольшие примеси посторонних газов заметно влияют как на величину α_p , так и на ω_p . П. з. в воздухе зависит от его влажности (рис. 2). В сильно разреженных газах, т. е. при больших значениях отношения f/P , когда длина волны звука становится сравнимой с длиной свободного пробега молекул, для опи-

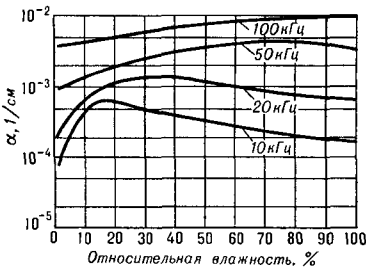


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения звука в воздухе от относительной влажности при разных частотах.

сания П. з. нужно пользоваться кинетич. теорией газов.

Поглощение звука в жидкостях. П. з. в обычных жидкостях в основном определяется вязкостью (как сдвиговой, так и объёмной). В большинстве

жидкостей экспериментальные значения коэфф. П. з. существенно превышают значения, даваемые классич. теорией, что свидетельствует о большом вкладе релаксационных процессов. Релаксационное поглощение в жидкостях может быть обусловлено колебательной релаксацией, структурной релаксацией (ассоциированные жидкости, поведение к-рых похоже на поведение воды), поворотно-изомерной релаксацией, диссоциацией растворённых веществ в растворах электролитов и пр. Частота релаксации в жидкостях, как правило, очень велика, и область релаксации часто оказывается лежащей в диапазоне гиперзвуковых частот. В этих случаях при $\omega \ll \omega_p$ релаксационные процессы приводят к большим значениям ζ и существенным отклонениям от классич. значений α (табл. 2),

Табл. 2.— Теоретические и экспериментальные значения поглощения ультразвука в жидкостях

Жидкость	Частота f , МГц	$\alpha/f^2 \cdot 10^{17}$, см ⁻¹ с ²	
		эксперимент	теория (классическая)
Вода	1—250	23	8,5
Ацетон	5—70	30	7,0
Толуол	1—75	80	7,8
Четырёххлористый углерод	1—100	500	20,0
Уксусная кислота	1,5—67,5	9000—158	17
Глицерин (30 °С)	22,3	2730	1600
Этиловый спирт	1—220	55	20
Ртуть	21—996	12—13	10,3
Аргон (—187,8 °С)	44,4	10,1	8,1

по качественный характер частотной зависимости $\alpha \sim f^2$ сохраняется до высоких УЗ-вых частот. Коэффициент поглощения в жидкостях обычно сильно зависит от температуры (рис. 3). Температурные кривые поглощения имеют максимум, величина и положение к-рого зависят от частоты: с увеличением частоты максимум сдвигается в сторону больших темп-р и величина α растёт, что свидетельствует об увеличении времени релаксации при понижении темп-ры.

П. з. в растворах электролитов связано с химич. релаксацией и диссоциацией растворённых веществ.

Поглощение звука в морской воде довольно велико и имеет сложный характер. В области частот $f > 5$ кГц оно описывается суммой классического и релаксационного членов, причём величина обоих членов зависит от темп-ры и солёности морской воды. Частота релаксации растёт с ростом темп-ры и при темп-ре 20°C составляет ≈ 120 кГц. В области частот 5—60 кГц для качественных оценок поглощения иногда пользуются зависимостью $\alpha \approx 0,036 f^{3/2}$, где частота f в кГц, а α в дБ/км.

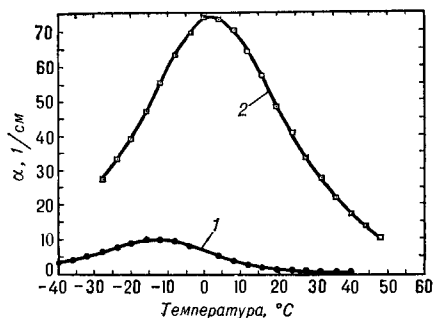


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения звука от температуры для жидкостей со структурной релаксацией: 1 — для 3 МГц; 2 — для 22 МГц.

В жидких металлах важный вклад в П. з. вносит теплопроводность. Если жидкий металл помещён в магнитное поле, то коэфф. П. з. увеличивается с ростом магнитной индукции B пропорционально величине $\frac{\sigma B^2}{2\rho c} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}$, где $\tau = 1/\omega c$, μ — магнитная проницаемость жидкого металла, σ — проводимость. Такой характер поглощения связан с возникновением индуцированных токов в жидком металле под действием УЗ.

В высокополимерах и резинах и пластмассах П. з. сильно зависит от состава и структуры материала. В этих веществах определяющий вклад в П. з. вносят релаксационные процессы, причём, как правило, имеется широкий спектр времён релаксации. Под действием УЗ-вой волны происходит сворачивание и разворачивание клубков молекул полимеров. Область релаксации для разных материалов может лежать как в низкочастотном, так и в мегагерцевом диапазонах частот. Зависи-

мость α от темп-ры имеет один или несколько максимумов, положение к-рых зависит как от материала, так и от частоты звука. С ростом частоты положение максимумов сдвигается в сторону больших темп-р. Для вулканизированной резины при частоте 10 МГц имеется максимум при темп-ре $\sim 40^\circ\text{C}$, в полистироле — при темп-ре порядка -10°C . Величина коэфф. П. з. в резине при $f = 10$ МГц составляет несколько сотен дБ/см.

Поглощение звука в твёрдых телах. В твёрдых телах П. з. различно для продольных и сдвиговых волн. Это связано как с различием скорости звука для этих волн, так и с тем, что в П. з. для продольной и сдвиговой волн могут давать вклад различные механизмы. Для определения коэфф. поглощения в твёрдом теле, как правило, не пользуются ф-лой (1), т. к. в П. з. здесь могут давать вклад многие механизмы, не укладывающиеся в простую схему, на основании к-рой выведена эта ф-ла. П. з. в твёрдых телах определяется в основном внутренним трением и теплопроводностью среды, а на высоких частотах и при низких темп-рах — различными процессами взаимодействия УЗ-вых и гиперзвуковых волн с внутренними возмущениями в твёрдом теле, такими, как тепловые колебания решётки, электроны, спиновые волны и пр. На поглощение сдвиговых волн в однородных твёрдых телах теплопроводность и другие объёмные эффекты не влияют, т. к. сдвиговые волны не связаны с изменением объёма.

Величина П. з. в твёрдом теле зависит от кристаллич. состояния вещества (в монокристаллах коэфф. П. з. обычно меньше, чем в поликристаллах), от наличия дефектов и примесей, от предварительной обработки, к-рой был подвергнут материал (для металлов —ковка, прокат, отжиг, закалка), и т. п. Внутреннее трение в кристаллах при комнатной темп-ре сильно зависит от наличия дислокаций, движение к-рых под действием звуковой волны приводит к диссипации энергии, а следовательно, и к П. з. Внутреннее трение в этом случае зависит от амплитуды волны (см. Дислокационное поглощение ультразвука) и соответственно наблюдается заметная амплитудная зависимость α .

Во многих твёрдых телах при не очень высоких частотах коэфф. П. з. изменяется пропорционально первой степени частоты, и поэтому величина добротности Q не зависит от частоты. В табл. 3 приведены значения $\epsilon = 1/Q$ для нек-рых материалов.

Табл. 3. — Поглощение ультразвука в твёрдых телах

Материал	Диапазон частот	Коэффициент потерь $10^4 \cdot \epsilon$	Тип волны
Плавленный кварц . . .	5—19 МГц	0,225	сдвиговая
Алюминий поликристаллический	3,5—4,5 МГц	0,515	сдвиговая
	3,1—7,5 МГц	1,7	
Свинец	1,6—15 кГц	280	продольная
	1,0—8 кГц	290	
Стекло крон	4—7,5 МГц	2,38	сдвиговая
Нержавеющая сталь IX18N9T ^a	18—25 кГц	4,4	продольная
Титан BT1 ⁶	18—25 кГц	1,4	продольная
Медь M2 ^b . .	»	5,2	продольная
Латунь L59 ^a	»	2,4	продольная
Алюминиевый сплав AMГ ^b	»	3,0	продольная

Примечание. В металлах поглощение зависит от амплитуды; при амплитуде напряжения в пучности колебаний $a = 5$ кгс/мм², $b = 6$ кгс/мм², $v = 2$ кгс/мм².

Роль теплопроводности для продольных волн в однородном твёрдом теле идентична роли теплопроводности в жидкости и газе. П. з., обусловленное теплопроводностью, составляет примерно 50% полного поглощения в металлах, в к-рых велики коэфф. теплового расширения и теплопроводности, и всего лишь 4% от полного поглощения в диэлектриках. Этот механизм связан с объёмными деформациями и не даёт вклада в поглощение сдвиговых волн.

Другой вид поглощения, также имеющийся в большинстве веществ, связан с нелинейным взаимодействием звуковой волны и тепловых колебаний кристаллич. решётки, т. е.

с взаимодействием звуковых и тепловых фононов. Такое П. з. поэтому часто наз. «решёточным» или «фононным». Оно проявляется на высоких частотах в достаточно чистых и бездефектных кристаллах. В зависимости от частоты и соотношения длины волны λ и длины свободного пробега тепловых фононов в кристалле (определяемой темп-рой) можно рассматривать различные модели фононного поглощения. На сравнительно низких частотах действует т. н. механизм «фононной вязкости», или механизм Ахиезера. Он заключается в том, что звуковая волна, представляющая собой когерентный пучок фононов, нарушает равновесное распределение тепловых фононов, и вызванное ею перераспределение энергии между различными фононами приводит к необратимому процессу диссипации энергии. Этот механизм имеет релаксационный характер, причём роль времени релаксации играет время жизни фонона, равное: $\tau = l/\bar{c} = 3\kappa/C_V \bar{c}^2$, где l — длина свободного пробега фонона, \bar{c} — средняя скорость звука. Коэфф. П. з. равен в этом случае:

$$\alpha = 1,1 C_V T \gamma^2 \frac{\omega^2 \tau}{\rho c^2 (1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (3)$$

где γ — т. н. постоянная Грюнайзена, связанная с модулями упругости 3-го порядка, T — абсолютная темп-ра. Этот механизм П. з. даёт вклад в поглощение как продольных, так и поперечных волн. Он является доминирующим при комнатных темп-рах, при к-рых выполняется условие $\omega \tau \ll 1$. В области гиперзвуковых частот ($10^{10} - 10^{11}$ Гц) и при низких темп-рах (при темп-ре жидкого гелия), когда $\omega \tau \geq 1$, происходит непосредственное взаимодействие когерентных звуковых фононов с тепловыми, к-рое следует рассматривать в рамках квантовых представлений. На основе таких представлений предполагается, что взаимодействие когерентного и теплового фононов приводит к появлению третьего, также теплового, фонона и, следовательно, с учётом законов сохранения энергии и импульса — к уменьшению звуковой энергии, т. е. поглощению звука. Этот механизм поглощения наз. механизмом Ландау—Румера.

Решёточное П. з. является основным механизмом поглощения в чистых

бездислокационных кристаллах диэлектриков, в к-рых другие факторы сказываются слабо. Поэтому такие кристаллы могут обладать очень малым коэфф. П. з. Весьма малое поглощение при комнатной темп-ре было обнаружено в топазе, берилле, сапфире (табл. 4). Коэфф. П. з. в этих веществах при частоте 9 ГГц составляет величину ~15 дБ/см. Коэфф. П. з. в железиттриевом гранате, к-рый тоже обладает малым поглощением, составляет ~25 дБ/см при той же частоте. Температурная зависимость коэфф. П. з. в диэлектриках имеет характерный вид, показанный на рис. 4 для кристалла Al_2O_3 .

Табл. 4. — Поглощение звука в некоторых кристаллах

Кристалл	Направление распространения	Тип волны	Температура, К	Частота, ГГц	Коэффициент поглощения, дБ/см
Кварц . .	ось X	продольная	300	1	5
		поперечная	300	1	5
		быстрая поперечная медленная	300	1	0,8
Сапфир	ось Z	продольная	300	1	0,5
		»	300	1	1
		»	300	9	15
Рутил . .	ось C	продольная	300	1	1,5
		»	20	1	0,3
Железотриевый гранат	100	поперечная	300	1	0,34
Алюмоиттриевый гранат	100	продольная	300	1	0,2
		»	300	9	25—30
Берилл . .	ось C	продольная	300	9	15
		»	300	9,4	27
Ниобат лития . . .	ось C	продольная	300	1	0,3
		»	300	9,4	27

При темп-рах $T < 10$ К коэфф. П. з. не зависит от темп-ры; в интервале темп-р 20—100 К имеется область резкого возрастания коэфф. П. з., где зависимость α от T для разных кристаллографич. ориентаций изменяется от $\alpha \sim T^4$ до $\alpha \sim T^9$; при темп-рах выше

100 К коэфф. П. з. вновь почти не зависит от темп-ры. Такой ход темп-ры можно объяснить соответствующей зависимостью для C_V и χ — ф-ла (3).

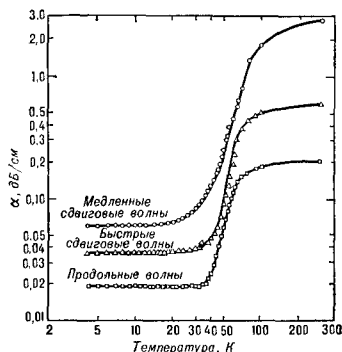


Рис. 4. Зависимость коэффициентов поглощения в монокристалле Al_2O_3 от температуры для продольных и сдвиговых ультразвуковых волн с частотой 1 ГГц, распространяющихся вдоль оси С.

П. з. в монокристаллах зависит от направления распространения волны относительно кристаллографич. направления (см. *Распространение ультразвука* в кристаллах). Кроме того, оно сильно зависит от наличия примесей. Последние могут не только изменять величину коэфф. П. з., но и влиять на характер его температурной зависимости. Напр., в кварце наличие примесей приводит к появлению пиков на зависимости α от T . Коэфф. П. з. в синтетич. кварце при нек-рых темп-рах может на 2—3 порядка превышать коэфф. П. з. в натуральном кварце.

В металлах и полупроводниках, кроме решёточного П. з., описанного выше, а также термоупругого и связанного с внутренним трением, имеется ещё специфич. поглощение, связанное с взаимодействием ультразвука с электронами проводимости. В металлах эти эффекты становятся заметными при темп-рах ниже примерно 10 К. При переходе металла в сверхпроводящее состояние П. з. уменьшается. При наложении магнитного поля, разрушающего сверхпроводимость, поглощение возрастает. Взаимодействие УЗ с носителями тока в полупроводнике при наличии внешнего электрич. поля может привести к появлению отрицательного П. з., т. е. к усилению ультразвука.

В ферромагнетиках имеется дополнительное П. з., обусловленное эффектом магнитострикции. Под действием упругой волны в них возникают локальная переменная намагниченность и связанные с ней потери энергии, в первую очередь потери на токи Фуко и магнитный гистерезис. Эти потери, вызывающие П. з., зависят от частоты. Зависимость магнитострикционных и магнитных характеристик вещества от состояния намагниченности также влияет на П. з. (рис. 5). В частности, при нало-

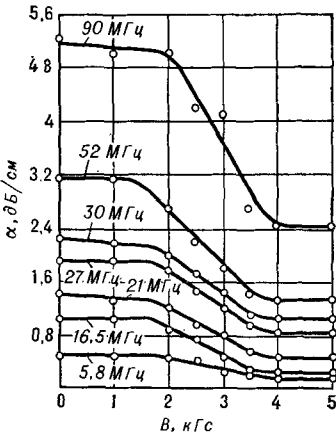


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения ультразвука различных частот в никеле от магнитной индукции B при распространении вдоль оси $[110]$.

жении внешнего магнитного поля коэфф. П. з. уменьшается, а с ростом частоты растёт. В некоторых веществах взаимодействие УЗ с системой ядерных спинов или же с электронными спинами парамагнитных центров может приводить к резонансному поглощению УЗ (см. *Акустический парамагнитный резонанс*, *Акустический ядерный магнитный резонанс*).

В поликристаллах как величина коэфф. П. з., так и его частотный ход зависят от соотношения между размерами кристаллита a , длиной тепловой волны $\Lambda = \sqrt{\chi/\omega}$ и длиной волны звука λ . При низких частотах ($\omega \ll \chi/a^2$, где $\chi = \kappa/\rho C_p$ — коэфф. температуропроводности) коэфф. П. з. пропорционален ω^2 . На высоких частотах, т. е. при $\omega \gg c/a$, снова имеет место зависимость $\alpha \sim \omega^2$, а в обла-

сти частот при $\chi/a^2 \ll \omega \ll c/a$ коэффициент П. з. пропорционален $\sqrt{\omega}$. Наличие других видов неоднородностей также приводит к увеличению П. з. Аналогичный характер имеет поглощение поперечных волн в тонких пластинках и стержнях, где толщина пластинки играет ту же роль, что и размеры кристаллита в поликристаллах.

При фазовых переходах 2-го рода П. з. аномально возрастает с приближением темп-ры к темп-ре перехода T_λ , что связано с ростом термодинамич. флуктуаций.

С ростом интенсивности звука становятся существенными нелинейные эффекты, к-рые приводят к зависимости коэфф. П. з. от амплитуды (см. *Нелинейное поглощение звука*).

Методы измерения П. з. разнообразны и зависят от вещества, в к-ром П. з. измеряется, диапазона частот и величины коэфф. П. з. Во всех методах измерения важно выделить истинное поглощение и отделить его от других явлений, приводящих к уменьшению амплитуды звука, таких, как сферич. расхождение, дифракционные эффекты, рассеяние (см. *Затухание звука*), а также потери на склейках и пр. Основные группы методов измерения П. з.: методы, основанные на измерении радиационного давления звука или же непосредственным измерении амплитуды звуковой волны в зависимости от расстояния (часто используется в жидкостях), метод УЗ-вого *интерферометра* (используется в газах при измерении на высоких частотах), метод реверберации (используется на низких частотах), оптич. метод, калориметрич. метод и импульсный метод. Из всех перечисленных методов импульсный является наиболее точным и универсальным. Он позволяет измерять поглощение с точностью до нескольких процентов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Механика сплошных сред*, 2 изд., М., 1953; Бергман Л., *Ультразвук и его применение в науке и технике*, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Михайлов И. Г., Соловьёв В. А., Сырников Ю. П., *Основы молекулярной акустики*, М., 1964; *Физическая акустика*, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 4; т. 2, ч. А, 1968; т. 3, ч. Б, 1968, гл. 5 и 6; т. 4, ч. Б, 1970, гл. 2; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., *Ультразвуковые методы в физике твердого тела*, пер. с англ., М., 1972; Алфрей Т., *Механические свойства полимеров*, пер. с

англ., М., 1952; Трелор Л., Физика упругости каучука, пер. с англ., М., 1953; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970; Herzfeld K., Litovitz T., Absorption and dispersion of ultrasonic waves, N. Y.—L., 1959.

А. Л. Полякова.

ПОЛЕВОЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — *пьезополупроводниковый преобразователь*, в котором обеднённый носителями заряда слой у поверхности пьезополупроводника получается с помощью эффекта поля, который состоит в том, что носители электрического заряда, напр. электроны в пьезополупроводнике *n*-типа, вытесняются внешним электрич. полем *E* (рис.) от поверхности в глубину кристалла, образуя у поверхности слой с пониженной концентрацией свободных носителей заряда. Толщина обеднённого слоя *d* зависит от величины *E*. В простейшем случае отсутствия начального искривления энергетических зон полупроводника вблизи поверхности и малых значений $E d \sim r_d$, а в

случае $E \gg k_B T / e r_d d \approx \frac{e r_d^2}{k_B T} E$. Здесь r_d — дебаевская длина, e — заряд электрона, k_B — Больцмана постоянная

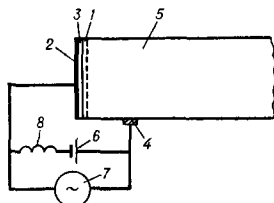


Схема полевого преобразователя: 1 — обеднённый носителями заряда слой; 2 — металлический электрод; 3 — воздушный зазор; 4 — омический контакт; 5 — пьезополупроводниковый кристалл; 6 — источник постоянного напряжения; 7 — высокочастотный генератор; 8 — индуктивность.

ная, T — абсолютная темп-ра. Оценки по приведённой ф-ле показывают, что в материалах типа CdS или GaAs при $E \sim 1-100$ кВ/см можно получить значения *d*, обеспечивающие работу преобразователя в диапазоне частот 100 МГц — 10 ГГц. При переменных электрич. полях, сравнимых по величине с *E*, П. п. становится нелинейным, аналогично преобразователю с запирающим слоем.

Лит.: Гуляев Ю. В. и др., «Физика и техника полупроводников», 1968, т. 2, № 8, с. 1202—04. Е. К. Грищенко.

ПОЛУПРОВОДНИКИ — группа веществ, занимающих промежуточное положение между хорошими провод-

никами и диэлектриками, удельное сопротивление *k*-рых лежит в области от 10^{-2} до 10^9 Ом·см. Характерная особенность П. — высокая чувствительность их свойств к различным внешним воздействиям (изменению темп-ры, освещению и др.), а также к введению малых добавок примесей. Типичными П. являются элементы IV группы таблицы Менделеева, напр. германий и кремний, а также соединения элементов III и V групп (т. н. соединения $A^{III}B^V$), напр. GaAs, InSb, GaSb, и соединения элементов II и VI групп (соединения $A^{II}B^{VI}$), напр. CdS, CdTe, ZnO.

Основные свойства П. хорошо объясняются зонной теорией. На основании этой теории энергетич. спектр электронов в твёрдом теле разделяется на зоны разрешённых и запрещённых энергий (рис. 1). Все электроны, расположенные на оболочках атомов, составляющих кристаллич. решётку, занимают разрешённые зоны энергии, причём верхняя разрешённая зона в П. полностью заполнена и наз. валентной зоной. Следующая разрешённая зона, полностью пустая при темп-ре абсолютного нуля, наз. зоной проводимости; она отделена от валентной зоны запрещённой зоной шириной E_g , являющейся важной характеристикой П. В разных П. E_g составляет величину $\sim 0,1-1,3$ эВ. В металлах запрещённой зоны нет, и валентная зона перекрывается с зоной проводимости. В диэлектриках обычно $E_g > 5$ эВ. В чистом П. удельное электрич. сопротивление $\rho = A \exp(E_g / 2k_B T)$, где A — константа, слабо зависящая от темп-ры, T — темп-ра в кельвинах, k_B — Больцмана постоянная. Такой тип проводимости, наз. собственной проводимостью, имеет место обычно в чистых П. при высокой темп-ре; при низких темп-рах эти вещества практически ведут себя как диэлектрики.

При наличии примесей в П. существенно изменяется тип проводимости, возникает т. н. примесная про-

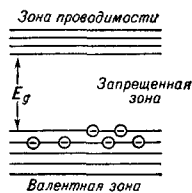


Рис. 1. Схема энергетических зон полупроводника: E_g — ширина запрещённой зоны.

в о д и м о с т ь: в запрещённой зоне появляются дополнительные уровни энергии, к-рые облегчают переход электронов в зону проводимости. Если в германий или кремний добавить в виде примеси элемент V группы, напр. фосфор, мышьяк, сурьму, то атомы примеси, замещая в решётке атом основного элемента, легко отдадут свои электроны и наз. д о н о р а м и. При этом в запрещённой зоне появляются уровни, близко отстоящие от дна зоны проводимости (рис. 2); такие П. наз. э л е к т р о н н ы м и П. или П. *n*-типа. Если же внесена примесь в виде атомов элемента III группы, напр. бора, галлия, индия, то такие атомы связывают (захватывают) лишние электроны и наз. а к ц е п т о р а м и, их уровни расположены близко к валентной зо-

новными носителями тока, а дырки — неосновными. Последние часто играют важную роль в процессах, происходящих в П., в частности в процессах *p-n-перехода*.

В нек-рых П., наз. фотополупроводниками, сопротивление весьма чувствительно к освещению. Напр., в образце CdS сопротивление может изменяться от 10^{10} Ом·см в темноте до 10^4 Ом·см на свету. Наличие в кристаллах дефектов роста, дислокаций, вакансий и пр. также может приводить к появлению примесной проводимости в П. как донорного, так и акцепторного типа.

В общем случае ток в П. обуславливается как электронами, так и дырками и удельная проводимость

$$\sigma = 1/\rho = e(\mu_e n + \mu_n p),$$

где e — заряд электрона, n и p — концентрации электронов и дырок, а μ_e и μ_n — подвижность электронов и дырок соответственно. Подвижность определяет скорость v , к-рую приобретает электрон или дырка в электрическом поле напряжённостью E , т. е. $\mu = v/E$.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. А. Л. Полякова.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ПЕРЕХОД — то же, что *p-n-переход*.

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ в звуковом поле — совокупность сил, действующих на вещество или тело, помещённое в звуковом поле. В П. с. вносят вклад переменное *звуковое давление*, пропорциональное амплитуде звука, и квадратичные эффекты — радиационное давление, силы Бьеркнеса, а также гидродинамич. силы, обусловленные движением среды в звуковой волне. П. с. проявляются в действии звуковой волны на чувствительные элементы приёмников звука, в УЗ-вых *коагуляции, диспергировании, кавитации*, в возникновении *акустических течений*, усталости материалов, подвергающихся длительному воздействию интенсивного акустич. излучения, во вслушивании границ раздела двух сред.

Сила, действующая на элемент объёма ΔV и равная $f\Delta V$, где f — объёмная плотность П. с., определяется изменением импульса (см. *Импульс звуковой волны*) элемента объёма ΔV в единицу времени, равным импуль-

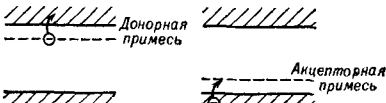


Рис. 2. Схема энергетических зон в примесных полупроводниках: а — *n*-типа, б — *p*-типа; пунктирными линиями обозначено положение донорной и акцепторной примесей.

не; П. такого вида наз. д ы р о ч н ы м и П. или П. *p*-типа. Малые добавки донорной примеси приводят к переходу электронов в зону проводимости, а добавки акцепторной примеси — к уходу в область связанных состояний электронов из валентной зоны, что эквивалентно появлению положительного заряда, наз. в этом случае «дыркой». Электрон, попавший в зону проводимости, или дырка в валентной зоне наз. носителями тока и ведут себя как свободные заряды соответствующего знака, перемещающиеся под действием электрич. поля.

Электрич. сопротивление примесного П. гораздо слабее зависит от температуры, чем сопротивление собственного П., поскольку здесь число носителей тока определяется гл. обр. концентрацией примесей, а не тепловой генерацией. В П. всегда имеются носители тока обоих знаков, но, напр., в П. *n*-типа концентрация электронов значительно больше концентрации дырок. В таком случае говорят, что электроны являются ос-

су, втекающему в объём через его поверхность. Если тензор плотности потока импульса — Π_{ik} , то i -я компонента силы, действующей на объём ΔV , определяется выражением:

$$\int_{\Delta V} f_i dV = \oint_S \Pi_{ik} dS_k = \oint_S \Pi_{ik} n_k dS,$$

где dS — элемент поверхности объёма, а n_k — внешняя по отношению к объёму нормаль. Соответственно этому сила, действующая на элемент поверхности dS , равна потоку импульса через него и определяется выражением — $\Pi_{ik} dS$. В частности, на поверхность единичной площади действует сила, i -я компонента к-рой $F_i = \Pi_{ik} n_k$. Тензор плотности потока импульса звуковой волны $\Pi_{ik} = -p\delta_{ik} - \rho v_i v_k + \sigma_{ik}$, где p — звуковое давление, v_i — компонента колебательной скорости частиц, δ_{ik} — символ Кронекера ($\delta_{ik} = 1$ при $i = k$ и $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$), σ_{ik} — тензор вязких напряжений, ρ — плотность среды. Если поверхность жёсткая, то скорость частиц среды, прилегающих к ней, обращается в нуль и сила, действующая на единицу её площади, равна: $F_i = -p\delta_{ik} n_k + \sigma_{ik} n_k$. Основной вклад в F_i при таких условиях даёт звуковое давление p , и именно эта величина воспринимается чувствительными элементами приёмников звука.

Кроме того, здесь действуют силы вязкости. Для монохроматич. звуковых волн p — гармонич. ф-ция времени, меняющаяся с частотой звука. В жидкостях при интенсивности звука $I \approx 1$ Вт/см², характерной для ряда практич. применений УЗ, $p \approx 10^6$ дин/см² = 1 атм. Такие силы могут превысить порог прочности жидкости и вызвать кавитацию. Средняя по времени П. с., обусловленная звуковым давлением в гармонич. звуковых полях, равна нулю.

Помимо этого, в звуковых полях возникают постоянные во времени П. с. Они определяются квадратичными членами тензора плотности потока импульса и по порядку величины равны плотности энергии E звуковой волны: $F_p = E = \rho v^2$. Обычно эти силы можно рассматривать как результат действия радиационного давления, или *давления звукового излучения*. Их величина мала; напр., в воздухе при интенсивности звука

10^{-9} Вт/см² $F_p \sim 10^{-6}$ дин/см², в воде при интенсивности звука 1 Вт/см² $F_p \approx 10^3$ дин/см². Тем не менее они приводят к заметным эффектам, проявляющимся, напр., в появлении акустич. течений, во вспучивании границ раздела двух сред и даже в возникновении фонтанчиков жидкости.

П. с. действует не только на элементы среды, в к-рой возбуждено звуковое поле, но и на граничащие с ней поверхности, а также на тела, находящиеся в среде. Так, напр., на взвешенное в акустич. поле тело, размеры к-рого много меньше длины звуковой волны λ , а плотность равна плотности окружающей среды, в звуковом поле действует сила, заставляющая его колебаться вместе с частицами среды. При различных плотностях тела и окружающей среды возникает движение тела относительно среды, причём если плотность тела ρ_1 больше плотности среды ρ , то оно отстаёт от частиц среды, а если $\rho_1 < \rho$ — опережает их. Движение тела относительно среды вызывает дополнительное движение среды (рассеянную волну), а значит, и дополнительную силу реакции, действующей на тело. Напр., на сферу радиуса a при $a \ll \lambda$ в поле плоской звуковой волны действует сила:

$$F_p = 4\pi a^2 E (ka)^4 \frac{1 + (1 - \delta)^2}{(2 + \delta)^2}$$

($k = 2\pi/\lambda$ — волновое число звуковой волны, E — средняя по времени плотность энергии акустич. поля, $\delta = \rho/\rho_1$).

Если вблизи одного из тел в звуковом поле имеется другое, то взаимное влияние рассеянных на этих телах волн вызывает взаимодействие между телами. В частности, две сферы с радиусами a и b , пульсирующие в звуковом поле на расстоянии r друг от друга, притягиваются друг к другу с силой

$$F_B = 4\pi r a^2 b^2 \frac{v_a v_b}{r^2} \cos \phi,$$

где v_a , v_b — колебательные скорости поверхностей сфер, ϕ — сдвиг фаз их пульсаций, ρ — плотность среды, F_B наз. силой Бьеркнеса.

Осциллирующие сферы притягиваются с меньшей силой: для случая, когда векторы скоростей осциллирующих сфер компланарны, равны v и

образуют угол α с линией, соединяющей их центры, сила взаимодействия определяется ф-лой Кёнига:

$$F_k = \frac{3}{2} \pi r \frac{\alpha^2 b^3}{r^4} v^2 (1 + 3 \cos 2\alpha).$$

Наряду с силами акустич. происхождения, зависящими от сжимаемости среды, на тела, помещённые в звуковое поле, действуют также силы, вызванные движением тела относительно среды. Такие силы имеют место при возникновении акустич. течений или микропотоков при кавитации и наз. гидродинамическими. К их числу относится сила сопротивления, к-рую испытывает тело, движущееся с постоянной скоростью в вязкой жидкости. Для жёсткой сферы радиусом a , движущейся со скоростью v , эта сила выражается ф-лой Стокса: $F_c = 6\pi\eta r$, где η — динамич. коэфф. вязкости среды.

Другим примером гидродинамич. силы является сила Бернулли, притягивающая тела, движущиеся в жидкости или омываемые ею. Для случая двух жёстких сфер с радиусами a и b , находящихся на расстоянии r друг от друга в потоке жидкости, движущейся со скоростью v , сила Бернулли равна:

$$F_b = \frac{3}{2} \pi r \frac{\alpha^2 b^3}{r^2} v^2.$$

Эта сила действует, в частности, на находящиеся в звуковом поле жёсткие частицы, малые по сравнению с λ .

П. с. используется в разнообразных приёмниках УЗ, устройствах, измеряющих его интенсивность (радиометр, Резея диск). На действии П. с. основаны эффекты коагуляции, дегазации жидкостей и металлов, диспергирования твёрдых тел в жидкости, эмульгирования и т. п., применяемые в УЗ-вой технологии.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1953; Лебедев П. Н., Собр. соч., М., 1963, с. 68—121; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, гл. 6; Каневский И. Н., «Акуст. ж.», 1961, в. 1, с. 3—17; Мощные ультразвуковые поля, М., 1968 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 2). К. А. Наугольных.

ПОПЕРЕЧНЫЕ ВОЛНЫ — волны, распространяющиеся в направлении, перпендикулярном к плоскости, в к-рой лежат направления смещений и скоростей частиц тела; то же, что *сдвиговые волны*.

Порог кавитации — граница между двумя режимами гидродинамич. процессов в жидкости — бескавитационным и кавитационным. Для данного вида течения жидкости П. к. характеризуется определённым, т. н. критическим, значением числа кавитации χ_k (см. *Кавитация*). Величина χ_k , соответствующая началу кавитации, обычно отличается от величины χ_k , соответствующей её исчезновению, т. е. имеет место гистерезис. Порог акустич. кавитации характеризуют минимальным значением амплитуды звукового давления p_k , при к-ром возникает кавитационный процесс.

Ввиду сложности процесса возникновения полостей в жидкости, обусловленного многообразием механизмов роста *зародышей кавитации*, и факторов, влияющих на эти процессы, П. к. и характеризующие его значения χ_k и p_k оказываются зависящими от ряда параметров. Так, напр., П. к. возрастает при снижении содержания газа в жидкости после предварительного обжата её высоким гидростатич. давлением, при повышении частоты звука и уменьшении длительности озвучивания (в частности, при уменьшении длительности *импульсов акустических*, если звук излучается в импульсном режиме), при повышении степени турбулентности потока.

Лит.: Перник А. Д., Проблемы кавитации, 2 изд., Л., 1966; Кизип Р., Дэйли Дж., Хэммит Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974.

К. А. Наугольных.

ПОТЕНЦИАЛ ДЕФОРМАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ультразвука с электронами проводимости — см. *Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости*.

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЗВУКА — изменение направления распространения звуковой волны при прохождении её через границу двух сред с различными скоростями звука. Термин (П. з.) применим в случаях, когда поведение волн удовлетворяет законам *геометрической акустики*, и П. з. можно рассматривать, как преломление звуковых лучей. При преломлении выполняется закон Снеллиуса (см. *Отражение звука*): $(\cos\theta')/c' = (\cos\theta)/c$, где θ и θ' — углы скольжения падающей и преломлённой волн (или соответствующих лучей), c и c' — скорости

звука в соответствующих средах. [Закон Снеллиуса можно записать также, пользуясь углами падения $i = 90^\circ - \theta$ и преломления $i' = 90^\circ - \theta'$, в виде $(\sin i)/c = (\sin i')/c'$.] В среде с непрерывным изменением скорости звука от точки к точке имеет место рефракция — непрерывное изменение направления луча. В результате рефракции луч загибается в сторону меньшей скорости звука. При плоско-слоистой неоднородности среды лучи — плоские кривые, лежащие в плоскостях, перпендикулярных слоям. В таких средах, согласно закону Снеллиуса, для каждого луча имеет место соотношение $(\cos \theta)/c = \text{const}$, к-рое можно рассматривать как урние луча.

Рефракция — важнейший фактор, влияющий на распространение звука в атмосфере, в океане и в толще земли. Рефракционные эффекты могут наблюдаться также при распространении УЗ в изделиях, в материале к-рых скорость звука меняется по толщине (напр., вследствие поверхностной цементации).

Лит.: Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твердых телах, 3 изд., М., 1960.

М. А. Исакович.

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ДИФФУЗИОННЫМ СЛОЕМ — пьезополупроводниковый преобразователь, в котором обеднённый носителями заряда

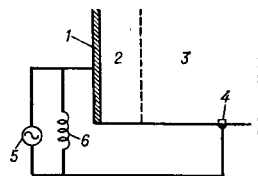


Схема преобразователя с диффузионным слоем:
1 — плёнка меди;
2 — диффузионный слой меди;
3 — монокристалл CdS;
4 — индиевый омический

контакт; 5 — высокочастотный генератор; 6 — согласующая индуктивность.

акустически активный слой образуется в результате диффузии в пластину низкоомного пьезополупроводника на малую глубину примесей, к-рые захватывают свободные электроны и обуславливают высокое электрич. сопротивление слоя. Так, напр., для создания П. с. д. с. из CdS (рис.) на плоскую поверхность монокристалла CdS, обладающего малым сопротивлением ($\rho \sim 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), методом ва-

кумного напыления наносится тонкая $\sim 0,1 \text{ мкм}$ плёнка меди. При этом для излучения продольных волн гексагональная ось CdS должна быть ориентирована перпендикулярно плоскости напыления, а для поперечных (сдвиговых) — параллельно. Затем образец помещается в вакуумную печь и выдерживается в ней определённое время при темп-ре 400°C . Процесс термодиффузии меди в решётку CdS приводит к образованию на поверхности образца тонкого ($1\text{--}300 \text{ мкм}$) высокоомного акустически активного слоя, толщина к-рого зависит от времени диффузионного отжига. Рабочий диапазон частот П. с. д. с. составляет $10\text{--}1000 \text{ МГц}$. Верхняя граница диапазона обусловлена инерционностью процессов нагревания и охлаждения пьезополупроводникового образца, а также величиной коэфф. диффузии компенсирующей примеси.

Недостатком П. с. д. с. является возможность низкотемпературной диффузии компенсирующей примеси (напр., Cu в CdS), что приводит со временем к понижению его резонансной частоты. Это нежелательное явление проявляется только в случае тонких диффузионных слоёв с резкой границей и может быть в значительной степени устранено применением компенсирующих примесей с меньшим коэфф. диффузии в пьезополупроводник (напр., для CdS таких, как Ag, S и Ni).

Лит.: Foster N. F., *J. Appl. Phys.*, 1963, v. 34, № 4, pt. 1, p. 990—91; Пролов В. В. и др., *Радиотехника и электроника*, 1966, т. 11, в. 5, с. 954—58; Грищенко Е. К., *Акуст. ж.*, 1967, т. 13, № 3, с. 446—48. Е. К. Грищенко.

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ЗАПИРАЮЩИМ СЛОЕМ — пьезополупроводниковый преобразователь, в к-ром обеднённый носителями заряда акустически активным слоем является область неомич. контакта металл — полупроводник или область $p\text{--}n$ -перехода. Это может быть, напр., обеднённый слой, образованный выпрямляющим контактом между низкоомным ($\rho \sim 0,1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) кристаллом GaAs n -типа и золотым электродом (рис.). На преобразователь подаётся высокочастотный сигнал $V_{\text{св}}$ и постоянное обратное напряжение смещения $V_{\text{сд}}$.

Характерная особенность П. с. з. с. — зависимость толщины обеднённого

слоя d как от концентрации примесей по обе стороны перехода, так и от приложенного электрич. напряжения V_+ . Величина d может изменяться в пределах $\sim 0,1-1$ мкм, что соответствует диапазону резонансных частот преобразователя $\sim 2-20$ ГГц. Наименьшее значение d определяется концентрацией примесей и типом кон-

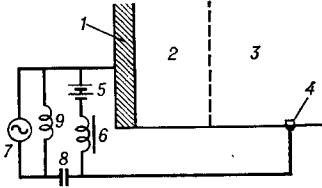


Схема преобразователя с запирающим слоем: 1 — металл; 2 — обеднённый слой; 3 — пьезополупроводник n -типа; 4 — омический контакт; 5 — источник постоянного напряжения; 6 — дроссель; 7 — высокочастотный генератор; 8 — разделительная ёмкость; 9 — согласующая индуктивность.

тактирующих материалов, а наибольшее — электрич. прочностью материала обеднённого слоя. При $V_+ \sim V_-$ из-за нелинейных электрич. свойств преобразователя появляются гармоники электрич. поля, а в излучаемой звуковой волне — гармоники основного тона преобразователя. Вследствие этого П. с з. с. может быть использован в квазилинейном режиме только при $V_+ \ll V_-$.

Лит.: Иванов С. Н., Скворцова Н. Е., Степанов Б. Г., «Акуст. ж.», 1965, т. 11, в. 3, с. 398—99; White D. L., «IRE Internat. Convent. Rec.», 1961, в. 9, № 6, p. 304—09; его же, The depletion layer transducer, «IRE Trans. Ultras. Engng.», 1962, в. 9, № 1, p. 21—27; S t g a u s s W., «J. Appl. Phys.», 1964, в. 35, № 7, p. 2106—11. *Е. К. Грищенко.*

ПРИЁМНИКИ И ИНДИКАТОРЫ УЛЬТРАЗВУКА. Индикаторы УЗ (И. у.) позволяют обнаружить акустич. колебания и волны в газообразных, жидких и твёрдых средах. Приёмники УЗ (П. у.) служат, кроме того, для измерения тех или иных параметров колебаний и волн, напр. амплитуды *колебательного смещения частиц, колебательной скорости частиц, ускорения, звукового давления, интенсивности звука.* П. у. всегда представляют собой специальные устройства, предназначенные для указанных выше целей; в качестве И. у., помимо спе-

циальных устройств, могут использоваться явления, возникающие в среде при наличии в ней акустич. волны.

Приёмники ультразвука. Наиболее распространёнными П. у. являются *электроакустические преобразователи.* К ним относятся в первую очередь *пьезоэлектрические преобразователи, магнитострикционные преобразователи, полупроводниковые и пьезополупроводниковые преобразователи, электростатические приёмники и электродинамические приёмники.* Приёмники этого типа преобразуют акустич. сигнал в электрический; крайне малая инерционность позволяет воспроизводить временную форму сигнала и, следовательно, получать сведения о его фазе, частоте и спектре. В зависимости от конструкции приёмного элемента, а также от функциональных особенностей применяемой с приёмником электронной схемы электроакустические преобразователи могут служить приёмниками звукового давления, колебательной скорости, ускорения, смещения. *Термические приёмники* используются в основном для измерения интенсивности звука; они имеют значительную инерционность. Благодаря большой инерционности усреднённые по времени показания дают приёмники механич. типа — *Рэлея диск и радиометр.* Первый служит для измерения амплитуды колебательной скорости, второй — для измерения радиационного давления, т. е. плотности звуковой энергии и интенсивности звука. Звуковое давление и интенсивность звука могут измеряться также различными оптич. методами (напр., по *дифракции света на ультразвуке*), основанными на изменении показателя преломления среды под действием акустич. колебаний, возникновении двойного лучепреломления и других оптич. эффектов в звуковом поле.

П. у., размеры к-рых много меньше длины волны, т. н. точечные, позволяют получать сложную пространственную структуру акустич. поля. П. у. большего размера дают усреднённое по поверхности приёмного элемента значение измеряемого параметра. Усреднённое по всему озвучиваемому объёму значение интенсивности УЗ можно получить калориметрич. методом, основанным на преобразовании акустич. энергии в тепловую.

Важнейшей характеристикой приёмников УЗ является их чувствительность — отношение получаемого на выходе сигнала к измеряемой величине. Для приёмников звукового давления — электроакустич. преобразователей чувствительность γ определяется, как правило, отношением амплитуды электр. напряжения в режиме холостого хода к амплитуде звукового давления. Часто эффективность работы системы двух электроакустич. преобразователей, один из к-рых работает в режиме излучения, а другой — в режиме приёма этого излучения, характеризуют т. н. потерями на двукратное преобразование в децибелах: $20 \lg (V_1/V_2)$, где V_1 — электр. напряжение на излучателе, V_2 — электр. напряжение, развиваемое приёмником. Эти потери зависят как от свойств электро-механич. преобразователей, так и от согласования их на электр. и механич. сторонах. Динамический диапазон П. у., т. е. область значений принимаемого сигнала, в к-рой чувствительность постоянна, ограничивается снизу собственными шумами приёмника и внешними шумами и помехами (тепловые флуктуации в приёмном элементе и в среде, шумы в электр. цепях и т. п.), а сверху нелинейностью свойств приёмника (напр., нелинейностью магнито-стрикционного эффекта, нелинейностью, обусловленной конструкцией), приводящей к искажению принимаемого сигнала. Динамич. диапазон оценивается обычно в децибелах. По виду частотных характеристик, т. е. по виду зависимости чувствительности от частоты, приёмные преобразователи можно разделить на резонансные и нерезонансные. Резонансные П. у. отличаются повышенной чувствительностью, однако рабочая частотная полоса их ограничивается падением чувствительности в $\sqrt{2}$ раз по обе стороны от резонансной частоты. Нерезонансные, или широкополосные, приёмные преобразователи работают обычно в области частот, лежащей ниже их первой собственной частоты; чувствительность их в этой области практически постоянна и падает лишь на самых низких частотах из-за шумящего влияния электр. цепей. Для расширения рабочей полосы час-

тот П. у. необходимо максимально возможное увеличение их резонансной частоты, связанное в первую очередь с уменьшением размеров самого приёмного элемента. Широкая частотная полоса нужна для неискажённого приёма сложных сигналов, спектр к-рых содержит большое число составляющих (напр., для приёма импульсных сигналов). Зависимость чувствительности П. у. от ориентации его в звуковом поле характеризует его *направленность*.

При использовании П. у. бывает желательно, чтобы они по возможности не искажали звуковое поле. Это условие легко реализуется при размерах П. у., много меньших длины волны в среде. Однако и для относительно больших П. у. существуют методы калибровки (т. н. калибровка «по полю»), позволяющие получать значения характеризующих звуковое поле величин, к-рые были бы в отсутствии возмущений, вносимых приёмным элементом. К П. у. могут предъявляться и нек-рые специальные требования: возможность проводить измерения при очень низких или очень высоких темп-рах и давлениях, в агрессивных средах, в условиях сильных вибраций и т. п. Для уменьшения влияния приёмного элемента на акустич. поле, а также для возможности проведения измерений в средах, оказывающих неблагоприятное воздействие на преобразователь, используют т. н. акустич. зонды, буферы и др. Зонд (буфер) представляет собой тонкую трубку (или твёрдый стержень), один конец к-рой помещается в исследуемую точку звукового поля, а второй соединяется с преобразователем. Для уменьшения отражений за преобразователем к трубке присоединяется длинный звукопровод, обладающий значительным поглощением.

Выбор типа П. у. для измерений зависит от среды, области частот, предполагаемой интенсивности УЗ, уровня и характера помех и ряда других условий.

В зависимости от среды, в к-рой применяются приёмники звука, их подразделяют на приёмники для воздушной среды — микрофоны, для жидкости — *гидрофоны* и для твёрдых тел.

Для воздушной среды чаще всего используются электростатич. и электро-

динамич. приёмники с чувствительностью от единиц до десятков мВ/Па, реже — пьезоэлектрические, приёмный элемент к-рых работает, как правило, на изгибных колебаниях. Для гидрофонов в подавляющем большинстве случаев применяют пьезоэлектрич. преобразователи с чувствительностью от единиц мкВ/Па до единиц мВ/Па (от десятых долей до сотен мкВ·см²/дин); характерный динамич. диапазон их превышает 100 дБ. В мегагерцевой области частот при интенсивностях звука в жидкости больших $\sim 0,01$ Вт/см² могут быть использованы термич. приёмники, а также радиометры. В твёрдых телах, как правило, доступны исследованию лишь колебания и волны на поверхности (исключение составляют оптич. методы в прозрачных телах и нек-рые другие специальные методы). Для приёма УЗ-вых колебаний, вызванных волнами различных типов (объёмными продольными или сдвиговыми, поверхностными), в большинстве случаев используются пьезоэлектрич. контактные П. у. Такие приёмники могут служить для измерения амплитуды смещений поверхности (виброметры), колебательной скорости (велосиметры), ускорения (акселерометры). При этом в измерительных устройствах, применяемых в УЗ-вой технике, один и тот же П. у. часто используется в качестве виброметра, велосиметра и акселерометра путём применения соответствующей электронной схемы, выполняющей операцию дифференцирования или интегрирования. Минимальные измерения с помощью пьезоэлектрич. П. у. амплитуды смещений ограничиваются шумами и в области частот 1—10 МГц обычно составляют 10^{-6} — 10^{-7} мкм. Потери на однократное преобразование могут быть доведены до 2—3 дБ, однако, как правило, составляют 15—20 дБ. П. у. для твёрдых тел должны реагировать в основном на определённый тип волны, для чего используются пластики из пьезоэлектрич. кристаллов специальных срезов (напр., X-срез кварца или Z-срез ниобата лития для продольных волн, Y-срез кварца для сдвиговых) либо специальная поляризация пьезокерамич. преобразователей, специальные конфигурации электродов на пьезоэлементе (напр., встречно-штыревая система электродов для приёма по-

верхностных волн). Помимо прямого пьезоэффекта, являющегося основой работы большинства пьезоэлектрич. П. у., для измерения интенсивности в пьезополупроводниках иногда используется *акустоэлектрический эффект*. В области высоких УЗ-вых (≥ 100 МГц) и гиперзвуковых частот (в частности, в *акустоэлектронике*) в качестве П. у. применяются пьезоэлектрич. и магнитострикционные *плёночные преобразователи*, пьезополупроводниковые преобразователи различного типа, а также метод, основанный на возбуждении электромагнитных колебаний СВЧ-резонатора пьезополями, возникающими при приёме гиперзвука. В лабораторной практике и в УЗ-вой технике для абсолютных измерений амплитуд смещения применяются бесконтактные П. у. — электростатические (ёмкостные датчики) и индуктивные. Ёмкостные датчики позволяют измерять амплитуду смещения от 10^{-6} мкм и выше. Бесконтактные оптич. методы — интерференционные и методы оптич. гетеродинирования — с применением оптич. квантовых генераторов (лазеров) позволяют измерять амплитуды смещений поверхности от 10^{-5} — 10^{-6} мкм и выше с высокой точностью. Значительные амплитуды смещений порядка нескольких мкм или десятков мкм в области низких УЗ-вых частот измеряют с точностью не более 10% при помощи микроскопа по разметкой хорошо освещённой точки на боковой поверхности колеблющегося тела.

Индикаторы ультразвука. И. у. в газах и жидкостях могут служить различные вторичные эффекты, возникающие при относительно больших интенсивностях, напр. достаточно легко наблюдаемые *акустические течения*, эффект *дегазации* жидкости, появление на поверхности жидкости ряби, переходящей при дальнейшем увеличении интенсивности в фонтанирование (см. *Распыление*), наконец, кавитация с её разнообразными проявлениями в виде появления массы пульсирующих пузырьков, возникновения кавитационного шума, *звукolumинесценции*, эффектов *очистки* и *кавитационной эрозии* (эрозии помещённой в УЗ-вую ванну металлич. фольги позволяет судить о распределении акустич. поля). При значительной интенсивности индикация УЗ может быть

основана на тепловом эффекте, вызывающем плавление таких хорошо поглощающих УЗ легкоплавких веществ, как воск и парафин. Для индикации УЗ может служить и его разнообразное химич. действие, напр. выделение иода из нек-рых солей, легко обнаруживаемое по посинению нанесённого на пластинку слоя крахмала, или выделение хлора из его соединений, вызывающее пожелтение раствора. При этом интенсивность окраски, возникающей при сонохимич. реакции, используются и для количественной оценки интенсивности звука. Ускорение проявления фотографии, эмульсии под действием УЗ применяют в экспериментах для определения конфигурации УЗ-вого поля. Колебания твёрдых тел можно обнаружить с помощью напыленного на их поверхности мелкого порошка (ликоподия, песка и т. п.). Когда амплитуда ускорения поверхности и, следовательно, находящихся на ней частиц порошка становится равной ускорению земного притяжения, частицы начинают подпрыгивать на поверхности и концентрироваться в узлах колебаний, образуя *Хладни фигуры*, позволяющие судить о распределении амплитуды колебаний.

Обширные возможности для индикации УЗ представляют различные оптич. методы, применяемые от низких УЗ-вых до гиперзвуковых частот в широком динамич. диапазоне (см. *Визуализация звукового поля, Дифракция света на ультразвуке*). Дополнительными достоинствами этих методов являются возможность измерений внутри твёрдых тел, отсутствие возмущения акустич. поля, безынерционность, свобода от электромагнитных помех. Их применение, естественно, ограничено оптически прозрачными средами.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970.

И. П. Голямина, Л. К. Зарембо.

ПРОВОДИМОСТЬ акустическая — величина, обратная *импедансу акустическому*: удельная П. к.-л. поверхности — отношение *колебательной скорости частиц* на этой поверхности к *звуковому давлению*. Так, удельная П. сосредоточенной массовой нагрузки равна $i/\omega t$, где t — поверхностная плотность нагрузки, ω —

круговая частота колебаний, i — мнимая единица. Удельная П. сосредоточенной упругостной нагрузки, опёртой на абсолютную жёсткую стенку, равна $-i\omega/k$, где k — коэфф. упругости, рассчитанный на единицу площади поверхности. Акустич. П. используется при построении эквивалентных схем на основании 2-й системы электромеханических аналогий (см. *Электромеханические и электроакустические аналогии*), тогда как при построении их на основании 1-й системы аналогий используется акустич. импеданс.

Лит.: Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973.

ПРОДОЛЬНЫЕ ВОЛНЫ — волны, направление распространения к-рых совпадает с направлением смещений и скоростей частиц среды. П. в. являются, напр., *упругие волны*, распространяющиеся в газах и жидкостях.

ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ излучателя нулевого порядка — *объёмная скорость* малого по сравнению с длиной волны излучателя нулевого порядка, создающего то же звуковое поле, что и данный излучатель (см. *Излучение звука*). Для излучателя нулевого порядка конечного радиуса a модуль объёмной скорости V связан с его производительностью Q ф-лой:

$$V = Q[1 + (ka)^2]^{1/2},$$

где k — волновое число звука.

Лит.: Ржевский С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960.

ПУЧНОСТЬ — точка (линия, поверхность), в к-рой амплитуда той или иной величины, характеризующей данную *стоячую волну* (смещение, колебательная скорость, звуковое давление и т. п.), принимает максимальное значение.

ПЬЕЗОКЕРАМИКА — поликристаллические *сегнетоэлектрики*, обладающие после их поляризации в электрич. поле устойчивыми и хорошо выраженными пьезоэлектрич. свойствами. Способ изготовления П., её механич. свойства и структура аналогичны обычной керамике. По структуре неполяризованная П. представляет собой совокупность кристаллитов — зёрен со случайной ориентацией кристаллографич. осей, причём каждый кристаллит имеет сложную доменную структуру, а полная спонтанная поля-

ризация образца равна нулю (см. *Сегнетоэлектричество*).

В отсутствии поляризации сегнетоэлектрич. керамика не является *пьезоэлектриком*, т. к. в целом относится к системам, имеющим центр симметрии, однако обладает сильной *электрострикцией*. Зёрна имеют размеры 3—100 мкм и кристаллич. структуру, несколько искажённую на границах. Они разделены между собой межкристаллитной прослойкой. Размеры зёрен оказывают влияние на свойства П., причём, как правило, существенными для практики преимуществами обладает П. с мелкими зёрнами.

В процессе поляризации, т. е. выдержки керамики в сильном постоянном электрич. поле, электрич. моменты *доменов* всех зёрен ориентируются вдоль поля. После выключения поля эта преимущественная ориентация сохраняется благодаря гистерезису, и керамика приобретает полярную анизотропию, т. е. переводится в класс пьезоэлектриков с симметрией $6\text{mm}(C_{6v})$.

Большинство составов П. основано на химич. соединениях с ф-лой ABO_3 (напр., BaTiO_3 , PbTiO_3) с кристаллич. структурой типа перовскита и различных твёрдых растворов на их основе (напр., системы $\text{BaTiO}_3 - \text{CaTiO}_3$, $\text{BaTiO}_3 - \text{CaTiO}_3 - \text{CoCO}_3$, $\text{NaNbO}_3 - \text{KNbO}_3$). Особенно широко используются в качестве *пьезоэлектрических материалов* составы системы $\text{PbTiO}_3 - \text{PbZrO}_3$ (т. н. система PZT, или ЦТС). Практич. интерес представляет также ряд соединений с ф-лой AB_2O_6 , напр. PbNb_2O_6 , имеющих весьма высокую *Кюри точку* ($\sim 570^\circ\text{C}$), что позволяет создавать пьезоэлементы для работы при высоких темп-рах.

Процесс изготовления П. разделяется на несколько этапов. При осуществлении синтеза заданного сегнетоэлектрич. соединения исходное сырьё (окислы или соли, напр. двуокись титана и окись бария) измельчается и смешивается в количествах, соответствующих стехиометрич. составу соединения, а затем подвергается термич. обработке при темп-рах 900—1300 $^\circ\text{C}$, в процессе к-рой происходит химич. синтез. Используется также т. н. метод осаждения из водных растворов, при к-ром темп-ра синтеза благодаря идеальному перемешиванию компонент снижается до

750—1000 $^\circ\text{C}$. Из порошкообразного синтезированного материала прессованием (а также литьём под давлением) получают заготовки необходимой конфигурации и размеров для будущих *пьезоэлементов*, к-рые затем подвергаются обжигу по строго определённому температурному режиму, в большой степени определяющему свойства П. Механич. обработка детали после обжига обеспечивает ей точно заданную форму и размеры. На деталь наносятся электроды из серебра, никеля, платины и др., причём наибольшее распространение получил метод *вжигания* серебра. Для поляризации керамики к электродам подводится электрич. напряжение (напряжённость поля E составляет от 0,5 до 3 кВ/мм в зависимости от химич. состава и метода поляризации). С целью уменьшения E при поляризации образец нагревают до темп-р, близких к точке Кюри (т. к. при этом домены обладают большей подвижностью), а затем медленно охлаждают в присутствии поля. П. свойственно т. н. старение, т. е. изменение её параметров (диэлектрич. проницаемости, пьезомодулей) со временем, особенно заметное в первые несколько суток после изготовления и поляризации образцов, к-рое обусловлено изменением как механич. напряжений на границах между зёрнами, так и величины остаточной поляризации.

Изготовление сегнетоэлектриков в виде П. позволяет получить высокоэффективные пьезоэлементы с наперёд заданной конфигурацией, размерами и в определённых пределах — свойствами. П., выполненная на основе разнообразных химич. соединений (сегнетоэлектриков и их твёрдых растворов), — наиболее широко применяемый пьезоэлектрич. материал.

По электромеханич. свойствам различают т. н. сегнетомягкую П., обладающую высокими значениями пьезомодуля и диэлектрич. проницаемости, однако имеющую высокие электрич. потери, низкую механическую добротность и сильно выраженную нелинейность (напр., материалы ЦТСНВ-1, PZT-5Н, ТВ-1), и сегнетожесткую П. с низкими электрическими и механич. потерями и слабовыраженной нелинейностью при относительно невысоких пьезоэлектрич. модулях (наприн, ЦТС-23, PZT-8). Имеются также

материалы промежуточного типа, напр. ЦТВС-3.

Лит.: Серова И. А., Случевский В. С., Стрелец П. Л., Производство керамических пьезоэлементов, Л., 1959; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 3; Глоzman И. А., Пьезокерамика, 2 изд., М., 1972; Смажевская Е. Г., Фельдман Н. Б., Пьезоэлектрическая керамика, М., 1971; Яффе Б., Кук У., Яффе Г., Пьезоэлектрическая керамика, пер. с англ., М., 1974. Р. Е. Пасынков.

ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИК — полупроводниковый материал, обладающий пьезоэффектом. При распространении акустич. волны в П. переменные деформации и напряжения вследствие пьезоэффекта приводят к появлению электрич. поля, изменяющегося с той же периодичностью и действующего на электроны проводимости. В результате такого взаимодействия ультразвука с электронами проводимости возникает ряд эффектов, напр. дополнительное поглощение звука в полупроводнике, а также, при определённых условиях, происходит усиление звука (см. Усиление ультразвука в полупроводниках). П. являются кристаллы CdS, ZnO, CdTe, GaAs, GaSb и др.

ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — пьезоэлектрический преобразователь, представляющий собой объединённый носителями заряда тонкий слой пьезополупроводника. Обычно П. п. является вибратором пластинчатого типа, работающим на резонансной частоте продольных или поперечных колебаний по толщине пластины (слоя) в диапазоне частот от 10 МГц до 75 ГГц; могут применяться и фокусирующие П. п. Для П. п. применяются следующие материалы: CdS, ZnO, CdSe, GaAs, AlN, GaP, ZnS и Se.

На относительно низких УЗ-вых частотах, примерно до 50 МГц, излучение и приём УЗ-вых волн успешно осуществляются с помощью резонансных пьезодиэлектрич. пластин толщиной в $\frac{1}{2}\lambda$, где λ — длина звуковой волны в материале преобразователя (см. Пьезоэлемент). Но с увеличением частоты пластины становятся настолько тонкими и хрупкими, что их изготовление и практическое использование оказываются нецелесообразными. Напр., полуволновая кварцевая пластинка Х-среза на частоту 500 МГц должна иметь толщину около

6 мкм. Кроме того, при увеличении частоты на работу преобразователей начинают оказывать существенное влияние промежуточные слои, применяемые для создания акустич. контакта между пьезопластинкой и звукопроводом; это влияние может быть пренебрежимо малым только в том случае, если толщина слоёв достаточно мала по сравнению с λ . П. п. позволяет обойти эти трудности и существенно расширить диапазон применения пьезоэлектрич. преобразователей в сторону высоких частот.

Объединёнными носителями заряда тонкий слой (см. Объединённый слой) создают, используя свойство полупроводника локально изменять в достаточно ши-

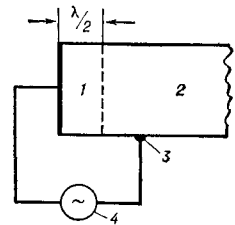


Рис. 1. Схема использования объединённого носителями заряда слоя пьезополупроводника в качестве электроакустического преобразователя: 1 — объединённый слой; 2 — звукопровод — базовый электрод; 3 — омический контакт; 4 — высокочастотный генератор.

роких пределах удельное электрич. сопротивление, почти не меняя при этом акустич. параметров, что в сочетании с пьезоэффектом позволяет объединить преобразователь и звукопровод в одну интегральную конструкцию. Объединённый слой может быть создан путём непосредственного осаждения высокоомной плёнки пьезополупроводника на звукопровод (плёночный преобразователь), с помощью диффузии компенсирующей примеси в низкоомный пьезополупроводниковый звукопровод (преобразователь с диффузионным слоем), путём создания запорного слоя на его поверхности (преобразователь с запирающим слоем) или эффекта поля (полевой преобразователь). В каждом из этих случаев преобразователь состоит из очень тонкого высокоомного слоя пьезополупроводника, образованного на поверхности низкоомного базового электрода (рис. 1). Высокочастотное электрич. напряжение, приложенное к такой структуре, почти полностью падает на высокоомном слое, а сам слой работает аналогич-

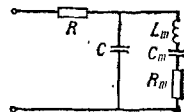
по резонансной кварцевой пластинке X- или Y-среза в зависимости от его кристаллографич. ориентации.

П. п. сочетают в себе достоинства резонансного пьезоэлектрич. преобразователя с преимуществами жёсткой монолитной конструкции и естественного акустич. контакта. П. п. характеризуются большой шириной полосы пропускания, превышающей в отдельных случаях 100% (напр., преобразователь с диффузионным слоем). Это преимущество реализуется только в том случае, если базовый кристалл-электрод, на к-ром образован высокоомный слой пьезополупроводника, одновременно является и звукопроводом. Однако часто для целей акустоэлектроники и по конструктивным соображениям П. п. и звукопровод изготавливают из различных материалов. В этом случае естественный акустич. контакт с звукопроводом образуется только у плёночного преобразователя. Другие типы П. п. формируются на тонких, но ещё достаточно прочных пластинках низкоомного пьезополупроводника (толщиной ~1 мм), к-рые затем приклеиваются к основному звукопроводу и служат базовым электродом П. п.

В отличие от пьезодиэлектрич. преобразователей удельное электрич. сопротивление ρ внутри П. п. распределено, вообще говоря, неравномерно, и характер распределения зависит от типа преобразователя и способа его изготовления. Вследствие этого резонансная частота преобразователя определяется не просто толщиной образца, как это имеет место в случае пьезодиэлектриков, а эффективной толщиной высокоомного, акустически активного слоя d . Обычно предполагают, что толщина слоя $d \ll$ поперечных размеров П. п. и что слой имеет форму плоской пластины, тогда и излучаемая акустическая волна тоже плоская. Если считать, что частота колебаний близка к резонансной, т. е. $d \approx (2n + 1)\lambda/2$ (n — целое число), что контактный слой между преобразователем и звукопроводом отсутствует и коэфф. электромеханич. связи K полупроводника мал, а преобразователь и звукопровод имеют приблизительно равные волновые сопротивления, то П. п. соответствует упрощённая эквивалентная электрич. схема (рис. 2), к-рая отличается от

схемы для пьезодиэлектрич. преобразователя только тем, что в ней имеется элемент, учитывающий активную электрич. проводимость пьезополупроводника, — сопротивление электрич. потерь П. п. R . Ёмкость заторможенного преобразователя $C = \epsilon S/d$ (где ϵ — абсолютная диэлектрич. проницаемость материала, S — площадь преобразователя) существует и в том

Рис. 2. Упрощённая эквивалентная электрическая схема тонкослойного пьезополупроводникового преобразователя.



случае, если материал не обладает пьезоэлектрич. свойствами.

При монотонном уменьшении ρ по толщине пьезополупроводникового образца выражения для d и R имеют вид:

$$d = \int_0^l \frac{[\rho(x)\epsilon\omega]^2 dx}{1 + [\rho(x)\epsilon\omega]^2},$$

$$R = \frac{1}{S} \int_0^l \frac{\rho(x) dx}{1 + [\rho(x)\epsilon\omega]^2},$$

где ω — циклич. частота, x — координата, отсчитываемая в глубину пьезополупроводникового образца от его поверхности, l — полная толщина пьезополупроводникового образца. Основная резонансная частота П. п. $f_m = c/2d$, где c — скорость звука в материале полупроводника.

При возбуждении преобразователя на частоте, близкой к f_m , он обладает механич. реактивным сопротивлением, к-рому в эквивалентной схеме соответствуют индуктивность L_m и ёмкость C_m :

$$L_m = \frac{\pi}{16} \frac{X(f_m)}{f_m K^2}, \quad C_m = \frac{8}{\pi^2} CK^2,$$

где $X(f_m)$ — электрич. сопротивление ёмкости C на резонансной частоте. Сопротивление R_m в эквивалентной схеме соответствует всем видам механич. потерь, к-рые в идеальном случае обусловлены лишь излучением в звукопровод. Эквивалентное сопротивление акустич. излучения R_m и сопротивление ёмкости C на резонансной частоте преобразователя при одностороннем излучении связаны соотношением:

$$\frac{R_m}{X} = \frac{\pi}{4K^2} \cdot \frac{(\rho c)_{сп}}{(\rho c)_{лр}},$$

где $(\rho c)_{cp}$ и $(\rho c)_{пр}$ — волновые сопротивления среды и преобразователя соответственно.

Эффективность работы П. п. определяется в основном электрич. потерями, связанными с наличием активной электрич. проводимости в пьезополупроводниках, и потерями, обусловленными отражением части электрич. или акустич. энергии от преобразователя в режиме излучения или приёма соответственно. Потери на отражение зависят от согласования удельного электрич. (акустич.) импеданса преобразователя и волнового сопротивления электрич. (акустич.) тракта и могут быть, в принципе, сведены к минимуму выбором параметров преобразователя, сопротивлений его электрич. и акустич. нагрузок и применением согласующих устройств. Напр., для компенсации реактивного сопротивления преобразователя на резонансной частоте f_m иногда параллельно ему подключают компенсирующую индуктивность L такой величины, чтобы резонансная частота LC -контура совпала с f_m . Часто параллельный LC -контур одновременно выполняет роль трансформатора, согласующего активные составляющие сопротивлений излучателя и питающего его генератора или приёмника и его электрической нагрузки. Применяют и другие согласующие системы, напр. объёмный резонатор на высоких частотах. При этом добротность согласующего устройства должна быть достаточно большой и не снижать эффективности преобразователя. Электрич. потери в режиме одностроннего излучения на основной резонансной частоте характеризуются коэфф. α , выраженным в децибелах:

$$\alpha = 10 \lg \frac{W_0}{W_a} = 10 \lg \left[1 + \frac{\pi (\rho c)_{cp} R(f_m)}{4 K^2 (\rho c)_{пр} X(f_m)} \right],$$

где W_0 — электрич. мощность, потребляемая излучателем от генератора, W_a — мощность акустич. излучения в звукопровод. В режиме приёма при конечной величине сопротивления нагрузки R_n коэфф. электрич. потерь

$$\beta = 10 \lg \frac{W'_a}{W_n} = 10 \lg \left[1 + \frac{R(f_m)}{R_n} \right],$$

где W'_a — акустическая мощность, забираемая пьезоприёмником из звукопровода, W_n — электрич. мощность,

отдаваемая им в электрич. нагрузку. Если пьезоприёмник согласован с акустич. нагрузкой и отражение упругой волны отсутствует, то $W'_a = W_a$.

При работе П. п. на высоких частотах возникает ряд особенностей. Так, зачастую, вследствие малой величины d , входное сопротивление преобразователя становится столь малым, что возникает трудности в согласовании его с внешними электрич. цепями. Напр., у преобразователя продольных колебаний из CdS площадью 1 см^2 на частоте 1 ГГц $d = 2,3 \text{ мкм}$, и его входной импеданс представляет собой ёмкостное сопротивление $0,02 \text{ Ом}$, шунтированное активным сопротивлением в несколько Ом. Входное сопротивление преобразователя можно увеличивать, уменьшая его площадь S , однако при этом ухудшается направленность излучения, т. к. поперечные размеры преобразователя становятся сравнимы с длиной УЗ-вой волны.

В диапазонах УКВ и СВЧ используются элементы с распределёнными параметрами, в объёме к-рых запасается электрич. и магнитная энергия. Поскольку высокоомный слой П. п. занимает малую часть согласующего элемента, напр. объёмного СВЧ-резонатора, то лишь малая часть запасаемой электрич. энергии оказывается сосредоточенной в этом слое и может быть использована для преобразования. В свою очередь, в механич. энергию преобразуется лишь часть запасённой в высокоомном слое электрич. энергии, определяемая коэфф. элетромеханич. связи пьезополупроводника K . Поэтому общий коэфф. преобразования оказывается небольшим, и для уменьшения потерь в преобразование, а также для увеличения ширины полосы необходимо стремиться к увеличению K , фактора связи преобразователя с электрич. согласующим устройством и добротности последнего.

Хотя основным преимуществом П. п. является возможность получения тонкого высокоомного слоя в относительно толстом кристалле, толщина базовой части кристалла должна быть также по возможности малой, а его проводимость — большой, чтобы сопротивление базового электрода было минимальным и не вносило боль-

ших электрич. потерь. Дополнительный источник потерь обусловлен отсутствием резкой границы между слоями с большим и малым удельным электрич. сопротивлением. В этом отношении плёночный преобразователь может превосходить преобразователь с диффузионным слоем, поскольку можно принять специальные меры, чтобы акцепторы высокоомного слоя не диффундировали в базовый электрод и переход сохранялся резким. В случае преобразователя с диффузионным слоем вид границы между слоями с большим и малым удельным сопротивлением в значительной степени зависит от технологии изготовления.

П. п. находят широкое применение в акустоэлектронике, они используются в пассивных и активных УЗ-вых линиях задержки, в пьезоэлектрических усилителях, фильтрах, а также при исследованиях распространения гиперзвука в веществе, в частности в исследовании электрон-фононного взаимодействия.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, т. 1, ч. Б, М., 1967; Грищенко Е. К., «Акуст. ж.», 1968, т. 14, № 3, с. 385—89; 1969, т. 15, № 2, с. 212—18; Морозов А. И. и др., Пьезополупроводниковые преобразователи и их применение, М., 1973; Cohen M. G., Gordon E. I., «J. Appl. Phys.», 1967, ч. 38, № 5, p. 2340—44. Е. К. Грищенко.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКИ — анизотропные диэлектрики и полупроводники, обладающие пьезоэлектрич. свойствами (см. *Пьезоэлектричество*). Хорошо выраженный пьезоэффект наблюдается у монокристаллов, лишённых центра симметрии, и у поляризованных сегнетоэлектрич. поликристаллов — пьезокерамики. Эти П. имеют большое значение в технике и используются для изготовления пьезоэлектрических преобразователей. П., не имеющие кристаллич. структуры (некоторые полимеры и органич. диэлектрики), имеют слабо выраженный пьезоэффект и пока мало применяются в электроакустике. Известно более 1500 различных по химич. составу и свойствам кристаллич. П. Их классификация осуществляется прежде всего на основе принадлежности к тому или иному классу симметрии кристаллич. системы, к-рая существенно определяет пьезоэлектрич., диэлектрич. и механич. свойства кристалла. Для применения в технике наибольший интерес представляют следующие П.

Неполярные пьезоэлектрики характеризуются, как правило, малыми значениями относительной диэлектрич. проницаемости $\epsilon \sim 2,5-20$ и пьезомодулей $d \sim (2-5) \cdot 10^{-12}$ Кл/Н и соответственно малым коэфф. электромеханич. связи $K \sim 0,1-0,2$. Малые диэлектрич. потери и высокая механич. добротность (до 10^4), слабая зависимость свойств от темп-ры и давления благоприятствуют использованию этих П. в радиоэлектронике (электромеханич. фильтры и различные стабилизирующие устройства), а также в излучателях УЗ, работающих в области высоких частот (десятки МГц и выше). Наиболее важные представители неполярных П. — кварц, хлорат и бромат натрия, сульфат никеля, хлорид, бромид и иодид натрия. Нек-рые из П. имеют относительно высокую электроннодырочную проводимость и образуют группу пьезополупроводников (напр., сульфид и селенид кадмия, германат висмута, окись цинка), к-рые применяются в акустоэлектронике в качестве материала для пьезополупроводниковых преобразователей.

Полярные пьезоэлектрики (пироэлектрики — см. *Пироэлектричество*) подразделяются на линейные пироэлектрики и нелинейные (сегнетоэлектрики). Первые обладают собственным электрич. моментом, к-рый сохраняется при любых темп-рах, внешних электрич. полях и механич. напряжениях вплоть до химич. распада, плавления, электрич. пробоя или разрушения кристалла. Диэлектрич. и пьезоэлектрич. постоянные у пироэлектриков этой группы практически не зависят от электрич. поля и механич. напряжений, как и у неполярных П., но, как правило, имеют более высокие значения ($\epsilon \sim 10-30$ и d до $40 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н). Наиболее интересные их представители — турмалин, этилендиаминтарtrat, тартрат калия, сульфат лития. Пьезоэффект при всестороннем сжатии и растяжении — одно из важнейших преимуществ этих кристаллов, к-рое ранее использовалось при создании низкочастотных датчиков давления.

Сегнетоэлектрики отличаются от линейных пироэлектриков относительно малой устойчивостью состояния с отличным от нуля собствен-

ным электрич. моментом (спонтанной поляризации). Поэтому имеется возможность перевода кристалла в неполярное состояние или изменения направления его поляризации в результате изменения темп-ры, приложения внешнего поля или механич. напряжений. Сегнетоэлектрики обнаруживают заметные нелинейные свойства, т. е. зависимость параметров от внешних воздействий при относительно невысоких значениях электрич. полей и механич. напряжений. П. этой группы обладают весьма высокими относительными диэлектрич. проницаемостями ($\epsilon \sim 10^2 - 10^4$) и пьезомодулями (d до $600 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н), однако и большими, чем другие группы, электрич. и механич. потерями, а также заметной температурной зависимостью свойств. Различают два вида сегнетоэлектриков — монокристаллы и поляризованные поликристаллы (пьезокерамика).

Многие из сегнетоэлектрич. монокристаллов обнаруживают сильный пьезоэффект только после поляризации в электрич. поле, т. к. в обычном состоянии в них образуются области (домены) с противоположно направленными и взаимно компенсирующими друг друга электрич. моментами. Наиболее сильным пьезоэффектом обладают сегнетова соль, дигидрофосфат калия и аммония, триглицид сульфат, сульфоидид сурьмы. Обширная группа сегнетоэлектрич. монокристаллов с решёткой типа перовскита, напр. титанат бария и титанат свинца, ниобат натрия, как правило, в качестве материалов для электроакустич. преобразователей не применяются. Эти соединения широко используются в виде пьезокерамики.

Среди пьезокерамики различных составов титанат бария и его твёрдые растворы (напр., с титанатом кальция) вытесняются системой твёрдых растворов титаната-цирконата свинца (PZT, или ЦТС), обладающей сильным пьезоэффектом. Путём введения малых добавок других ионов можно в широких пределах варьировать параметры пьезокерамики PZT и свойства изготовленных из неё пьезоэлектрич. преобразователей.

Представляет также интерес система твёрдых растворов на основе ниобатов и танталатов калия и натрия и некоторые другие перовскитовые струк-

туры. См. также *Пьезоэлектрические материалы*.

Лит.: Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке, пер. с англ., М., 1952; Физическая акустика, под ред. У. Мазона, т. 1, ч. А, М., 1966; Иона Ф., Ширани Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965; Желудев И. С., Основы сегнетоэлектричества, М., 1973; Яффе Б., Кук У., Яффе Г., Пьезоэлектрическая керамика, пер. с англ., М., 1974.
Р. Е. Пасынков.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ — кристаллические соединения (*диэлектрики и полупроводники*), обладающие хорошо выраженными пьезоэлектрич. свойствами (см. *Пьезоэлектричество*) и применяемые для изготовления *пьезоэлектрических преобразователей и пьезоэлементов*.

Пьезоэлектрич. кристаллы — окислы и соли, как правило, содержащие примеси, — достаточно широко распространены в природе в виде естественных минералов (кварц, турмалин, цинковая обманка и др.), однако в подавляющем большинстве важных для практики случаев П. м. синтезируются в лабораторных условиях или промышленными методами (сегнетова соль, пьезокерамика, ниобат лития и др.).

П. м. используются в технике для изготовления пьезоэлементов и пьезоэлектрич. преобразователей самого различного назначения: для гидролокации, УЗ-вой техники, *акустоэлектроники*. Для изготовления пьезоэлемента П. м. выбирают, сопоставляя параметры и характеристики, к-рые определяют эффективность и стабильность работы пьезоэлектрич. преобразователя с учётом его назначения и условий эксплуатации (см. табл.). Некоторые их параметры и характеристики существенно зависят от конструкции пьезоэлемента, определяющей взаимную ориентацию механич. сил и электрич. полей в пьезоэлектрике, поэтому при выборе П. м. необходимо сопоставлять параметры, соответствующие оптимальной для этого материала конструкции пьезоэлемента.

Свойства П. м. характеризуются следующими основными величинами: матрицами пьезомодулей d и диэлектрич. проницаемости ϵ , коэфф. упругой податливости S^E , скоростью распространения звуковых волн c (продольных, сдвиговых, поверхностных), тангенсом угла диэлектрич. потерь

$\text{tg} \delta$, механич. добротностью Q , плотностью ρ , предельно допустимой температурой Θ (темп-рой Кюри для сегнетоэлектриков). Во многих случаях оценить П. м. применительно к различным режимам и условиям работы пьезоэлектрич. преобразователя (в частности, в качестве приёмника или излучателя ультразвука) оказывается удобнее параметрами, в к-рые вышеперечисленные величины входят в виде различных комбинаций. К числу таких наиболее важных параметров относятся: 1) коэффициент электромеханической связи K_{ik} для квазистатич. режима. Его величина с достаточной точностью определяется выражением:

$$K_{ik} = \frac{d_{ik}}{\sqrt{\varepsilon_{ii}^{\sigma} \varepsilon_0 S_{kk}^E}},$$

где $\varepsilon_{ii}^{\sigma}$ — относительная диэлектрич. проницаемость вакуума (в системе СИ). Значение K_{ik} , определённое для случая, когда длина звуковой волны соизмерима с размерами пьезоэлемента (так называемый динамический коэфф. связи K_{ik}^d), оказывается иным, причём всегда $K_{ik}^d \leq K_{ik}$. 2) Величина $(d_{ik}/S_{kk}^E)^2$, определяющая чувствительность излучателя по напряжению. 3) Величина $K_{ik}^2/\text{tg} \delta$, которая входит в выражение электромеханического КПД преобразователей (чем она больше, тем выше КПД). 4) Величина $d_{ik}/\varepsilon_{ii}^{\sigma}$, определяющая чувствительность приёмника звука в режиме холостого хода.

5) Величина $d_{ik}/\sqrt{\varepsilon_{ii}^{\sigma}}$, определяющая минимальный сигнал, который может быть принят приёмником на фоне электрич. шумов схемы при оптимальном его согласовании со входом усилителя. 6) Механическая добротность Q , определяющая акустомеханич. КПД излучателя при заданной нагрузке, полосу частот пропускания электромеханич. фильтров, качество линий задержки.

Большое значение для мощных излучателей звука, и в особенности для излучателей, используемых в УЗ-вой технологии при малом сопротивлении акустич. нагрузки, имеет предельно допустимое механич. напряжение, к-рое зависит от механич. прочности материала при растяжении.

Для мощных излучателей весьма важна также амплитудная зависимость свойств материала, т. к. при наличии заметной амплитудной зависимости на-

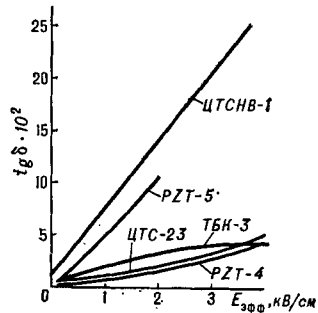


Рис. 1. Возрастание тангенса диэлектрических потерь с увеличением эффективного значения возбуждающего электрического поля.

рушается линейный режим работы преобразователя и происходит перекачка энергии в высшие гармоники. Особенно вредными эффектами в этом случае являются падение Q с ростом амплитуды механич. напряжения и увеличение $\text{tg} \delta$ с ростом амплитуды возбуждающего поля (рис. 1 и 2).

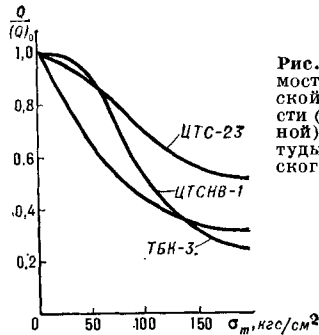


Рис. 2. Зависимость механической добротности (относительной) от амплитуды механического напряжения.

В излучателях, используемых в гидролокации и УЗ-вой технологии, важной характеристикой П. м. является также зависимость их свойств от статич. напряжений сжатия, обусловленных гидростатич. давлением среды или самой конструкцией пьезоэлектрич. преобразователя.

Кристаллы кварца, несмотря на их сравнительно низкие пьезоэлектрич. константы, применяются в тех случаях, когда требуются высокая меха-

Основные характеристики пьезоэлектрических материалов

Пьезоэлектрик	Параметры														Примечание
	Плотность ρ , 10^3 кг/м ³	Скорость звука c_{ii} , 10^3 м/с	Относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_{ii}^0	Коэффициент упругой податливости S_{kk}^E , 10^{-12} м ² /Н	Пьезомодуль d_{ik} , 10^{-12} Кл/Н	Тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$, 10^{-2}	Механическая добротность Q	Коэффициент электро-механической связи K_{ik}	Параметр излучения $(d_{ik}/S_{kk}^E)^2$, Кл ² /м ²	Параметр излучения $K_{ik}^2/\operatorname{tg} \delta$	Параметр приёма (d_{ik}/ϵ_{ii}^0) , 10^{-12} Кл/Н	Параметр приёма $(d_{ik}/\sqrt{\epsilon_{ii}^0})$, 10^{-12} Кл/Н	Температура Кюри Θ , °С	Статическая прочность на разрыв σ_p , 10^7 Н/м ²	
Кварц	2,6	5,47 ⁽¹¹⁾	4,5 ⁽¹¹⁾	12,77 ⁽¹¹⁾	2,31 ⁽¹¹⁾	< 0,5	> 10 ⁴	0,095	0,033 ⁽¹¹⁾	> 2,0	0,51	1,1	—	—	Срез 0° X
Дигидрофосфат аммония (ADP)	1,8	3,25 ⁽³³⁾	15,3	52,6 ⁽³³⁾	24,0 ^{(33)/2}	< 1	> 10 ²	0,28	0,21	> 8	1,1	6,1	+150	—	Срез 45° Z
Сульфат лития	2,05	4,7 ⁽⁸⁸⁾	10,3 ⁽²²⁾	22,5 ⁽²²⁾	16,3 ⁽²²⁾	< 1	> 10 ²	0,30	0,5	> 10	1,53	5,1	—	—	Срез 0° Y
Сегнетова соль	1,77	3,1 ⁽²²⁾	350 ⁽¹¹⁾	37 ⁽²²⁾	275	> 5	—	0,65	53,6	> 8	0,78	14,7	24-18	—	Срез 45° X при T = 55 °C распадается на химические составляющие
Сульфид сурьмы (0 °C)	5,2	1,5 ⁽³³⁾	2200 ⁽³³⁾	86 ⁽³³⁾	150 ⁽³¹⁾ 1300 ⁽³³⁾	5-10	50	0,8 ⁽³³⁾	225	6,4	0,07 ⁽³¹⁾ 0,59 ⁽³³⁾	3,2 ⁽³¹⁾ 27,6 ⁽³³⁾	19	—	Поляризован по оси Z
Ниобат лития	4,64	5,8 ⁽³³⁾	28,6 ⁽³³⁾ 84,6 ⁽¹¹⁾	5,03 ⁽³³⁾ 5,83 ⁽¹¹⁾	16,2 ⁽²²⁾ 7,1 ⁽³³⁾	—	> 10 ⁵	0,24 ⁽²²⁾ 0,32 ⁽³³⁾	—	—	—	—	1210	—	—
Пьезокерамика															
Титанат бария (ТВ-1)	5,3	$\frac{4,6}{4,2}$	1500	$\frac{8,9}{10,7}$	$\frac{45}{100}$	2-3	400	$\frac{0,2}{0,5}$	$\frac{26}{87}$	$\frac{1,3}{8,0}$	$\frac{0,03}{0,07}$	$\frac{1,16}{2,6}$	120	19,6	Пьезоэлементы поляризованы вдоль оси Z (оси 3)
Титанат бария кальциевый ТВК-3	5,4	$\frac{4,7}{4,4}$	1200	$\frac{8,4}{9,5}$	$\frac{51}{113}$	1,3-2,5	450	$\frac{0,17}{0,37}$	$\frac{37}{140}$	$\frac{1,2}{5,5}$	$\frac{0,042}{0,094}$	$\frac{1,47}{3,3}$	105	18,2	—

Группа типа платана-диэко- литата-ЦТС (PZT)	7,4	3,2 3,0	1100	13,2 15,0	75 150	0,75— 2,0	300	0,2 0,41	32 100	2 8,4	0,68 0,14	2,26 4,52	285	18,2
ЦТС-23 . . .	7,2	3,5 3,2	2300	11,3 13,5	160 320	1,2— 2,0	350	0,32 0,65	200 550	5,1 21	0,07 0,14	3,34 6,7	180	19,6
ЦТСНВ-1 . . .	7,3	2,9 2,6	2200	16,3 20,2	200 430	1,9— 9,0	60	0,34 0,72	150 450	1,3 5,7	0,091 0,2	4,26 9,2	250	19,6
PZT-5Н . . .	7,5	2,8 2,5	3400	17,0 21,3	274 590	2,0— 9,0	65	0,39 0,75	260 770	1,7 6,2	0,08 0,17	4,7 10,1	193	69,4*
PZT-8	7,6	3,4 3,1	1000	11,4 13,7	93 217	0,4— 0,7	1000	0,29 0,62	66 250	1,2 5,5	0,093 0,21	2,94 6,9	300	69,4*

Согласно данным
фирмы Клевайт
(США)

* — прочность на
изгиб

Примечание. Значения всех констант даны для температуры 16—20 °С; цифры в скобках у монокристаллов определяют индексы соответствующих тензорных характеристик, например $\frac{36}{2} d_{36}$, (11) — $S_{(11)}$; ϵ_{11} и т. д. Для пьезокерамики верхние значения постоянных имеют индексы (11) или (31), а нижние — (33), величины $d_{31} < 0$, $d_{33} > 0$. Значения $\lg \delta$ для кристаллов даны при поле $E < 0,05$ кВ/см; для пьезокерамики $\lg \delta$ дается в интервале $0,05 \leq E < 1$ кВ/см.

нич. добротность и стабильность по отношению к изменению темп-ры (напр., в электромеханич. фильтрах и различных стабилизирующих устройствах). В нек-рых случаях вместо кварца в фильтрах удаётся использовать более эффективную, но менее стабильную пьезокерамику. Кристаллы ADP, сульфата лития и сегнетовой соли как П. м. для излучателей и приёмников звука практически полностью вытеснены пьезокерамикой, ввиду её более высокой пьезоэлектрич. эффективности, стабильности и возможности промышленного изготовления из неё пьезоэлементов сложной конфигурации. Использование кристаллов сегнетовой соли, несмотря на их очень высокую чувствительность в режиме приёма, ограничено из-за низкой темп-ры Кюри, нестабильности их свойств, малой прочности и гигроскопичности. Кристаллы сегнетозлектрика — полупроводника сульфоиодида сурьмы $SbSI$ — обладают высоким пьезоэффектом при действии всестороннего давления и в этом качестве представляют интерес для гидроакустич. приёмников звука (*гидрофонов*).

Для мощных излучателей, в к-рых можно опасаться их разогрева, предпочитают пьезокерамику с высокой механич. добротностью, малыми электрич. потерями и большой величиной $K_{ik}^2 / \lg \delta$, т. е. ЦТС-23, PZT-8, ТВР-3 (см. табл.). В тех случаях, когда нагревание несущественно, а также в режиме приёма целесообразно применять пьезокерамику с высокими значениями пьезомодуля и соотношений $(d_{ih}/S_{kk}^E)^2$ и $d_{ih}/\sqrt{\epsilon_{ii}^0}$ — ЦТС-3, ЦТСНВ-1, PZT-5Н. На высоких частотах, когда резонансные размеры элементов малы, предпочтительны пьезокерамики с относительно высокой скоростью звука.

Наиболее сильно от темп-ры и давления зависят параметры сегнетовой соли и сульфоиодида сурьмы, что обусловлено близостью рабочих темп-р к Кюри точке (см. *Сегнетозлектричество*). У пьезокерамики, особенно у составов типа ЦТС, зависимости от темп-ры выражены не столь сильно, т. к. точка Кюри расположена в области достаточно высоких темп-р. Изменение резонансной частоты в интервале темп-р 30—40 °С до-

стигает 1,5—2,0% (у сегнетовой соли до 40%), пьезомодуля и диэлектрич. проницаемости — 10—20%. Зависимость параметров пьезокерамики от всестороннего давления весьма слаба, однако при действии одностороннего давления вдоль оси поляризации изменение (уменьшение) пьезомодулей различных составов при давлении 10^8 Н/м² может достигать 30—70%, а увеличение диэлектрической проницаемости — от 5 до 60%. При полях $E > 1$ кВ/см следует учитывать зависимость параметров пьезокерамики ϵ'' , d_{ik} , $\text{tg}\delta$ от величины E .

Искусственно выращиваемые кристаллы ниобата лития, танталата лития, германата свинца находят применение в УЗ-вой технике в области СВЧ диапазона (вплоть до ГГц) и в акустоэлектронике благодаря чрезвычайно малому затуханию в них акустических волн, как объёмных и сдвиговых, так и поверхностных.

Свойства этих кристаллов позволяют применять их и в акустооптике. Для пьезополупроводниковых преобразователей в линиях задержки и других устройствах акустоэлектроники используются CdS, ZnO, GaAs и др. полупроводниковые кристаллы, обладающие пьезоэффектом.

Лит.: Кэди У., Пьезоэлектричество и его практические применения, пер. с англ., М., 1949; Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуковой, пер. с англ., М., 1952; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 3; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972; Глозман И. А., Пьезокерамика, 2 изд., М., 1972; Смажневская Е. Г., Фельдман Н. Б., Пьезоэлектрическая керамика, М., 1971; Яффе В., Кук У., Яффе Г., Пьезоэлектрическая керамика, пер. с англ., М., 1974. Р. Е. Пасыков.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — электромеханический, или *электроакустический преобразователь*, действие к-рого основано на пьезоэлектрич. эффекте (см. *Пьезоэлектричество*). Основная часть П. п. состоит из отдельных или объединённых в группы электрически и механически связанных друг с другом *пьезоэлементов*. В свою очередь пьезоэлементы или их группы в зависимости от назначения и устройства П. п. могут быть конструктивно связаны с пассивными механич. элементами, напр. металлич. накладками, концен-

траторами колебаний, пластинами или оболочками, мембранами.

П. п. применяются в различных областях техники (УЗ-вой технологии и дефектоскопии, гидролокации, радиовещании, виброметрии, радиоэлектронике, а также в акустоэлектронике) в качестве *излучателей ультразвука* и приёмников, элементов *гидроакустических антенн*, микрофонов и гидрофонов, пьезоэлектрич. трансформаторов, резонаторов, фильтров и др. Соответственно этому весьма широк диапазон рабочих частот П. п. — от единиц Гц в сейсмич. исследованиях до ГГц в акустоэлектронике.

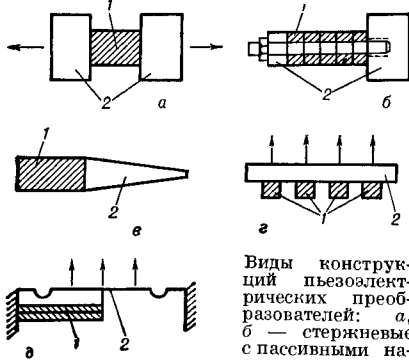
В зависимости от назначения и диапазона рабочих частот в П. п. используются различные *пьезоэлектрические материалы*. Наиболее широкое распространение получили П. п. из *пьезокерамики*, применение к-рой позволяет придавать П. п. необходимую форму, использовать различные виды деформаций и формы колебаний механич. систем (см. табл.) и обеспечивает высокую эффективность П. п.

П. п. — излучатели, вибраторы, резонаторы — используются в узком диапазоне частот вблизи *резонанса* их механич. системы, а П. п. — приёмники — в широком диапазоне частот вне резонанса. В зависимости от диапазона частот, назначения и условий работы применяются П. п. различных типов. В области высоких частот (> 100 кГц) преимущественно используют П. п. в виде оболочек и пластин, совершающих колебания по толщине (табл., № 1, а). На частотах выше 10 МГц и в гигагерцевом диапазоне используют специальные П. п. в виде весьма тонких пластин или плёнок из пьезополупроводниковых материалов (см. *Пьезополупроводниковые преобразователи*). При резонансных рабочих частотах ~ 40 —100 кГц применяются стержни, совершающие продольные колебания (табл., № 1, а, № 1, б), причём для уменьшения рабочих электрич. напряжений производят секционирование стержней — склеивание пьезоэлементов малой толщины при параллельном соединении их электродов (табл., № 1, б). При ещё более низких частотах используют составные П. п. в виде стержней, сочленённых с пассивными накладками (рис. а, б), что позволяет уменьшить габариты П. п. и улучшить условия его согласо-

вания с нагрузкой. Роль согласователя П. п. с нагрузкой в установках технологич. применения УЗ выполняют механич. трансформаторы скорости, в частности для увеличения амплитуды колебаний УЗ-вых инструментов, — концентраторы в виде стержневых переменного сечения (рис. в), в ваннах

частот ниже резонанса радиальных колебаний сферич. оболочку.

Расчёт П. п. как одного из видов электромеханич. преобразователей имеет целью установить связь между величинами электрическими (напряжения на электродах U , ток через преобразователь I) и механическими (приложенная к механич. системе сила F , смещение ξ или колебательная скорость v). При расчётах П. п. может быть замещён электромеханич. схемой, эквивалентной ему с точки зрения расчёта соотношения между электрич. и механич. (акустич.) величинами. При этом «ток» i_m чаще всего соответствует скорости колебаний нек-рой точки на поверхности механич. системы П. п., выбираемой в качестве центра приведения. Выражения для эквивалентных параметров П. п. (см. электромеханич. схему рис. 2 в статье *Электроакустический преобразователь*) даны в таблице, где $M_{эвк}$ и $C_{эвк}$ эквивалентные масса и податливость, n — коэфф. электромеханич. трансформации, e — динамич. диэлектрич. проницаемость.



Виды конструкций пьезоэлектрических преобразователей: а, б — стержневые с пассивными накладками, в — с концентратором, г — с диафрагмой, д — биморфные пластины с мембраной; 1 — пьезоэлементы, 2 — пассивные элементы.

УЗ-вой очистки — излучающие диафрагмы (рис. г). В качестве излучателей и приёмников звука (в водной среде) применяются П. п. в виде пьезокерамич. колец с использованием поперечного и продольного пьезоэффекта (табл., № 2), причём в последнем случае производят секционирование кольца. Такие П. п. работают в относительно широкой полосе частот и обладают ненаправленным излучением в плоскости, перпендикулярной оси кольца.

После определения эквивалентных параметров расчёт П. п. по эквивалентной схеме производится обычным для электротехники образом. Свойства П. п. как приёмника звука характеризуют величинами чувствительности холостого хода $\gamma_{хх} = U_{вых}/p$ (где p — звуковое давление в свободном поле) и внутреннего сопротивления $Z_{вн}$. На частотах ниже резонанса $|Z_{вн}| \approx 1/\omega C_{эл}$ (где $C_{эл}$ — электрическая ёмкость заторможенного преобразователя). Удельная чувствительность ниже резонанса равна: $\gamma_{уд} \approx \gamma_{хх} \sqrt{\omega C_{эл}}$.

В области частот ниже 5—10 кГц применяют П. п. в виде биморфных пластин, совершающих поперечные изгибные колебания (табл., № 5, 6 и рис. д) или крутильные колебания. Свойства таких П. п. существенно зависят от условий закрепления пластин. Как правило, пластинчатые П. п., работающие на колебаниях изгиба, используются в широкой полосе частот ниже частоты резонанса, но иногда — и как резонансные низкочастотные излучатели. П. п. в виде полых пьезокерамич. сфер, поляризованных по толщине (табл., № 3), применяются как широкополосные ненаправленные гидрофоны при работе на поперечном пьезоэффекте в диапазоне

Свойства П. п., используемых в качестве электромеханич. фильтров и резонаторов, существенно зависят от величин их эффективных коэффициентов электромеханической связи $K_{эфф}$ и механич. добротности $Q_{мех}$. В соответствии со схемой рис. 2 (в ст. *Электроакустический преобразователь*) $K_{эфф}$ определяется соотношением:

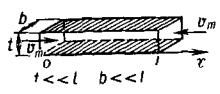
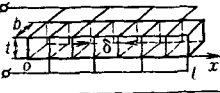
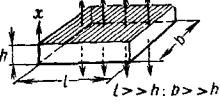
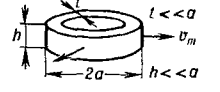
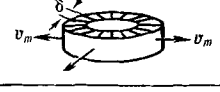
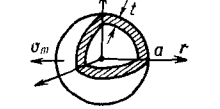
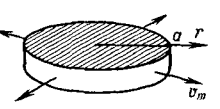
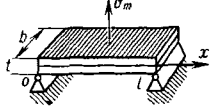
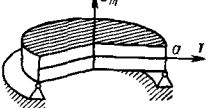
$$K_{эфф}^2 = \frac{1}{1 + C_{эл}/n^2 \cdot C_{эвк}}$$

добротность $Q_{мех}$ — выражением:

$$Q_{мех} = \omega_m M_{эвк}/r_{мп}$$

(где ω_m — резонансная круговая частота П. п., $r_{мп}$ — сопротивление трения), а механическая си-

Виды колебательных систем преобразователей и их

№	Вид пьезоэлектрических преобразователей	Форма колебаний	ε	n
1а		Низкие частоты $v(x) = v_m \left(1 - \frac{2x}{l}\right)$	$\varepsilon_{33}^{\sigma} - \frac{d_{33}^2}{S_{11}}$	$2b \cdot \frac{d_{31}}{S_{11}}$
		Область резонанса $v(x) = v_m \cos \frac{\pi x}{l}$		
1б		$v(x) = v_m \cdot \cos \frac{\pi x}{l}$	$\varepsilon_{33}^{\sigma} - \frac{d_{33}^2}{S_{33}}$	$2b \frac{t}{\delta} \cdot \frac{d_{33}}{S_{33}}$
1в		$v(x) = v_m \cdot \cos \frac{\pi x}{h}$	ε_{33}^{ξ}	$\frac{2bl}{h} \cdot \frac{d_{33}}{S_{33}}$
2		$v = v_m$	»	$2\pi h \cdot \frac{d_{31}}{S_{11}}$
				$\varepsilon_{33}^{\sigma} - \frac{d_{33}^2}{S_{33}}$
3		$v = v_m$	$\varepsilon_{33}^{\xi} + \frac{e_{33}^2}{C_{33}}$	$8\pi a \cdot \frac{d_{31}}{S_{11}}$
4		Первый резонанс $v(r) = v_m \frac{J_1(2,05r/a)}{J_1(2,05)}$	»	$2\pi a \cdot \frac{d_{31}}{S_{11} + S_{12}}$
		Второй резонанс $v(r) = v_m \frac{J_1(5,38r/a)}{J_1(5,38)}$		
5		$v(x) = v_m \sin \frac{\pi x}{l}$	»	$\frac{\pi bt}{2l} \frac{d_{31}}{S_{11} + S_{12}}$
6		$v(r) = v_m [1,04 \cdot J_0(2,2r/a) - 0,04 \cdot I_0(2,2r/a)]$	»	$\frac{9t}{4} \cdot \frac{d_{31}}{S_{11} + S_{12}}$

Примечание. M — полная масса преобразователя; v — скорость колебаний; упругие податливости при постоянной напряженности электрического поля, ε^{σ} и ε^{ξ} — и замкнутого пьезоэлемента, K_{33} — коэффициент электромеханической связи; ε_{33} — пьезоэффект при постоянной напряженности электрического поля; J и I — функции Бесселя 1-го и

характеристики

$M_{экр}$	$C_{экр}$
$\frac{M}{3}$	$\frac{l \cdot S_{11}}{2bt}$
$\frac{M}{2}$	$\frac{2S_{11} \cdot l}{\pi^2 bt}$
$\frac{M}{2}$	$\frac{2S_{33} l}{\pi^2 bt}$
$\frac{M}{2}$	$\frac{2S_{33} \cdot l}{\pi^2 bt} \cdot \frac{1 - K_{33}^2}{1 - \frac{8}{\pi^2} K_{33}^2}$
II	$\frac{a \cdot S_{11}}{2\pi h t}$
	$\frac{a \cdot S_{33}}{2\pi h t}$
M	$\frac{S_{11} + S_{12}}{8\pi t}$
0,8 M	$\frac{S_{11}^2 - S_{12}^2}{3,2\pi h S_{11}}$
0,97 M	$\frac{S_{11}^2 - S_{12}^2}{28\pi h S_{11}}$
0,5 M	$\frac{24l^3}{\pi^2 b t^3} \cdot \frac{S_{11}^2 - S_{12}^2}{S_{11}}$
0,3 M	$\frac{12a^2}{23t^3} \cdot \frac{S_{11}^2 - S_{12}^2}{S_{11}}$

d — пьезоэлектрические модули, S (или S^E) — диэлектрические проницаемости свободного трикратная постоянная, C_{33} — модуль упруго-го рода соответственно.

ла П. п. — излучателя — величиной: $F_{мд} = Un \sim Ed/S^E$ (E — напряжённость электрич. поля, d и S^E — соответствующие пьезомодуль и упругая постоянная материала). Кпд П. п. существенно зависит от величины сопротивления нагрузки r_n , на к-рую работает преобразователь, и от величин механич. $r_{мп}$ и электрич. $R_{эп}$ сопротивлений преобразователя, к-рые определяются соотношениями:

$$r_{мп} = \omega M_{экр} / Q_{мех},$$

$$R_{эп} = 1 / \omega C_{эп} \cdot \operatorname{tg} \delta,$$

где δ — угол диэлектрич. потерь в П. п.

При наиболее распространённых условиях использования П. п. кпд может иметь величину 40—70%. Максимальная мощность, к-рую может развивать П. п., ограничивается величинами допустимых напряжённостей электрич. поля $E_{доп}$ и механич. динамич. напряжений $\sigma_{доп}$ (поскольку $v_m \sim \sigma_{доп}$) в П. п., а также его разогревом.

Для увеличения динамич. прочности П. п. упрочняют путём создания в них механич. напряжений сжатия, напр., на стержневых преобразователях из пьезокерамики достигается с помощью стяжного болта (рис. б). Значения напряжений сжатия при такой стяжке определяются как пьезоматериалом, свойства к-рого не должны существенно изменяться, так и конструкцией П. п.

Величины ограничивающих факторов существенно зависят от выбора материала и от уровня технологии изготовления П. п. У современных П. п. из керамики ТБК-3 они достигают: $E_{доп} = 2 \cdot 10^6$ В/м, $\sigma_{доп} = 7 \cdot 10^7$ Н/м² для несклеенных пьезоэлементов, $\sigma_{доп} = 35 \cdot 10^7$ Н/м² при упрочнении поджатием с $\sigma = \sigma_{доп}$. Интенсивность излучения в воду пьезокерамич. преобразователей наиболее распространённого типа в диапазоне частот ~ 10 кГц может достигать 5—10 Вт/см², чувствительность широкополосных гидрофонов из пьезокерамики в килогерцевом диапазоне составляет 100—200 мкВ/Па.

Лит.: Гутин Л. Я., Избр. труды, М., 1977; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; Харкевич А. А., Теория преобразователей, М.—Л., 1948; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972. Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков,

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСТВО — возникновение электрич. поляризации (индукции) под действием механич. напряжений или возникновение деформации под действием электрич. поля в нек-рых анизотропных диэлектриках и полупроводниках. Если пьезоэлектрич. пластинку, вырезанную определённым образом (см. *Пьезоэлемент*), подвергнуть действию механич. напряжений (сжатию, растяжению, сдвигу), то на её поверхности появляются электрич. заряды, обусловленные поляризацией, — т. н. прямой пьезоэффект; а при внесении пластинки в электрич. поле возникает деформация, линейно зависящая от напряжённости электрич. поля, — обратный пьезоэффект. Механизм пьезоэффекта объясняется возникновением или изменением дипольного момента элементарной ячейки кристаллич. решётки в результате смещения зарядов под действием механич. напряжений (прямой пьезоэффект). При действии электрич. поля на элементарные заряды в ячейке происходит их перемещение и как следствие — изменение средних расстояний между ними, т. е. деформация (обратный пьезоэффект). Пьезоэлектрич. эффект был открыт в 1880 П. и Ж. Кюри, наблюдавшими его у кварца и нек-рых др. кристаллов. Известно более 1500 соединений, обладающих пьезоэлектрич. эффектом.

Необходимое условие существования пьезоэлектрич. эффекта — отсутствие у кристалла центра симметрии. Только в этом случае приложение механич. напряжений может привести к появлению нескомпенсированного электрич. заряда, т. е. к возникновению поляризации. В ряде сложных кристаллич. структур электрич. заряды располагаются столь несимметрично, что даже в отсутствии внешних воздействий «центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов не совпадают, т. е. кристаллы самопроизвольно (спонтанно) поляризуются. Такие диэлектрики наз. пьезоэлектриками (см. *Пьезоэлектричество*). Деформация же под действием электрич. поля наблюдается у всех веществ, независимо от симметрии. Поэтому обратный пьезоэффект необходимо отличать от *электрострикции*, к-рая имеет место у всех диэлектриков и, в частности, у кристаллов с центром симметрии.

Все кристаллы по свойствам симметрии разделены на 32 класса, из них кристаллы 20 классов не имеют центра симметрии и являются пьезоэлектриками; в это число входят 10 классов пьезоэлектриков (напр., диэлектрик турмалин), в частности сегнетоэлектрики (напр., титанат бария, сегнетова соль, дигидрофосфат калия), обладающие, как правило, наиболее сильно выраженным пьезоэффектом. Пьезоэлектрич. эффект наблюдается также у нек-рых полупроводников, напр. у сегнетоэлектрика — сульфодида сурьмы и пьезоэлектрика — сульфида кадмия. Однако у кристаллов с достаточно высокой электропроводностью наблюдение и использование пьезоэффекта затруднены из-за быстрой компенсации возникающих в них зарядов свободными электронами или ионами или невозможностью создания по аналогичной причине деформирующего кристалл электрического поля.

Следует различать естественный пьезоэффект, к-рый наблюдается у нек-рых монокристаллов (напр., у кварца, турмалина, сегнетовой соли), и искусственный пьезоэффект, к-рый может быть создан у нек-рых диэлектриков в результате образования т. н. пьезоэлектрич. текстуры, т. е. полярной анизотропии, достигаемой специальной обработкой электрич. полем (напр., поляризованные поликристаллич. сегнетоэлектрики — *пьезокерамика* и диэлектрики — *электроеты*) или механич. обработкой (напр., древесина с определённым образом ориентированными волокнами). Наиболее сильный пьезоэффект имеет место у нек-рых монокристаллов и у пьезокерамики; именно эти пьезоэлектрики широко используются в различных областях техники для возбуждения и приёма акустич. колебаний, в электромеханич. фильтрах, пьезотрансформаторах и т. д. (см. *Пьезоэлектрические преобразователи*).

При расчёте большинства устройств, работающих на основе пьезоэлектрич. эффекта, пьезоэлектрич. свойства диэлектриков и полупроводников выражаются обычно в виде линейной обратной связи между компонентами тензоров механич. напряжений σ или деформаций u , с одной стороны, и составляющими векторов электрич. поляризации P (индукции D) или элек-

трич. поля E — с другой. Феноменологич. теория П. основывается на представлениях об изменении термодинамич. состояния кристаллич. тела в результате внешних воздействий — приложения механич. напряжений, электрич. полей и изменения темп-ры. При этом ур-ний пьезоэффекта получаются из условий равновесия кристалла, т. е. минимумов соответствующих термодинамич. потенциалов, определяющих обратимые процессы, к-рые происходят в кристалле при изменении внешних условий. Эти термодинамич. потенциалы представляются в виде разложения в степенные ряды по соответствующим независимым переменным: составляющим вектора электрич. поля E_i или поляризации P_i и компонентам тензоров деформации u_k или механич. напряжения σ_k ($i = 1, 2, 3$ или $i = x, y, z$; $k = 1, \dots, 6$ или $k = xx, yy, zz, yz, xz, xy$). Ограничиваясь в разложении членами порядка не выше $P_i P_j, E_i E_j, \sigma_k \sigma_{k'}, \sigma_{kk'} P_i, u_k u_{k'}, u_k E_i$ и т. д., получают 8 ур-ний пьезоэффекта, к-рые в матричной форме имеют вид:

$$\begin{cases} \sigma = C^P u - h_t P & (1, a) \\ E = -hu + \eta^u P & (1, б) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \sigma = C^E u - e_t E & (2, a) \\ P = eu + \chi^u E & (2, б) \end{cases}$$

$$\begin{cases} u = S^P \sigma + g_t P & (3, a) \\ E = -g\sigma + \eta^P P & (3, б) \end{cases}$$

$$\begin{cases} u = S^E \sigma + d_t E & (4, a) \\ P = d\sigma + \chi^E E & (4, б) \end{cases}$$

Здесь $\sigma_k > 0$ и $u_k > 0$, если имеет место растяжение (при этом гидростатич. давление < 0); компоненты матриц имеют следующий смысл: $C_{kk'}$ и $C_{kk'}$, — постоянные упругости; $S_{kk'}$ и $S_{kk'}$, — коэфф. упругой податливости (модули упругости), значки P и E соответствуют постоянству поляризации (индукции) и поля ($k, k' = 1, \dots, 6$); η_{ij} , η_{ij} — обратные диэлектрич. восприимчивости соответственно при постоянстве деформации u или механич. напряжения σ ($i, j = 1, 2, 3$); h_{ik} , g_{ik} , e_{ik} , d_{ik} — пьезоэлектрич. постоянные; знак t обозначает транспонированную матрицу, т. е. перемену местами строк и столбцов. Вообще, для любой из величин имеют место соот-

ношения: $a_{ij} = a_{ji}$, $a_{kk'} = a_{k'k}$, но $a_{ik} \neq a_{ki}$. Величину d_{ik} наз. пьезомодулем. Если вместо поляризации в качестве переменных удобно использовать составляющие электрич. индукции D_i , то их можно ввести в ур-ния (1—4) на основе определения: $D = \epsilon E = E + 4\pi P$, где $\epsilon = \delta + 4\pi\chi$; $\delta = \begin{matrix} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{matrix}$, ϵ — тензор диэлектрич. проницаемости. В этом случае ур-ния (2,б) и (4,б) запишутся соответственно:

$$D = 4\pi eu + \epsilon^u E \quad \text{и} \quad D = 4\pi d\sigma + \epsilon^E E$$

(при использовании системы СИ множитель 4π опускается). Аналогичным образом, вводя тензор диэлектрич. проницаемости $\epsilon = \epsilon^{-1}$, можно переписать ур-ния (1) и (3). Выбор тех или иных ур-ний и соответственно постоянных диктуется физич. условиями, в к-рых находится пьезоэлектрик, т. е. граничными условиями. Например, при закреплении кристалла, когда некоторые или все компоненты $u_k = \text{const} = 0$, в расчётах следует использовать диэлектрич. восприимчивости χ^u или проницаемости ϵ^u . При закорачивании электродов поле $E = \text{const} = 0$, поэтому удобно пользоваться коэфф. упругой податливости $S_{kk'}$ и т. д. Наиболее сильные отличия между постоянными, определёнными при различных условиях, в которых находится пьезоэлектрик, наблюдаются у сегнетоэлектриков. Между матрицами указанных выше постоянных имеют место следующие соотношения:

$$\begin{aligned} h &= \eta^u e = gC^P, \quad e = \chi^u h = dC^E, \\ g &= \eta^P d = hS^P, \quad d = \chi^E g = eS^E, \\ S_{ik}^E &= S_{ik}^P + \sum_m g_{im} d_{mk}, \\ \eta_{ij}^u &= \eta_{ij}^P + \sum_m h_{im} g_{mj}. \end{aligned} \quad (5)$$

Принадлежность пьезоэлектрика к тому или иному классу кристаллич. симметрии, обозначенной с помощью принятой для этой цели международной символики, определяет количество различных членов в разложении термодинамич. потенциалов и соответственно этому — структуру матриц упругих, диэлектрич. и пьезоэлектрич. постоянных, фигурирующих в ур-ниях пьезоэффекта (1—4). Чем ниже симметрия кристалла, тем больше число

различных компонент матрицы пьезоэлектрич. постоянных, напр. для моноклинной системы (сульфат магния) это число равно 8, для тригональной (кварц) — 5, для тетрагональной (титанат бария) — 3.

Уравнения пьезоэффекта (1—4) справедливы в рамках линейной теории, т. е. при относительно слабых внешних воздействиях. При больших механич. напряжениях и электрич. полях следует не только учитывать более высокие степени в разложении термодинамич. потенциалов (при этом уравнения 1—4 становятся нелинейными), но и иметь в виду возможность появления необратимых изменений, напр. электрического, механического и электромеханического гистерезисов, что существенно для сегнетоэлектриков и, в частности, для некоторых разновидностей пьезокерамики. Кроме того, уравнения (1—4) справедливы лишь для статич. случая, т. е. для случая, когда входящие в них переменные не зависят от координат. Если в пьезоэлектрике возбуждаются упругие волны, то деформация, поляризация и соответственно все другие переменные не являются однородными, т. е. зависят от

Лит.: Кэди У., Пьезоэлектричество и его практические применения, пер. с англ., М., 1949; Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультраакустике, пер. с англ., М., 1952; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 3; Иона Ф., Ширане Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965; Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, Л., 1971; Желудев И. С., Физика кристаллических диэлектриков, М., 1968. Р. Е. Пасныков.

ПЬЕЗОЭЛЕМЕНТ — изготовленная из пьезоэлектрического материала деталь простой геометрич. формы (стержень, пластина, диск, цилиндр и т. п.) с нанесёнными на определённые её поверхности электродами, являющаяся основой пьезоэлектрического преобразователя. С электродов П. снимается электрич. заряд, образующийся при прямом пьезоэффекте, или к ним подводится электрич. напряжение для создания деформации в результате обратного пьезоэффекта. П. вырезается из кристалла или изготавливается из пьезокерамики таким образом (с учётом расположения электродов), чтобы взаимная ориентация механич. сил и электрич. полей (индукций) обеспечивала для данной кристаллич. системы, обладающей определённой симметрией, реализацию прямого или обратного пьезоэффекта с возникновением нормальных колебаний заданного типа. Напр., для создания

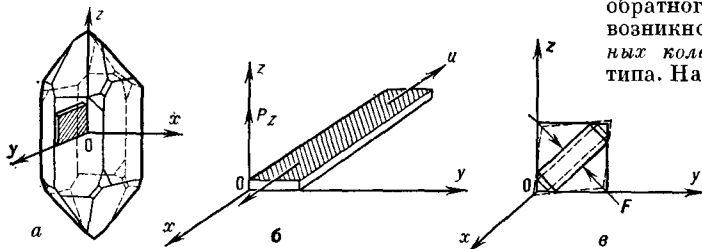


Рис. 1. Примеры срезов кристаллов и ориентация электродов по отношению к кристаллографическим осям.

координат, поэтому уравнениями (1—4) можно пользоваться лишь для малых элементов объема системы, внутри которых u_k , σ_k , D_i , E_i приближённо можно считать однородными величинами. В этом случае уравнения (1—4) наз. местными уравнениями пьезоэффекта. Если длина звуковой волны соизмерима с размерами колеблющегося образца пьезоэлектрика, то различные параметры, характеризующие пьезоэлектрич. преобразователь, — механич. и электрич. импедансы, коэфф. электромеханич. связи и др. — определяются в результате интегрирования уравнений движения элементарных объёмов пьезоэлемента совместно с местными уравнениями пьезоэффекта.

колебаний по толщине пластины кварца переменное напряжение подводится к электродам, нанесённым на её большие грани, причём пластина вырезается так, что ось x (рис. 1, а) кристалла совпадает с её толщиной (срез Ox), и, следовательно, величина деформации определяется пьезомодулем d_{11} . При возбуждении колебаний пьезокерамич. пластины по длине (рис. 1, б) электроды располагаются на больших её гранях, ориентированных перпендикулярно оси спонтанной поляризации P_z (ось z), и деформации в этом случае определяются пьезомодулем d_{31} ; колебания такой пластины по толщине определяются пьезомодулем d_{33} . При использовании кристаллов

сегнетовой соли (рис. 1, *б*) для приёма акустич. колебаний пластина вырезается так (45° X-срез), чтобы приложенная к узкой грани сила F вызывала в материале сдвиговое напряжение σ_{44} , и тогда на электродах, нанесённых на грани, перпендикулярные оси x , возникает заряд, определяемый пьезомодулем $d_{14}/2$.

Прямоугольная пластина (рис. 2, *а*) обычно используется для возбуждения или приёма акустич. волн на резонанс-

обычно работают на продольных колебаниях, реже — на поперечных (рис. 2, *ж*) и крутильных модах колебаний. Цилиндрич. и сферич. П. (рис. 2, *з* и 2, *и*) обычно работают на радиальных модах колебаний. В подавляющем большинстве случаев П., имеющие сложные конфигурации, напр. как на рис. 2, *г*, 2, *з* и 2, *и*, изготавливаются из *пьезокерамики*.

Электроды, выполняемые из различных неокисляющихся металлов, в зависимости от свойств пьезоэлектрика наносятся различными способами, напр.: методом напыления в вакууме; серебряная или золотая фольга приклеивается проводящим клеем; электроды пьезокерамики наносятся обычно вжиганием серебряной пасты до поляризации образца.

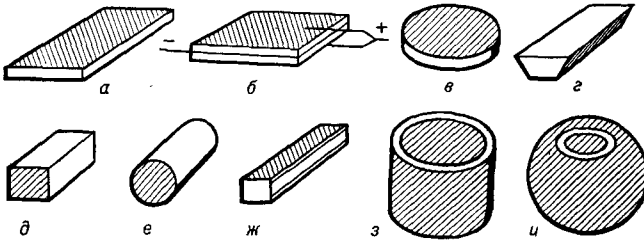


Рис. 2. Простейшие типы пьезоэлементов.

ных колебаниях по толщине, реже — для работы вблизи резонансов, определяемых её длиной или шириной (поверхности, на к-рые нанесены электроды, обозначены штриховкой). При работе в диапазоне низких частот часто используются изгибные моды колебаний; в этом случае две пластины склеиваются механически по большим граням, образуя т. н. биморфный элемент (рис. 2, *б*), электроды включаются так, чтобы возникающие при изгибе противоположные по знаку деформации выше и ниже средней плоскости возбуждали на электродах заряды одинакового знака. Круглые пластины (рис. 2, *в*) работают либо на толщинных, либо на радиальных модах колебаний. Трапециевидные пластины (рис. 2, *г*) применяются в качестве деталей составных колец, работающих на радиальных колебаниях в низкочастотном диапазоне. Прямоугольные и круглые стержни (рис. 2, *д* и 2, *е*)

Лит.: Кэди У., Пьезоэлектричество и его практические применения, пер. с англ., М., 1949; Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуковой технике, пер. с англ., М., 1952; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 3; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972; Афаньева А. А., Керамические приемники звука, М., 1963.
Р. Е. Пасынков.

ПЬЕЗОЭФФЕКТ — связь между электрич. поляризацией (индукцией) или электрич. полем и механич. напряжением или деформацией, к-рая наблюдается у некоторых диэлектриков и полупроводников. Во многих важных для практики случаях эту связь можно приближённо описывать линейными ур-ниями и считать обратной. Различают прямой П. — возникновение поляризации (индукции) под действием механич. напряжений и обратный П. — зависимость деформации пьезоэлектриков от электрич. поля (см. *Пьезоэлектричество*).

Р

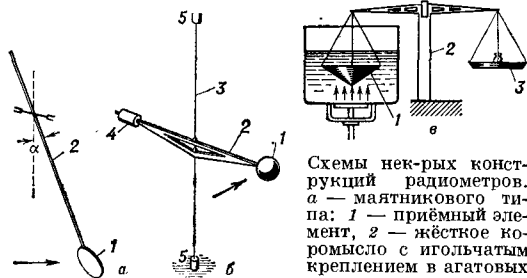
РАДИАЦИОННОЕ ДАВЛЕНИЕ — то же, что *давление звукового излучения*.

РАДИОМЕТР — прибор для определения *давления звукового излучения* и, следовательно, плотности звуковой энергии, интенсивности звука и других параметров волны. В звуковом поле возникает постоянное радиационное напряжение, пропорциональное плотности энергии звуковой волны. Поэтому на препятствие действует давление звукового излучения, вызывающее (в зависимости от формы, размеров и ориентации препятствия относительно направления распространения звука) постоянную радиационную силу F_p , на измерении которой и основано действие Р. Радиационная сила даже

важется силами, зависящими от конструкции Р.: в Р. маятникового типа (рис. а) — это компонента силы тяжести, возникающая при отклонении подвеса на угол α ; в Р. типа крутильных весов (рис. б) — это упругий момент закручивания нити; в ряде конструкций Р. упругая сила создаётся пластинчатой или спиральной пружиной, изгибом тонкого стеклянного волокна и т. п. В наиболее точных компенсационных Р. внешняя сила возвращает приёмный элемент в исходное положение равновесия. Простейший тип такого Р. — чувствительные рычажные весы (рис. в), где действие радиационной силы F_p на одну из чашек компенсируется разновесами на другой чашке. В крутильных весах приёмный элемент возвращают в исходное положение механич. раскручиванием нити подвеса. Более точны электродинамич. или электромагнитные системы компенсации. Напр., к подвижной системе Р. прикрепляется небольшая проволочная катушка, в которую входит жёстко закреплённый магнит. Подбирая направление и величину постоянного тока в катушке, компенсируют действие силы F_p силой взаимодействия поля катушки и магнита.

В Р. без компенсации малые смещения приёмного элемента определяют с помощью микроскопа, а малые повороты — по отклонению светового луча, отражающегося от зеркала на подвижной системе Р. По смещению или повороту можно вычислить радиационную силу, но более надёжным методом является тарировка Р., например лёгкими разновесами, которой пользуются также и в большинстве систем с компенсацией.

При определении средней плотности звуковой энергии E и интенсивности УЗ I необходимо принимать во внимание зависимость силы F_p от



Схемы некоторых конструкций радиометров. а — маятникового типа: 1 — приёмный элемент, 2 — жёсткое коромысло, 3 — упругая растянутая тонкая нить, 4 — грузик, уравновешивающий приёмный элемент, 5 — растяжки, регулирующие натяжение нити; в — типа рычажных весов: 1 — приёмный конический элемент, 2 — рычажные весы, 3 — чашка с разновесами. Стрелками показано направление распространения ультразвука.

подвеса; б — типа крутильных весов: 1 — приёмный элемент, 2 — жёсткое коромысло, 3 — упругая растянутая тонкая нить, 4 — грузик, уравновешивающий приёмный элемент, 5 — растяжки, регулирующие натяжение нити; в — типа рычажных весов: 1 — приёмный конический элемент, 2 — рычажные весы, 3 — чашка с разновесами. Стрелками показано направление распространения ультразвука.

в УЗ-вой волне большой интенсивности довольно мала, поэтому Р. представляют собой приборы, очень чувствительные к малым силам.

Существуют разнообразные конструкции Р. Приёмный элемент их обычно выполнен в виде лёгкого диска, шарика или конуса, размер которых d , как правило, много больше длины УЗ-вой волны λ . Радиационная сила смещает приёмный элемент из положения равновесия. При определённом отклонении действие её уравновеши-

ориентации приёмного элемента относительно направления распространения волны, от его формы и коэфф. отражения звука по амплитуде R и от соотношения его геометрич. размеров d и длины волны УЗ λ . В приёмном элементе в виде диска диаметром $d \gg \lambda$, плоскость к-рого ориентирована перпендикулярно направлению распространения УЗ, направление силы F_p совпадает с направлением распространения волны, а её величина равна:

$$F_p = (1 + R^2) ES = (1 + R^2) SI/c,$$

где S — скорость звука, S — площадь диска или площадь поперечного сечения УЗ-ового пучка (меньшая из площадей).

Метод P является одним из наиболее простых методов абсолютного измерения интенсивности УЗ в области средних и высоких частот. Чувствительность P не зависит от частоты, если величина R не зависит от частоты и если для всех частот соблюдается условие $d \gg \lambda$ (в противном случае необходимо вводить поправку на дифракцию УЗ на приёмном элементе). Показания P могут искажать акустические течения, влияние к-рых уменьшают применением непроницаемых для потока, но «прозрачных» для УЗ плёнок. Как всякая механич. система, P инерционна.

Минимальная интенсивность, измеряемая с помощью чувствительных P , лежит в области 10^{-4} – 10^{-5} Вт/см². В области больших интенсивностей динамич. диапазон P может быть расширен «загрублением» (увеличением веса приёмного элемента, увеличением с помощью дополнительных грузиков момента инерции приёмного элемента в P типа крутильных весов и др.).

Лит.: Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970; Романенко Е. В., Приемники ультразвука и методы их градуировки, в кн.: Источники мощного ультразвука, М., 1967. Л. К. Зарембо.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА — процесс перемещения в пространстве и во времени возмущений, имеющих место в звуковой волне. P у. описывается волновым ур-нием, к-рое для продольной волны имеет вид:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа, $p(x, y, z, t)$ — звуковое давление, c — скорость звука. Аналогичное ур-ние может быть написано для колебательного смещения частиц $\xi(x, y, z, t)$ и колебательной скорости частиц $v(x, y, z, t)$, а также для напряжений, смещений и скорости частиц в поперечной волне. Распространение плоской волны описывается одномерным волновым ур-нием:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

решение к-рого имеет вид:

$$p(x, t) = f_1(x - ct) + f_2(x + ct), \quad (3)$$

где f_1 и f_2 — произвольные ф-ции, обычно определяемые условиями на излучателе звука.

Простейший и очень важный вид волн — гармонические волны. Для них все величины являются синусоидальными ф-циями времени и пространства. Гармонич. волна может быть записана в виде:

$$A_1(r) e^{i(\omega t - kr)}, \quad (4)$$

где A_1 — амплитуда волны, r — радиус-вектор точки, ω — частота волны, k — волновой вектор.

$$k = \frac{\omega}{c} n, \quad (5)$$

где n — единичный вектор, перпендикулярный волновому фронту (волновая нормаль). Связь между ω и k , к-рая иногда наз. дисперсионным соотношением, справедлива для жидкостей, газов и изотропных твёрдых тел, не обладающих дисперсией скорости звука. При наличии дисперсии эта связь усложняется. В кристаллах соотношение ω и k имеет более сложный вид (см. *Распространение ультразвука* в кристаллах).

Если среда, в к-рой происходит P у., обладает вязкостью и теплопроводностью или же в ней имеются другие процессы внутреннего трения, приводящие к диссипации энергии, то при распространении волны происходит поглощение звука, к-рое обычно характеризуется экспоненциальным уменьшением амплитуды волны с расстоянием. При этом для плоской, бегущей вдоль оси x , гармонич. волны звуковое давление имеет вид:

$$p(x, t) = A_0 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - kx)},$$

где α — коэффициент поглощения звука.

Наряду с поглощением имеется целый ряд других процессов, приводящих к уменьшению амплитуды при Р. у., т. е. к *затуханию звука*. При распространении сферич. УЗ-вой волны от точечного источника звуковое давление убывает обратно пропорционально расстоянию r от источника, т. е.

$$p \sim (A/r) \cdot e^{i(\omega t - kr)},$$

при распространении цилиндрич. волны на расстоянии R от оси цилиндра

$$p \sim (A/\sqrt{kR}) \cdot e^{i(\omega t - kR)}.$$

При наличии границ между двумя средами или к.-л. препятствий на пути распространения волны происходит отражение, преломление и дифракция звука. Если в среде имеются неоднородности, то происходит *рассеяние звука*, к-рое может существенно изменить простую картину Р. у. и в конечном счёте также вызывать затухание волны в первоначальном направлении распространения. При Р. у. в трубах, слоях и других волноводах проявляется ряд особенностей, свойственных волноводному распространению, а именно отсутствие характерного для свободного пространства убывания амплитуды волны из-за сферич. расхождения и зависимость характера Р. у. от соотношения между длиной волны звука и размерами волновода.

Распространение *импульса акустического* произвольной формы обычно описывают путём разложения его по гармонич. составляющим. В среде без дисперсии форма импульса сохраняется неизменной, а при наличии дисперсии форма импульса искажается по мере распространения, т. к. вперёд убегают составляющие спектра, фазовая скорость к-рых больше.

При больших интенсивностях УЗ в его распространении появляются особенности, характерные для волн конечной амплитуды (см. *Нелинейные эффекты*). В частности, скорость распространения оказывается зависящей от амплитуды волны, что вызывает искажение профиля волны и образование ударных волн. Это приводит также к *нелинейному поглощению звука*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, М., 1953; Бреховский Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973.

А. Л. Полякова.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА в кристаллах имеет более сложный характер, чем в изотропной среде. Физич. свойства кристаллов, в т. ч. их упругость, анизотропны, т. е. зависят от направления в кристалле, при этом симметрия кристаллич. решётки обуславливает определённую симметрию физич. свойств кристалла. Скорость и поляризация звуковой волны в кристалле, затухание звука и направление потока энергии зависят от направления распространения волны относительно кристаллографич. осей. Раздел акустики, изучающий законы распространения ультразвуковых волн в кристаллах, называется *кристаллоакустикой*.

Направление смещения u атомов решётки в кристалле в общем случае не совпадает с направлением действия внешней силы F из-за анизотропии характеристик упругости (рис. 1).

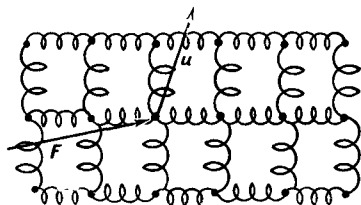


Рис. 1. Модель кристаллической решётки, иллюстрирующая связь внешней силы F , действующей на атомы решётки, и механического смещения u атома.

Действительно, если упругие силы, связывающие атомы друг с другом (на рисунке изображены пружинками), различаются по разным направлениям, то под действием внешней силы атомы, смещаясь, будут отклоняться от её направления в сторону меньшей упругости. Аналогично при распространении звуковой волны по кристаллу, в отличие от распространения в изотропном теле, колебательное смещение атомов решётки не совпадает в общем случае ни с направлением распространения волны, характеризуемым единичным вектором волновой нормали n , ни с плоскостью фронта волны.

На основании закона Гука в тензорной форме

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} u_{kl} \quad (1)$$

и второго закона Ньютона

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

можно получить волновое уравнение, описывающее распространение упругих волн в кристаллах:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l}, \quad (3)$$

где u_i — вектор колебательного смещения частиц в волне, u_{kl} — тензор деформации, σ_{ij} — тензор напряжений, C_{ijkl} — тензор модулей упругости, ρ — плотность кристалла. Для плоских волн распространение в анизотропном кристалле описывается матричным уравнением Грина — Криффеля:

$$(\Gamma_{ik} - \rho c^2 \delta_{ik}) u_k = 0, \quad (4)$$

где $\Gamma_{ik} = C_{ijkl} n_j n_l$, n_j , n_l — компоненты вектора волновой нормали, т. е. направляющие косинусы волнового вектора k , c — фазовая скорость, символ Кронекера $\delta_{ik} = 1$ при $i = k$ и 0 при $i \neq k$. Фазовая скорость упругих волн находится из равенства нулю определителя системы (4):

$$\text{Det} |\Gamma_{ik} - \rho c^2 \delta_{ik}| = 0. \quad (5)$$

В общем случае для данного направления распространения, определяемого вектором k , возможны три скорости для трёх волн (три собственных значения тензора Γ_{ik}), к-рым соответствуют три взаимно ортогональных собственных вектора $u^{(1)}$, $u^{(2)}$ и $u^{(3)}$ (рис. 2), характеризующих смещения частиц в этих волнах. Т. о., в каждом направлении в кристалле могут распространяться три волны с различными скоростями и с вполне определённой взаимно ортогональной поляризацией. Такие волны наз. и з о н о р м а л ь н ы м и, т. к. они имеют одно и то же направление распространения, т. е. одно и то же направление волновой нормали n . Векторы смещения в волне составляют нек-рый угол с направлением её распространения и с перпендикулярной этому направлению плоскостью. Волны, вектор колебательного смещения к-рых близок по направлению к волновой нормали, наз. к в а з и п о д о л ь н ы м и, а волны, векторы смещения к-рых поч-

ти перпендикулярны к направлению распространения, наз. к в а з и п о п е р е ч н ы м и. Фазовые скорости упругих волн в кристаллах сильно зависят от направления распростране-

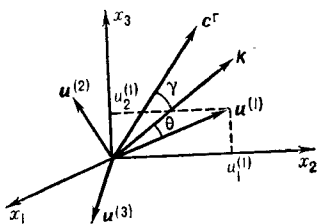


Рис. 2. Изонормальные волны в кристалле и определение углов: θ — между волновым вектором k и вектором смещения в волне $u^{(1)}$ и γ — между k и вектором групповой скорости c^g .

ния (рис. 3); при этом анизотропия фазовой скорости отражает симметрию характеристик упругости кристалла.

Вдоль направлений в кристаллах, соответствующих плоскостям и осям симметрии (см. *Симметрия кристаллов*) и иногда совпадающих с основными кристаллографич. осями, возможно распространение т. н. чистых волн,

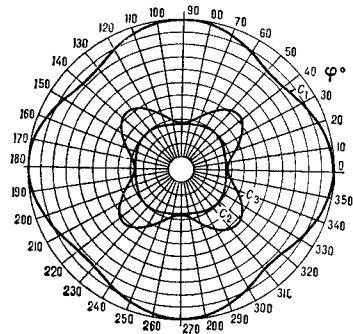


Рис. 3. Анизотропия фазовых скоростей продольной c_1 и поперечных c_2 и c_3 упругих волн в плоскости $[100]$ кристалла германия висмута.

векторы смещения к-рых либо коллинеарны волновому вектору (т. е. лежат на одной прямой или на параллельных прямых), либо нормальны к нему. Направление распространения чисто продольной волны в кристалле наз. продольной нормалью. В общем случае даже для чисто поперечных волн скорости двух поперечных волн в кристалле различны, при этом каждая

Скорость и поглощение ультразвуковых волн в некоторых кристаллах

Кристаллы	Плотность, г/см ³	Направление распространения	Тип волны	Фазовая скорость, 10 ³ см/с	Коефф. поглощения, дБ/см на частоте 1 ГГц при T=300 К	Теплопроводность, Вт/см·К	Температура Дебая, К	Коефф. электро-механической связи, К ²
Кварц	2,65	X	L	5,7	3,0	0,048	469	8,6 · 10 ⁻³
Ниобат лития	4,64	C	L	7,33	0,3	0,04	637	2,5 · 10 ⁻²
»	»	C	S	3,58	1,5	»	»	—
Сапфир	3,99	C	L	11,24	0,18	0,08	950	—
Рутыл	4,26	C	L	10,67	1,2	0,046	758	—
Алюмоиттриевый гранат	4,55	[100]	L	8,56	0,2	0,043	750	—
»	»	[100]	S	5,03	0,2	»	»	—
Железоиттриевый гранат	5,17	[100]	L	3,84	0,34	0,038	538	—
Германий	5,327	[100]	L	5,28	30	1,05	374	—
Кремний	2,33	[100]	L	8,43	10	0,54	674	—
Сульфид кадмия	4,82	C	L	4,5	—	0,159	214	2,4 · 10 ⁻²
»	»	[C	S	1,86	—	»	»	3,6 · 10 ⁻²
Германат висмута	9,2	[111]	L	3,302	6	—	—	3,97 · 10 ⁻²
»	»	[110]	S	1,77	5	—	—	11,3 · 10 ⁻²

из них имеет поляризацию, строго определённую характеристиками упругости кристалла. В случае произвольного поперечного смещения *u* на гра-

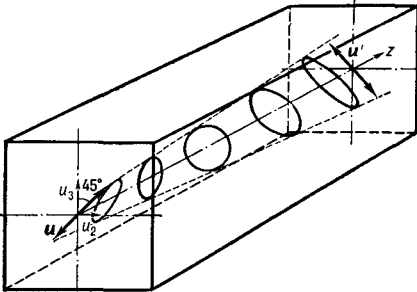


Рис. 4. Разложение произвольного поперечного смещения *u*, заданного на границах кристалла, на две изонормальные поперечные волны *u*₂ и *u*₃, распространяющиеся с различными скоростями *c*₂ и *c*₃, в результате чего линейно-поляризованная волна *u* преобразуется в эллиптически-поляризованную, а затем снова в линейно-поляризованную.

нице кристалла в нём распространяются две волны *u*₂ и *u*₃ с двумя различными скоростями *c*₂ и *c*₃ (рис. 4). В ряде направлений, отвечающих осям симметрии высокого порядка, скорости двух поперечных волн могут совпадать. В таких направлениях, наз. акустическими осями кристалла, возможно распространение поперечных волн с произвольной поляризацией, как в изотропном твёрдом теле. Акустич. осями в кристал-

лах являются, напр., оси 3-го, 4-го и 6-го порядков, это оси [111] (пространственные диагонали) в кубических кристаллах, оси Z (или C) в тетрагональных, гексагональных и тригональных кристаллах. При акустич. экспериментах или в УЗ-вых устройствах УЗ-вые волны в кристаллах обычно направляют вдоль акустич. осей или вдоль других чистых направлений. При нек-рой разориентации кристалла направление распространения сдвиговой волны не совпадает с акустич. осью. В этом случае возможно существование волн эллиптит. и круговой поляризаций (рис. 4).

Плотность потока энергии (вектор Умова) акустич. волны в кристалле определяется выражением:

$$I_i = -\sigma_{ik}v_k,$$

где *v*_k — колебательная скорость частиц в волне. Анизотропия характе-

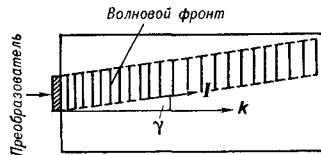


Рис. 5. Поток энергии *I* звуковой волны в анизотропном кристалле.

ристик упругости кристалла приводит к тому, что в отличие от изотропного твёрдого тела в кристаллах в общем случае направление вектора плотности потока энергии *I* не совпадает

с направлением волнового вектора k , т. е. имеется нек-рый (пространственный) угол γ между направлением потока энергии и потока волнового вектора (рис. 5). Вследствие этого даже при отсутствии дисперсии групповая скорость в кристаллах не совпадает с фазовой. Групповая скорость упругой волны в кристалле является скоростью потока энергии. Компоненты вектора групповой скорости c_i^Γ можно вычислить, пользуясь соотношением: $c_i^\Gamma = I_{ikh}n_k/\rho c$, где $I_{ih} = c_{ijkl}u_j u_l$. Между групповой и фазовой скоростями в кристалле всегда выполняется соотношение $c_i^\Gamma n_i = c$,

т. е. проекция вектора групповой скорости на направление распространения

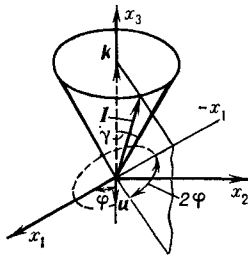


Рис. 6. Геометрия внутренней конической рефракции в кристаллах.

ния звука равна фазовой скорости. Угол γ между вектором групповой скорости и направлением распространения волны может составлять иногда десятки градусов. Характерно, что даже при распространении волн в направлениях симметрии высокого порядка, т. е. вдоль акустич. осей, поток энергии (акустич. луч) для сдвиговых волн может отклоняться от направления распространения волны, причём направление отклонения потока от волновой нормали зависит от поляризации волны (рис. 6). Это явление по аналогии с оптикой наз. внутренней конической рефракцией: при повороте плоскости поляризации поперечной волны акустич. луч также поворачивается, описывая при этом конус, являющийся геометрич. местом возможных направлений потока энергии. Угол конич. рефракции γ (на рис. 6) довольно большой и составляет в кварце $\sim 17^\circ$, в $\text{LiNbO}_3 \sim 8^\circ$, в $\text{NaCl} \sim 10^\circ$, в $\text{KCl} \sim 21^\circ$.

В пьезоэлектрич. кристаллах вместо закона Гука (1) надо пользоваться системой ур-ний состояния, включающих электр. поле и поляризацию (см. *Пьезоэлектричество*). В этом слу-

чае из-за влияния пьезоэффекта скорость распространения упругих волн несколько меняется, изменяется также значение групповой скорости. При этом поток энергии в пьезоэлектрич. кристаллах можно рассматривать состоящим из чисто упругой и взаимной энергии (энергии электромеханич. связи). Но в основном для пьезоэлектрич. кристаллов картина распространения объёмных упругих волн остаётся такой же, как и для непьезоэлектрич. кристаллов, т. е. в этом случае также возможны чистые, квазипродольные и квазипоперечные волны, конич. рефракция для акустич. осей 3-го порядка и т. д.

Анизотропия кристаллов усложняет также законы отражения и преломления упругих волн на границах раздела сред: углы падения и отражения могут быть разными, кроме того, падающая волна может при отражении и преломлении расщепляться на несколько волн разных типов, в т. ч. поверхностных (рис. 7). Закон преломления и отражения волн на границе раздела в общем случае можно записать так:

$$\frac{\sin \psi_1}{c_{L(S)}} = \frac{\sin \psi'_1}{c_{L'}} = \frac{\sin \psi'_2}{c_{S'}} = \frac{\sin \psi''_1}{c_{L''}} = \frac{\sin \psi''_2}{c_{S''}}$$

где ψ_1 — угол падения продольной L (или сдвиговой S) волны, скорость $c_{L(S)}$, ψ'_1 — угол отражения продольной волны L' со скоростью $c_{L'}$, ψ'_2 — угол отражения сдвиговой волны S' со скоростью $c_{S'}$, ψ''_1 — угол преломления продольной вол-

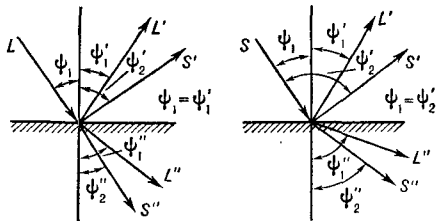


Рис. 7. Расщепление плоских продольной L и сдвиговой S волн при падении их на границу раздела двух твёрдых тел.

ны L'' со скоростью $c_{L''}$, ψ''_2 — угол преломления сдвиговой волны S'' со скоростью $c_{S''}$.

На высоких (гиперзвуковых) частотах пространственная периодичность кристаллич. решётки приводит

к пространственной дисперсии упругих волн. В этом случае упругая волна из плоскополяризованной может стать поляризованной по кругу, или циркулярнополяризованной, и может наблюдаться т. н. явление акустич. активности. Вдоль акустич. осей образуются две циркулярнополяризованные волны (лево и право поляризованные), к-рые имеют несколько различающиеся скорости. Результирующий вектор поляризации, возникающий в результате сдвига фаз из-за запаздывания одной волны по отношению к другой, оказывается повернутым на нек-рый угол ϕ , к-рый линейно растёт с проходом волной расстоянием l и пропорционален квадрату частоты звука. Экспериментально это явление обнаружено в кварце на гиперзвуковых частотах.

В кристаллах возможно существование нескольких типов *поверхностных волн*, для к-рых в большинстве случаев аналитич. решения получить невозможно и требуются численные расчёты на ЭВМ. Однако ряд общих закономерностей, характерных для объёмных волн в кристаллах, остаётся справедливым и для поверхностных волн, напр. влияние анизотропии кристалла на направление потока энергии.

Среди физич. механизмов, обуславливающих затухание звука в кристаллах, можно выделить следующие: *рассеяние звука* на микродефектах, поглощение, обусловленное термоупругими и тепловыми эффектами, *дислокационное поглощение*, поглощение, вызванное взаимодействием упругой волны с тепловыми колебаниями кристаллич. решётки — фононами (см. *Поглощение звука*); кроме того, в металлах и полупроводниках существует специфич. вид поглощения звука, обусловленный *взаимодействием ультразвука с электронами проводимости*; в ферромагнитных кристаллах дополнительное поглощение УЗ обусловлено движением доменных стенок и *спин-фононным взаимодействием*; в сегнетоэлектрич. кристаллах наблюдается специфич. возрастание поглощения вблизи точки фазового перехода (см. *Сегнетоэлектричество*).

В кристаллах поглощение звука, так же как и все другие физич. свойства, анизотропно и может быть описано введением тензора вязкости η_{ijkl} .

С учётом последнего закон Гука приобретает вид:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} u_{kl} + \eta_{ijkl} \frac{\partial u_{kl}}{\partial t}, \quad (6)$$

а распространение плоских волн частоты ω описывается ур-нием, аналогичным (4):

$$(\Gamma_{ik} + i\omega D_{ik} - \rho c^2 \delta_{ik}) u_k = 0, \quad (7)$$

где тензор диссипации D_{ik} определяется свёрткой тензора вязкости η_{ijkl} по направлениям вектора волновой нормали:

$$D_{ik} = \eta_{ijkl} n_j n_l.$$

В случае малого поглощения в ур-нии (7) можно разделить действительную и мнимую части:

$$\text{Det} |\Gamma_{ik} - \rho c^2 \delta_{ik}| = 0, \quad (8)$$

$$\text{Det} |D_{ik} - 2 \frac{\rho c^2}{\omega} \frac{\alpha}{k} \delta_{ik}| = 0. \quad (9)$$

Ур-ние (8), как и ур-ние (3), позволяет определить фазовую скорость УЗ-вых волн (их поляризацию), а ур-ние (9) — коэфф. поглощения каждой из изонормальных волн:

$$\alpha^m = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} D_{ik}^m,$$

где индекс $m = 1, 2, 3$ относится к одной из изонормальных волн, D_{ik}^m — собственные значения тензора диссипации D_{ik} .

При наличии поглощения звука групповая скорость упругой волны также становится комплексной. Компоненты тензора вязкости могут быть определены как экспериментально, так и из микроскопических (модельных) теорий, описывающих данный механизм поглощения звука. В нек-рых случаях необходимо применение нелинейной теории (см. *Нелинейное поглощение звука*). Нелинейная кристаллоакустика занимается исследованием распространения и взаимодействия УЗ-вых волн конечной амплитуды в кристаллах. Ур-ния нелинейной кристаллоакустики, как и в линейном случае, могут быть получены из ур-ния движения кристаллич. среды (3), но с использованием нелинейного закона Гука:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} u_{kl} + C_{ijklqr} u_{kl} u_{qr} + \dots$$

Здесь C_{ijklqr} — тензор 6-го ранга, т. н. тензор модулей упругости 3-го порядка. Методом последовательных

приближений можно получить урние, описывающее генерацию 2-й акустич. гармоники в кристалле, к-рая происходит в общем так же, как и в изотропной среде (см. *Нелинейные эффекты*), однако приводит к нек-рым особенностям. Наряду с генерацией акустич. гармоник *нелинейное взаимодействие* упругих волн в кристаллах приводит к преобразованию частоты, а также к комбинационному рассеянию звука на звуке. В пьезоэлектрич. кристаллах наряду с упругой нелинейностью необходимо учитывать т. н. пьезоэлектрич. нелинейность.

Исследование нелинейного взаимодействия упругих волн в кристаллах имеет значение не только для объяснения поглощения звука в кристаллах, но также для описания тепловых фононных взаимодействий и лежит в основе теории работы нового класса нелинейных акустич. устройств — корреляторов, конволуторов. УЗ-вые волны в кристаллах используются для создания УЗ-вых и гиперзвуковых *линий задержки*, акустооптич. устройств и др. устройств *акустоэлектроники*.

Лит.: Федоров Ф. И., Теория упругих волн в кристаллах, М., 1965; Най Дж., Физические свойства кристаллов, М., 1967; Александров К. С., Акустическая кристаллография, в сб.: Проблемы современной кристаллографии, М., 1975; Такер Дж., Рэмpton В., Гиперзвук в физике твердого тела, М., 1975; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Меркулов Л. Г., Яковлев Л. А., Особенности распространения и отражения ультразвуковых лучей в кристаллах, «Акуст. ж.», 1962, т. 8, № 1; Александров К. С., Распространение упругих волн по особым направлениям в кристаллах, «Кристаллография», 1956, № 1; Вужва А. Д., Лямов В. Е., Акустическая активность и другие эффекты, обусловленные пространственной дисперсией в кристаллах, там же, 1977, т. 22, № 1.

В. Е. Лямов, К. В. Гончаров.

РАСПЫЛЕНИЕ акустическое

— получение аэрозоля из жидкости с помощью акустических колебаний звукового и УЗ-вого диапазона. При Р. дисперсная фаза тонких суспензий и эмульсий, так же как и растворенные в жидкости вещества, переходит в аэрозоль. В соответствии с тем, как подводится акустич. энергия к зоне Р. — через жидкость или через газ, различают два способа Р. Первый способ подразделяется в свою очередь на две разновидности: Р. в слое и Р. в фонтане. В обоих этих

случаях образование капель аэрозоля происходит в результате их отрыва от гребней стоячих капиллярных волн конечной амплитуды на поверхности жидкости. Диаметр капель аэрозоля

$$d \approx 0,3\lambda_k, \text{ где } \lambda_k = \sqrt[3]{\frac{8\lambda\sigma}{\rho f^2}}$$

— длина капиллярной волны, σ — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность жидкости, f — частота звука.

При Р. в слое стоячие капиллярные волны частоты $0,5 f$ образуются на поверхности слоя жидкости, покрывающей пластину, колеблющуюся перпендикулярно своей плоскости с частотой f . С увеличением амплитуды колебаний пластинки амплитуда возбуждаемых волн монотонно нарастает, достигая через нек-рое время предельной величины, после чего волновое движение, возбуждаемое колебаниями, становится периодическим и устойчивым. При этом в отличие от линейного случая малых амплитуд гребни стоячих волн теряют свою синусоидальную форму и становятся похожими на сравнительно узкие язычки, напоминающие капли. С дальнейшим увеличением амплитуды происходит отделение капель жидкости от гребней таких волн. Обычно при Р. в слое используются колебания с частотой ~ десятков кГц, и диаметр капель составляет десятки мкм. Производительность акустич. Р. достигает нескольких литров и даже десятков литров в час, увеличиваясь с ростом амплитуды колебаний поверхности и уменьшаясь при переходе к более вязким жидкостям. Толщина слоя жидкости должна быть небольшой — долей мм, но не менее $\lambda_k/2$. Такой вид Р. применяют для приготовления порошков и в УЗ-вых форсунках для Р. жидкого топлива. В качестве распылительных устройств используются резонансные *пьезоэлектрические преобразователи* из пьезокерамики или *магнотриционные преобразователи* стержневого типа с концентраторами, имеющими канал по оси (рис. 1). Жидкость вводится в канал 5 в узловой плоскости концентратора и растекается слоем по поверхности фланца 4, к-рый играет роль колеблющейся пластины. Амплитуда колебаний составляет от 10 до 30 мкм.

При акустич. Р. в фонтане стоячие капиллярные волны конечной амплитуды возбуждаются на поверхности

струи, возникающей вследствие эффекта фонтанирования жидкости в месте попадания на её поверхность пучка мощных УЗ-вых волн, направленного

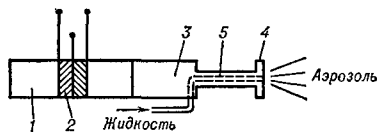


Рис. 1. Ультразвуковое устройство для распыления жидкого топлива: 1 — составной полуволевой пьезокерамический преобразователь; 2 — пьезокерамические пластины; 3 — полуволевой ступенчатый концентратор; 4 — колеблющаяся поверхность фланца, на которой происходит распыление; 5 — канал внутри концентратора.

из глубины. Капиллярные волны возникают лишь при наличии кавитации в струе УЗ-вого фонтана, т. к. непосредственной причиной их возбуждения являются периодич. гидравлич. удары при захлопывании кавитационных пузырьков. Для создания УЗ-вого фонтана используются частоты меггерцевого диапазона. Р. происходит в верхней части фонтана с образованием тонкого стойкого монодисперсного аэрозоля, размер капель к-рого составляет 2—4 мкм. Для получения аэрозоля этим способом удобны фокусирующие излучатели (см. Фокусировка звука) с резонансной частотой 1—3 МГц в виде волнугных пьезокерамич. пластин (рис. 2). Фокальное пятно излучателя располагается обычно несколько ниже поверхности жидкости. Распылительное устройство та-

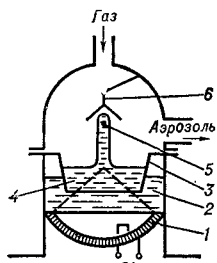


Рис. 2. Ультразвуковое устройство для распыления лекарственных веществ: 1 — фокусирующий пьезокерамический излучатель; 2 — промежуточная жидкая среда; 3 — ювота с звукопрозрачным дном; 4 — распыляемая жидкость; 5 — ультразвуковой фонтан; 6 — отражатель для ограничения высоты фонтана.

кого типа с фокусирующим излучателем имеет вместе с генератором небольшие размеры; энергетич. затраты их невелики (150 Вт). Производительность акустич. Р. для невязкой жид-

костей типа воды достигает нескольких сотен миллилитров в час. Применение ювет с дном из звукопрозрачной плёнки позволяет готовить аэрозоль из нескольких миллилитров жидкости. Подобные устройства применяются в ингаляторах (см. Терапия ультразвуковая), при спектральном анализе для создания высококачественного аэрозоля из небольших количеств жидкости.

Второй способ акустич. Р. связан с подведением акустич. колебаний к зоне Р. через газ. При этом обычно используются газоструйные излучатели, в активную зону к-рых подается жидкость (рис. 3). Помимо акустич. колебаний, жидкость подвергается воздействию газовых потоков, поэтому такой способ наз. также пневмоакустическим. Размер капель получаемого аэрозоля составляет десятки

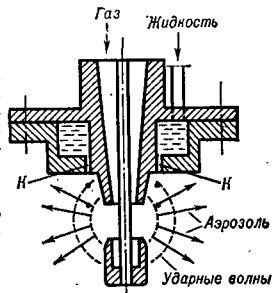


Рис. 3. Распылительное устройство со стержневым газоструйным излучателем: К — каналы, через которые жидкость поступает в область распыления.

и сотни мкм. Производительность установок — десятки и сотни л/ч. Газоструйные излучатели работают при давлении газа 1—5 атм. Диаметры капель уменьшаются при увеличении давления газа. Физич. механизм этого способа Р. не ясен. Предполагается, что в образовании аэрозоля принимают участие ударные акустич. волны, возникающие при работе излучателя. Этот способ находит применение в форсунках для мощных водогрейных котлов, для карбюрации в двигателях внутреннего сгорания и в распылительных сушилках.

Лит.: Э. Кнадиосянц О. К., Получение аэрозолей, в кн.: Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 3); L i e k e E. G., G r i e ß h a m m e r G., The formation of metal powders by ultrasonic atomization of molten metals, «Ultrasonics», 1967, v. 5; W i l c o x R. L., T a t e R. W., Liquid atomization in a high intensity sound field, «Amer. Inst. Chem. Engrs. J.», 1965, v. 11, № 1, p. 69—72.

О. К. Э. Кнадиосянц.

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА — возникновение дополнительных звуковых полей в результате дифракции звука на препятствиях, находящихся в среде, на неоднородностях среды, а также на неровных и неоднородных границах среды. Р. з. имеет место, если препятствия отличаются от среды либо сжимаемостью, либо плотностью, либо тем и другим. При наличии Р. з. результирующее звуковое поле можно представить в виде суммы первичной звуковой волны (существовавшей в отсутствие препятствий) и рассеянной (вторичной) волны, возникшей в результате взаимодействия первичной волны с препятствием. При наличии многих препятствий волны, рассеянные каждым из них, рассеиваются повторно и многократно другими препятствиями. Если вторичные волны малы по сравнению с первичной, а число препятствий не слишком велико, так что повторным Р. з. можно пренебречь, то Р. з. наз. однократным. Если накапливающиеся вторичные волны в сумме не остаются малыми и ими нельзя пренебрегать по сравнению с первичной волной, то говорят о многократном рассеянии. В первом случае задача расчёта поля рассеяния сводится к определению однократного Р. з. на каждом отдельном препятствии и сложению полученных полей. Задачу о расчёте многократного Р. з. удаётся решить только в простейших случаях.

Рассеивающую способность препятствия характеризуют сечением рассеяния σ — отношением мощности рассеянных волн к плотности потока энергии в первичной волне. Связь между размерами тела, являющегося препятствием, и его сечением рассеяния сильно зависит от соотношения между размерами этого тела и длиной волны звука. Для препятствий, сравнимых с длиной волны или больших неё, σ по порядку величины равно площади поперечного сечения тела, перпендикулярного направлению падения первичной волны. Для малых препятствий σ мало по сравнению с поперечным сечением тела, и их отношение по порядку величины равно $(ka)^4$, где k — волновое число звука, a — линейный размер тела. Отличие сжимаемости малого препятствия от сжимаемости среды приводит к пульсации рассеивающего тела, т. е. к монополь-

ному Р. з., а отличие его плотности от плотности среды вызывает дополнительное движение тела как целого (осцилляции) и, следовательно, дипольное Р. з. (см. *Звуковое поле*).

Особый случай — Р. з. на газовом пузырьке в жидкости при его резонансных пульсационных колебаниях. Сечение рассеяния пузырька при этом во много раз превышает его поперечное сечение. Напр., резонанс воздушного пузырька радиусом a в воде при атмосферном давлении наступает при $ka = 0,014$, а σ для пузырька оказывается равным $4\pi/k^2$, т. е. превосходит его поперечное сечение πa^2 в $4/(ka)^2 = 20\,000$ раз. Однако наличие потерь колебательной энергии в результате вязкости, теплопроводности и т. п. сильно снижает эту величину.

Р. з. на случайных неоднородностях среды вызывает распыление звукового пучка, что приводит также к затуханию звука по мере его распространения. На высоких частотах Р. з. на кристаллитах в поликристаллич. твёрдых телах позволяет обнаруживать области крупнозернистости; это явление может также создавать мешающий фон (т. н. структурный шум) при УЗ-вой дефектоскопии.

В гидроакустике существенно Р. з. на неоднородностях водной среды, на рыбах, планктоне и на других биологич. объектах в водной толще, а также на неровной поверхности волнующегося моря и на неровном и неоднородном дне (объёмная, поверхностная и донная реверберации). Морская реверберация может существенно маскировать акустич. сигнал, отражающийся от обнаруживаемого объекта при гидролокации.

При падении плоской волны на плоскую поверхность с периодическими неровностями или периодическими неоднородностями, помимо зеркально отражённой волны, образуются рассеянные плоские волны, бегущие в дискретных направлениях, определяемых углом падения первичной волны, её длиной и пространственным периодом неровностей или неоднородностей поверхности. Если этот период меньше половины длины волны первичного звука, рассеянные волны отсутствуют и влияние неровностей или неоднородностей сводится к некому возмущению суммарного поля падающей и зеркально отражённой волн,

заметному только вблизи поверхности, а также к нек-рому изменению фазы зеркально отражённой волны. В случае статистически неровных или неоднородных поверхностей Р. з. происходит по всем направлениям.

Лит.: Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974.

М. А. Исакович.

РАСХОДОМЕР УЛЬТРАЗВУКОВОЙ — прибор для определения скорости потока жидкости или газа в к.-л. трубопроводах или каналах с помощью УЗ. По принципу действия все УЗ-ые Р. могут быть условно разделены на три группы.

Работа первой группы Р. основана на измерении скорости распространения УЗ в движущейся среде, к-рая равна векторной сумме скорости звука c в неподвижной среде и скорости v движения среды. Для исключения погрешностей, обусловленных изменением c под действием различных факторов, скорость v определяют путём измерения скорости распространения УЗ в направлении потока и против него, причём эти измерения проводят либо одновременно в разных акустич. каналах, либо поочерёдно в одном и том же акустич. канале. В первом случае (рис. 1) в канале 1 осуществляется измерение векторной суммы скоростей (в пределах акустич. базы датчиков 2), а в канале 3 — измерение разности скоростей. Результаты измерений обрабатывают-

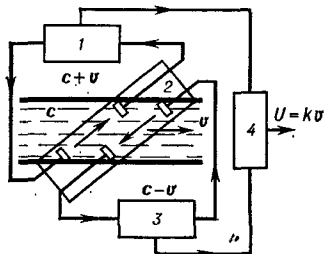


Рис. 1. Блок-схема ультразвукового расходомера с векторным сложением скоростей: 1 — канал суммарной скорости; 2 — датчик расходомера; 3 — канал разностной скорости; 4 — блок обработки результатов измерения.

ся в блоке 4, с выхода к-рого поступает сигнал, пропорциональный истинной скорости потока v . При использовании одного канала также можно одновременно измерять сумму и разность

скоростей, если использовать две различные рабочие частоты, однако эквивалентные акустич. базы в этом случае не будут одинаковыми, и их необходимо выравнять в электрич. каналах путём введения регулируемых элементов задержки. Измерение результирующей скорости распространения УЗ-вых волн может быть выполнено любым из известных способов измере-

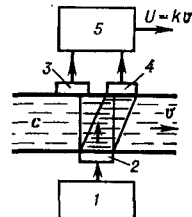


Рис. 2. Блок-схема ультразвукового расходомера со «сносом» ультразвукового пучка: 1 — генератор зондирующих импульсов; 2 — излучающий преобразователь; 3 и 4 — приёмные преобразователи; 5 — дифференциальный усилитель.

ния скорости УЗ, напр. фазовым, импульсным или их комбинацией.

Работа второй группы Р. основана на измерении величины «сноса» УЗ-вого пучка потоком контролируемой среды. Направление распространения УЗ-вых волн при этом перпендикулярно направлению скорости потока среды (рис. 2). Генератор 1 зондирующих импульсов рабочей частоты возбуждает излучающий преобразователь 2. Приёмные преобразователи 3 и 4 имеют одинаковые характеристики, а расположение и ориентация их таковы, что при $v = 0$ их выходные напряжения U одинаковы. Эти напряжения подаются на вход дифференциального усилителя 5, выходной сигнал к-рого пропорционален разности этих напряжений и, следовательно, скорости потока среды. УЗ-ые Р., работающие по принципу сложения скоростей и по «сносу» пучка, применяются для контроля и автоматизации технологич. процессов в химич., металлургич. и нефтеперерабатывающей промышленности. Нижняя граница интервала измеряемых значений скорости потоков составляет для Р. первой группы 0,2—0,5 м/с, для Р. второй группы — десятки м/с.

Третья группа Р. применяется для измерения скорости потока при контроле движения гетерогенных сред. Принцип действия этих Р. основан на использовании эффекта Доплера. УЗ-вые колебания, посылаемые по направлению потока, рассеиваются частицами среды и частично отра-

жаются обратно к излучающему преобразователю, рядом с к-рым помещается второй, приёмный. Принятый сигнал отличается от посланного по частоте, а величина частотного сдвига F пропорциональна скорости движения среды v , т. е. $F = 2fv/c$, где f — частота, а c — скорость распространения УЗ в среде. Такой способ измерения скорости потока применяется, в частности, в медицине и физиологии для определения скорости кровотока в крупных кровеносных сосудах. Эти измерения можно проводить бесконтактно, путём ввода УЗ под углом к контролируемому участку сосуда. Для вычисления истинного значения скорости необходимо учитывать величину этого угла, т. к. частотный сдвиг определяется проекцией вектора скорости на направление УЗ-вого луча. Следует отметить, что при измерении скорости потока доплеровским методом возникает целый спектр частот, происхождение к-рого обусловлено сложным характером распределения скоростей в зоне прозвучивания. Информация о распределении скоростей и об искомой средней скорости потока может быть получена из результатов спектрального анализа выходного сигнала доплеровского Р. Интервал измеряемых значений скорости может составлять для таких Р. от 0,01 до 100 м/с.

Погрешность измерений скорости потока УЗ-вых Р. достигает 2—5%, причём основной источник погрешностей — вариации скорости УЗ на контролируемом участке потока из-за изменения темпы или состава жидкости. Преимущества УЗ-вых Р.: отсутствие подвижных элементов в датчике Р., простота обеспечения условий взрывобезопасности, сохранение практически полного сечения трубопровода и потому весьма малое падение давления на участке расположения датчика. УЗ-вые Р. обладают малой инерционностью и могут применяться для контроля пульсирующих потоков. Основной недостаток Р., относящихся к двум первым группам, — снижение точности и надёжности при выделении осадков и пузырьков свободного газа на участках трубопровода, контактирующих с пьезопреобразователями.

Лит.: Биргер Г. И., Бражников Н. И., Ультразвуковые расходомеры, М., 1964; Канторович Э. Г., «Вопр. ра-

диоэлектроники. Сер. общетехнич.», 1972, в. 10, с. 68—77.

Б. Е. Михалёв, А. С. Химунин.

РЕЗАНИЕ ультразвуковое — один из видов *механической обработки* хрупких твёрдых материалов с применением УЗ.

РЕЗОНАНС — явление возрастания амплитуды *вынужденных колебаний* в к.-л. колебательной системе, наступающее при приближении частоты периодического внешнего воздействия к одной из частот собственных колебаний системы. Характер Р. существенно зависит от свойств колебательной системы. Наиболее просто Р. протекает, когда периодич. воздействию подвергается система с параметрами, не зависящими от состояния самой системы (т. н. линейные системы). Простейший пример такой системы с одной степенью свободы — масса m , подвешенная на пружине и находящаяся под действием гармонич. силы $F = F_0 \cos \omega t$ (рис. 1), или электрич. цепь, состоящая из последовательно соединённых индуктивности L , ёмкости C , сопротивления R и источника электродвижущей силы E , меняющейся по гармонич. закону (рис. 2). Для системы в виде массы на пружине ур-ние движения имеет вид:

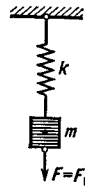


Рис. 1. Механическая колебательная система.

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + kx = F_0 \cos \omega t,$$

где x — смещение массы m от положения равновесия, \dot{x} — её скорость, \ddot{x} — ускорение, k — коэфф. упругости пружины, b — коэфф. трения (аналогичное ур-ние имеет место для колебательной системы в виде электрич. цепи). Решение этого ур-ния, соответствующее установившимся вынужденным колебаниям, имеет вид:

$$x = \frac{F_0}{k \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{b^2}{m^2} \frac{\omega^2}{\omega_0^4}}} \cos(\omega t + \varphi) = \frac{F_0}{k \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{\omega^2}{Q^2 \omega_0^2}}} \cdot \cos(\omega t + \varphi),$$

где ω_0 — собственная частота системы

при малом затухании: $\omega_0^2 = k/m$, Q — добротность колебательной системы,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b\omega}{k \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)} = \frac{\omega}{\omega_0 Q} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}$$

При медленном воздействии ($\omega \ll \omega_0$) амплитуда смещений $x_0 \approx F_0/k$, т. е. смещение массы соответствует статич. растяжению пружины под действием

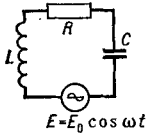


Рис. 2. Электрическая колебательная система с последовательным включением ёмкости C и индуктивности L .

силы F_0 . С увеличением ω амплитуда x_0 растёт, и, когда ω приближается к значению ω_0 (т. е. к значению частоты собственных колебаний при малом их затухании), амплитуда вынужденных колебаний достигает максимума — наступает P . Далее, с увеличением ω амплитуда монотонно убывает и при $\omega \rightarrow \infty$ стремится к нулю.

Амплитуда колебаний при R равна: $x_0 = F_0/b\omega_0 = F_0Q/k$, т. е. амплитуда колебаний при R тем больше, чем меньше затухание в системе (рис. 3) или чем больше её добротность. При увеличении затухания системы P становится

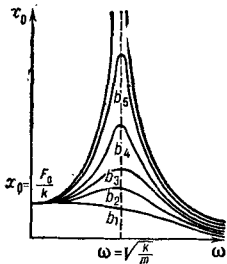


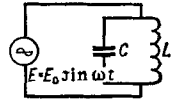
Рис. 3. Зависимость амплитуд смещений от частоты внешнего воздействия для различных значений b ($b_5 < b_4 < \dots < b_1$).

всё менее резким, и если коэфф. затухания b очень велик, то P вообще не возникает. С энергетич. точки зрения P объясняется тем, что между внешней силой и вынужденными колебаниями устанавливаются такие фазовые соотношения, при к-рых в систему поступает наибольшая мощность (т. к. скорость системы оказывается в фазе с внешней силой и создаются наиболее благоприятные условия для возбуждения вынужденных колебаний).

Если линейная система подвергается негармонич. внешнему воздействию, то R наступает только тогда, когда в спектре внешнего воздействия содержатся гармонич. составляющие

с частотой, близкой к собственной частоте системы. Если же во внешнем воздействии не содержится гармонич. составляющих с частотами, близкими к собственной частоте системы, то P вообще не наступает. В электрич. колебательных системах, состоящих из последовательно соединённых ёмкости C и индуктивности L (рис. 2), P выражается в том, что при приближении частоты внешней эдс к собственной частоте колебательной системы амплитуда тока в цепи резко возрастает и амплитуды напряжения на катушке индуктивности и на конденсаторе порознь оказываются гораздо больше амплитуды эдс, создаваемой внешним источником, однако они равны по величине и противоположны по фазе (P тока, или последовательный P). В случае воздействия гармонич. эдс на цепь из параллельно вклю-

Рис. 4. Электрическая колебательная система с включёнными параллельно ёмкостью и индуктивностью.



чённых ёмкости и индуктивности (рис. 4) имеет место особый случай P — антирезонанс. При приближении частоты внешней эдс ω к собственной частоте ω_0 контура LC происходит резкое уменьшение амплитуды силы тока во внешней цепи, питающей контур (т. н. P напряжения, или параллельный P). Это объясняется тем, что при частоте ω , близкой к ω_0 , реактивные сопротивления ёмкости и индуктивности оказываются одинаковыми по величине, и поэтому в обеих ветвях контура текут токи примерно одинаковой амплитуды, но почти противоположные по фазе. Вследствие этого амплитуда тока во внешней цепи оказывается гораздо меньшей, чем амплитуды тока в отдельных ветвях, достигающие при ω_0 наибольшей величины. Параллельный P , так же как и последовательный, выражается тем резче, чем меньше активное сопротивление ветвей контура, чем больше его добротность.

В линейной системе с несколькими степенями свободы, собственные колебания k -рой могут происходить с различными частотами (т. н. собственными частотами, см. *Нормальные колебания*), P наступает при совпадении частот гармонич. внешнего воздейст-

вия с любой из собственных частот системы. Если две собственные частоты не очень близки друг к другу, то при плавном изменении частоты внешнего воздействия наблюдаются два максимума амплитуды вынужденных колебаний (рис. 5). Если эти нормальные частоты близки и затухание в системе достаточно велико, то оба максимума могут слиться в этом случае

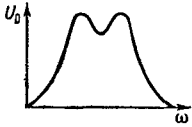


Рис. 5. Резонансная кривая с двумя максимумами.

кривая P . для системы с двумя степенями свободы теряет свой «двугорбый» характер и по внешнему виду лишь незначительно отличается от кривой P . для линейной системы с одной степенью свободы. Т. о., в системе с двумя степенями свободы форма кривой P . зависит не только от затухания системы (как в случае системы с одной степенью свободы), но и от степени связи между системами.

В сплошных системах (струна, стержень и др.) P . сохраняет те же основные черты, что и в системе с двумя степенями свободы. Однако в таких системах, в отличие от систем с одной степенью свободы, существенную роль играет точка приложения внешнего воздействия: возможны случаи, когда, несмотря на совпадения частоты внешнего воздействия с одной из нормальных частот системы, P . всё же не наступает. Пример этого — возбуждение вынужденных колебаний в струне, когда внешняя сила, совпадающая по частоте с одной из собственных частот струны, приложена в узле скоростей для данного нормального колебания, а поскольку сила, приложенная к неподвижной точке струны, не совершает работы, мощность от источника внешней силы в систему не поступает и сколько-нибудь заметного возбуждения колебаний струны не возникает, т. е. P . не наблюдается.

Если внешнее воздействие производит периодич. изменение параметров колебательной системы (напр., натяжения струны или ёмкости электрич. контура), то при определённых соотношениях между частотой изменения параметра и частотой собственных колебаний системы возможно парамет-

рич. возбуждение колебаний, или параметрический P .

Лит.: Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Горел и Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959.

РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО — безразмерная величина, являющаяся одной из характеристик течения вязкой жидкости и равная отношению нелинейного и диссипативного членов в ур-нии Навье — Стокса: $Re = \rho v l / \eta = v l / \nu$, где ν , l — характерные скорость течения и его пространственный масштаб, ρ , η , ν — плотность среды, динамич. и кинематич. коэфф. вязкости. P . ч. характеризует отношение инерционных сил к силам вязкости, действующим в движущейся среде. Для каждого вида течения существует критич. P . ч., к-рое определяет переход от ламинарного течения к турбулентному. P . ч. является критерием подобия течений вязкой жидкости.

В акустике пользуются P . ч. для количественной характеристики соотношения нелинейных и диссипативных членов в ур-нии, описывающем распространение волны конечной амплитуды; в этом случае P . ч.

$$Re_a = 2\epsilon \frac{\rho v}{b k} = \frac{\epsilon}{\pi} \frac{\rho v \lambda}{b},$$

где v — амплитуда колебательной скорости частиц в волне, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, $b = \left[\frac{4}{3} \eta + \zeta + \kappa (C_V^{-1} + C_P^{-1}) \right]$ — эффективный коэфф. вязкости, представляющий собой сумму коэфф. сдвиговой η и объёмной вязкостей ζ и члена $\kappa (C_V^{-1} + C_P^{-1})$, описывающего затухание звука вследствие влияния теплопроводности (здесь κ — коэфф. теплопроводности, C_P , C_V — удельные теплоёмкости среды при постоянном давлении и объёме), ρ — плотность среды, $\epsilon = \frac{\rho}{2c_0^2} \frac{\partial c^2}{\partial \rho} + 1$ — нелинейный

параметр, позволяющий учитывать влияние нелинейности ур-ния состояния среды, к-рая может оказаться доминирующей в сжимаемых средах (c — скорость звука, c_0 — её невозмущённое значение).

Акустич. P . ч. определяет роль нелинейных и диссипативных эффектов в процессе распространения волны конечной амплитуды. При малых значениях P . ч. доминирует влияние вяз-

кости, и волна затухает раньше, чем *мелкие эффекты* успевают развиться. При больших значениях R ч. основную роль играет нелинейность, приводящая к искажению формы волны по мере её распространения и к образованию слабых разрывов. Ширина δ фронта разрывов также определяется R ч. согласно формуле $\delta/\lambda = 1/Re_a$. Коэфф. поглощения волны конечной амплитуды α_1 превышает малоамплитудный коэфф. поглощения α в R ч. раз: $\alpha_1/\alpha = Re_a$. Т. о., акустич. R ч. является важнейшим параметром, определяющим характеристики интенсивной звуковой волны.

К. А. Наугольных.

РЕЛАКСАЦИЯ акустическая — внутренние процессы восстановления термодинамич. равновесия среды, нарушаемого сжатиями и разрежениями в УЗ-вой волне. Согласно термодинамич. принципу равномерного распределения энергии по степеням свободы, энергия поступательного движения в звуковой волне переходит на внутренние степени свободы, возбуждая их, в результате чего уменьшается энергия, приходящаяся на поступательное движение. Поэтому R всегда сопровождается поглощением звука, а также дисперсией скорости звука.

Характерный механизм акустич. R в газах — обмен энергией между поступательными и внутренними степенями свободы молекул. R может быть колебательной и вращательной, при этом звуковая энергия расходуется на возбуждение соответственно колебательных и вращательных степеней свободы молекул. Другие виды R в газах и жидкостях: электронная, при к-рой возбуждаются электронные уровни; структурная, при к-рой под действием УЗ происходит перестройка внутренней структуры жидкости; химическая, при к-рой под действием УЗ протекают химич. реакции, и т. п. Акустич. R возможна и в твёрдых телах; напр., при распространении УЗ в полупроводниках и металлах акустич. волна нарушает равновесное распределение электронов проводимости, что приводит к поглощению волны (см. *Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости*).

Релаксационный процесс обычно характеризуется временем релаксации τ , за к-рое параметр, характеризующий

первоначальное отклонение системы от состояния равновесия, уменьшается в e раз. Время R зависит от микроскопич. свойств вещества, таких, напр., как число соударений молекул газа в единицу времени и эффективность передачи энергии при этих соударениях. В данном газе при данной темп-ре время τ прямо пропорционально числу соударений, необходимых для возбуждения соответствующих степеней свободы. Напр., для возбуждения вращательных степеней свободы в газе обычно достаточно 10—100 соударений молекул, а для возбуждения колебательной степени свободы нужно 10^3 — 10^6 соударений. Это означает, что величина τ для колебательной R гораздо больше, чем для вращательной. Время R зависит от темп-ры и давления, поскольку при изменении этих величин изменяется частота соударений между молекулами.

Влияние релаксационных процессов на УЗ-вую волну зависит от соотношения между её периодом T и величиной τ . Чем меньше отношение τ/T , тем полнее успевает восстановиться нарушенное равновесие; чем это отношение больше, тем в меньшей степени равновесие восстанавливается. Т. о., степень восстановления равновесия зависит от величины $\omega\tau$. Для описания неравновесного состояния среды вводят дополнительный параметр ξ , к-рый наз. «внутренним» параметром среды. Напр., при химич. релаксации в качестве ξ можно выбрать концентрацию одного из компонентов химич. реакции. Для описания распространения звука в среде с R надо рассматривать как «внешние» параметры среды, такие, как давление P , плотность ρ , темп-ра (энтропия при рассмотрении акустич. R можно считать постоянной), так и внутренний параметр ξ . Ур-ние, описывающее изменение параметра ξ со временем t , имеет вид:

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\xi - \xi_0), \quad (1)$$

где ξ_0 — равновесное значение параметра ξ . Звуковое давление p в УЗ-вой волне, распространяющейся в среде с R , оказывается равным сумме давления, обусловленного только изменением плотности, и добавочного давления, обусловленного наличием ре-

лаксационного процесса. Поскольку, согласно ур-нию (1), при разных частотах отклонение ξ от равновесного значения различно, добавочное давление при том же изменении плотности оказывается разным, что приводит к появлению зависимости скорости звука от частоты, т. е. к дисперсии скорости звука. Т. к. добавочное давление по фазе сдвинуто относительно изменения плотности, появляется дополнительное (релаксационное) поглощение.

Зависимость скорости звука c от частоты ω имеет вид:

$$c^2 = c_0^2 \left[1 + \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right], \quad (2)$$

где c_0 — скорость звука при $\omega\tau \ll 1$ и c_∞ — скорость звука при $\omega\tau \gg 1$;

$$c_0^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\xi_0}, \quad c_\infty^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\xi},$$

где производная для c_0 берётся при равновесном значении ξ_0 , а для c_∞ — при некоем фиксированном значении ξ . Коэфф. поглощения звука, обусловленного релаксационным процессом, приближённо равен:

$$\alpha_p = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{2c_0^3} \cdot \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (3)$$

Выражение (3) справедливо при условии малости дисперсионного скачка $c_\infty^2 - c_0^2$ по сравнению с c_0^2 , к-рое всегда оказывается выполненным для реальных сред. При этом коэфф. поглощения на длину волны $\alpha_p \lambda$ мал по сравнению с единицей. На малых частотах добавочный коэфф. релаксационного поглощения феноменологически эквивалентен наличию объёмной вязкости с эффективным коэфф. вязкости $\zeta_{эфф}^2 = \rho\tau(c_\infty^2 - c_0^2)$.

Определяя $c_\infty^2 - c_0^2$ и τ из измерений скорости и поглощения звука, можно судить о молекулярных процессах, протекающих в веществе под действием УЗ-вой волны. Выражения (2) и (3) имеют общий характер и применимы для любого вещества: газа, жидкости или твёрдого тела, в к-ром имеется один релаксационный процесс. Из зависимости скорости звука от частоты (рис. 1) видно, что в области частот, близких к частоте $\omega_p = 1/\tau$,

скорость звука возрастает, а вне области ω_p — является постоянной величиной. Частотная зависимость коэфф. релаксационного поглощения на длину волны $\alpha_p \lambda$ (рис. 2) имеет характерный максимум на частоте ω_p . Величина $\alpha_p \lambda$ в максимуме связана с величи-

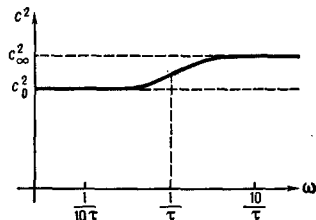


Рис. 1. Зависимость квадрата скорости звука c от частоты ω для одного релаксационного процесса.

ной, характеризующей дисперсию скорости звука соотношением: $\alpha_p \lambda \approx$

$$\frac{\pi}{2} \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2}. \quad \text{При дальнейшем уве-}$$

личении частоты в области $\omega\tau \gg 1$ коэфф. поглощения на одну длину волны стремится к нулю, а коэфф. поглощения на единицу длины стремится

$$\text{к постоянной, равной } \alpha_p = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{2\tau c_0^3}.$$

Ввиду большой ширины дисперсионной области, для экспериментального

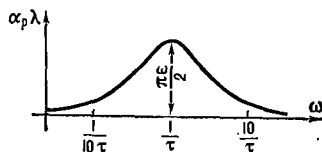


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения звука α_p на длину волны λ от частоты ω ; $\epsilon = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2}$.

определения основных характеристик ω_p , а именно величин $c_\infty^2 - c_0^2$ и τ , нужно производить измерения c и α в широком интервале частот по обе стороны ω_p . На практике релаксационное поглощение УЗ накладывается на обычное поглощение, обусловленное вязкостью и теплопроводностью, поэтому экспериментальные кри-

вые для α не имеют таких ярко выраженных максимумов, как показано на рис. 2. Для получения кривых релаксационного поглощения необходимо исключить вклад других видов поглощения.

Возможны случаи, когда в среде имеется одновременно несколько релаксационных процессов, к-рые характеризуются разными временами P , напр. колебательная P , происходящая одновременно с химич. реак-

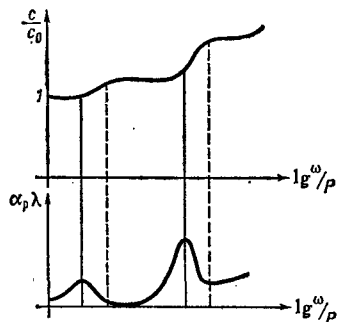


Рис. 3. Зависимость скорости звука c/c_0 и коэффициента релаксационного поглощения α_r на длину волны λ от частоты ω , отнесенной к давлению газа P при наличии релаксационного процесса.

цией, или же несколько различных процессов структурной перестройки в жидкости. Если релаксационные процессы обладают сильно различающимися временами P , то дисперсионные ступеньки на графике зависимости скорости звука от частоты и релаксационные максимумы на кривой частотной зависимости поглощения хорошо разделяются (рис. 3). Если же несколько релаксационных процессов обладают близкими временами P , то вид кривых дисперсии и поглощения усложняется.

Хотя общие закономерности акустич. P одинаковы для любых веществ, имеются нек-рые особенности для релаксационных явлений в газах, жидкостях и твёрдых телах. Так, напр., в газах $\tau \sim 1/P$, где P — давление газа. Релаксационные кривые для скорости и поглощения в газах изображают обычно как функции величины ω/P . В газах, как правило, преобладает колебательная P ; трудности выделения того или иного релаксационного процесса часто свя-

заны с влиянием примесей, к-рые могут сильно сказываться как на величине $c^2 - c_0^2$, так и на времени τ . В двухатомных газах значения τ обычно очень велики и область P лежит ниже УЗ-вого диапазона частот. Для более сложных газов частота ω_r выше (порядка $10^5 - 10^7$ Гц при давлении 1 атм).

В жидкостях основными релаксационными процессами являются колебательная P , внутримолекулярные превращения, структурная релаксация, химич. P . Времена τ в жидкостях значительно меньше, чем в газах, т. к. все процессы перестройки совершаются быстрее. Во многих жидкостях ω_r лежит в области гиперзвука.

В твёрдых телах акустич. P может иметь различную природу. Напр., P имеет место при взаимодействии УЗ с электронами проводимости в полупроводниках. В этом случае ω_r растёт с ростом проводимости кристалла и уменьшается с ростом температуры и подвижности носителей тока, а величина дисперсии определяется коэфф. электромеханич. связи. Релаксационные процессы имеют место также в полимерах, резинах и различных вязкоупругих средах. В этих веществах наблюдается значительная дисперсия звука, вызванная релаксацией механизма высокой эластичности.

Лит.: Мандельштам Л. И., Лентонович М. А., К теории поглощения звука в жидкостях, «ЖЭТФ», 1937, т. 7, в. 3; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А и Б, М., 1968 — 1969; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Herzfeld K. F., Litovitz T. A., Absorption and dispersion of ultrasonic waves, N. Y.—L., 1959. А. Л. Полякова.

РЕФЛЕКТОР акустический — устройство, состоящее из одного или нескольких зеркал, обеспечивающее практически полное отражение падающих на него упругих волн. Свойства акустич. P определяются степенью шероховатости отражающей поверхности (см. Зеркало), формой отражающей поверхности и коэфф. отражения. По форме отражающих поверхностей P подразделяются на плоские, сферические, цилиндрические, эллипсоидальные, гиперболические, параболические и др., а по числу отражающих поверхностей — на однозеркальные, двух-

зеркальные (бизеркальные), трёхзеркальные и т. д.

Основная характеристика акустич. Р. — коэфф. отражения R , к-рый представляет собой отношение средних по времени интенсивностей звука

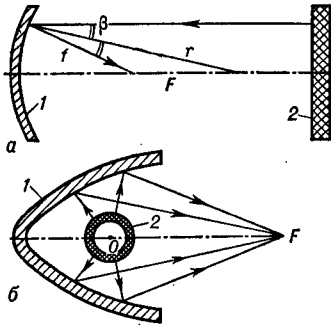


Рис. 1. Схемы рефлекторов: а — сферического 1 с плоским излучателем 2; б — эллипсоидального 1 со сферическим излучателем 2; F — фокус; f — фокусное расстояние; β — угол падения звукового луча; r — радиус кривизны зеркала.

в отражённой и падающей волнах. Для безграничного плоского Р. (зеркала), на к-рый падает плоская волна под углом β к нормали к его поверхности,

$$R = \frac{\cos \beta - q \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta}}{\cos \beta + q \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta}},$$

где q — отношение волновых сопротивлений среды и материала зеркала, n — показатель преломления (см. *Отражение звука, Преломление звука*).

Акустич. Р. применяются для изменения направления распространения волн. Напр., для получения стоячей

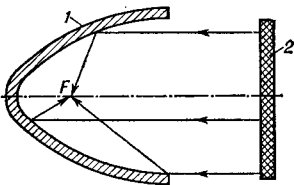


Рис. 2. Параболоидальный рефлектор 1 с плоским излучателем 2.

волны Р. изменяет направление бегущей волны на противоположное, а для создания бегущей волны — направляет волну на поглонитель. При *фокусировке звука* Р. изменяют направление падающей на него волны таким обра-

зом, что в нек-рой части пространства возникает концентрация энергии отражённых волн. Р., предназначенные для фокусировки звука, подразделяются в соответствии с их назначением на две категории: для концентрации энергии упругих волн (см. *Концентратор*) и для излучения, приёма и преобразования сигналов, несущих к-л. информацию. Первые применяются гл. обр. в устройствах, предназначенных для воздействия УЗ на различные вещества и процессы в УЗ-вой технологии и на биологич. объекты в медицине, вторые — в приёмно-излучающих устройствах для формирования диаграмм направленности в приборах звуковой локации для целей медицинской диагностики, гидролокации и т. п., а также в устройствах для получения изображений при помощи упругих волн.

Простейший акустич. Р. — вогнутая поверхность 1 (рис. 1,а), имеющая форму сферы или прямого кругового

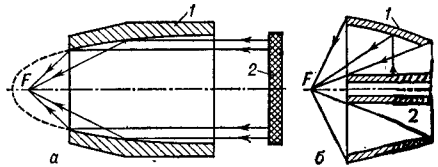


Рис. 3. Однозеркальные рефлекторы в виде усечённых параболоидов вращения 1 с излучателями 2 в виде а — плоского диска и б — цилиндра, расположенного соосно с параболоидом.

цилиндра. Фокусное расстояние f такого Р. равно расстоянию от поверхности рефлектора до точки пересечения отражённого луча с акустич. осью, когда на Р. в направлении этой оси падает плоская волна от излучателя. Если β — угол падения луча, параллельного акустич. оси, а r — радиус кривизны Р., то

$$f = r (1 - 1/2 \cos \beta).$$

При $\beta \approx 0$ $f = r/2$.

Параболоидальный Р. 1 (рис. 2) собирает без абберации в фокусе F лучи от плоского излучателя 2. Эллипсоидальный Р. 1 (рис. 1,б) позволяет сконцентрировать в фокусе F энергию сферич. излучателя 2, центр к-рого совпадает с фокусом эллипсоида O . Однозеркальные Р. (рис. 3) могут использоваться для концентрации звуковой энергии, а бизеркальные — как

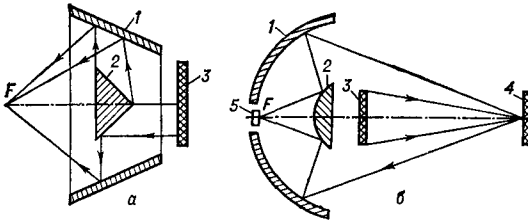
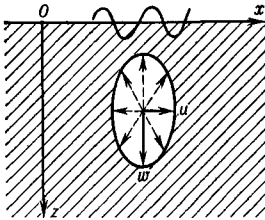


Рис. 4. Бизеркальные рефлекторы: а — в виде усечённого 1 и неусечённого 2 конусов и плоского излучателя 3; б — в виде эллипсоида вращения 1 и гипербоиоида вращения 2 и плоского излучателя 3 в виде диска. Изображение облучаемого объекта 4 формируется в фокусе F на приёмном элементе 5.

для концентрации энергии (рис. 4, а), так и для получения УЗ-вых изображений и формирования диаграмм направленности (рис. 4, б).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1953, с. 312—14; Розенберг Л. Д., Звуковые фокусирующие системы, М.—Л., 1949, с. 25—44; Дианов Д. Б., Прохоров В. Г., «Акуст. ж.», 1965, т. 11, № 4, с. 442—52; Каневский И. Н., Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн, М., 1975. И. Н. Каневский.

РЭЛЕЯ ВОЛНЫ — упругие волны, распространяющиеся в твёрдом теле вдоль его свободной границы и затухающие с глубиной. Их существование было предсказано Дж. У. Рэлеем в 1885. Примеры Р. в.— волны на



Схематическое изображение волны Рэлея, распространяющейся в направлении оси x вдоль свободной границы твёрдого тела, перпендикулярной оси z ; u , w — компоненты колебательного смещения частиц среды; эллипс — траектория их движения.

земной поверхности, возникающие при землетрясениях, УЗ-вые и гиперзвуковые поверхностные волны в твёрдых телах, широко применяемые в современных физич. исследованиях и технике.

В плоской Р. в. в однородном изотропном упругом полупространстве имеются две компоненты смещения (рис.), одна из k -рых u направлена вдоль направления распространения волны (ось x), а другая w — перпендикулярно свободной границе в глыбу полупространства (направление

оси z с началом на границе), причём

$$u = Ak \left(e^{-az} - \frac{2qs}{k^2 + s^2} e^{-sz} \right) \sin(kx - \omega t),$$

$$w = Aq \left(e^{-az} - \frac{2k^2}{k^2 + s^2} e^{-sz} \right) \cos(kx - \omega t),$$

где t — время, ω — круговая частота,

$$q = \sqrt{k^2 - k_l^2}, \quad s = \sqrt{k^2 - k_t^2},$$

k — волновое число Р. в., k_l , k_t — волновые числа продольных и поперечных волн соответственно, A — произвольная постоянная.

Толщина слоя локализации Р. в. составляет от λ до 2λ , где λ — длина волны. На глубине λ плотность энергии в волне $\approx 0,05$ плотности у поверхности. Движение частиц в Р. в. происходит по эллипсам, большая полуось k -рых перпендикулярна поверхности, а малая — параллельна направлению распространения волны. Эксцентриситет эллипсов зависит от расстояния до поверхности и от коэфф. Пуассона σ упругой среды.

Фазовая скорость Р. в. c_R меньше фазовых скоростей c_l и c_t продольных и поперечных волн и определяется из ур-ня:

$$\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3 - 2\xi^2)\eta^2 - 16(1 - \xi^2) = 0,$$

где $\eta = c/c_t$, $\xi = c_l/c_l$. Р. в. соответствует вещественный корень этого ур-ня, значения k -рого для твёрдых сред заключены между 0,874 и 0,955. Приближённое выражение для него $\eta = (0,87 + 1,12\sigma)/(1 + \sigma)$. Р. в. распространяются без дисперсии, их фазовая скорость равна групповой.

В анизотропных средах структура и свойства Р. в. зависят от типа анизотропии и направления распространения волн. Р. в. могут распространяться не только по плоской, но и по криволинейной свободной поверхности твёрдого тела. При этом меняется их скорость, распределение смещений и напряжений с глубиной, а также

спектр допустимых частот, к-рый из непрерывного может стать дискретным, как, напр., для случая Р. в. на поверхности сферы.

Иногда под Р. в. понимают волны не только на свободной границе твёрдого тела, но также поверхностные волны более общего типа, возникающие на границе твёрдого тела с жидкостью и на границе системы твёрдых или жидких слоёв с полупространством (см. *Поверхностные волны*).

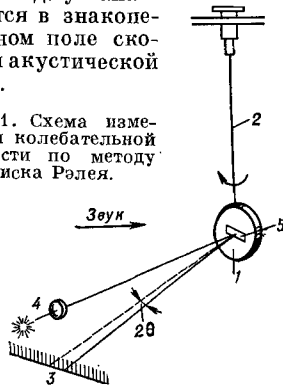
Р. в. широко используются во всех областях науки и техники. Так, напр., низкочастотные (10^{-2} — 10 Гц) Р. в. используются в сейсмологии для регистрации землетрясений и в сейсморазведке. В УЗ-вом диапазоне частот Р. в. применяются для всестороннего контроля поверхностного слоя образца: исследования характеристик поверхностного слоя, выявления поверхностных и околоповерхностных дефектов (см. *Дефектоскопия*), определения остаточных напряжений поверхностного слоя металла, термич. и механич. свойств поверхностного слоя образца. Гиперзвуковые Р. в. (10^8 — 10^{10} Гц) широко используются в акустоэлектронике при создании преобразователей электрич. сигналов, ультра- и гиперзвуковых линий задержки, усилителей электромагнитных колебаний и систем для обработки информации.

Лит.: Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966, гл. 1; Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, М., 1955, ч. 1, гл. 2, § 5; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 3 изд., М., 1965 (Теория физика, т. 7), гл. 3, § 24; Бреховский Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1973, гл. 1, § 6; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 4; Поверхностные упругие волны. (Обзор), пер. с англ., «ТИИЭР», 1970, т. 58, № 8. И. А. Викторов.

РЭЛЕЯ ДИСК — прибор для абсолютного измерения колебательной скорости частиц в акустич. волнах, распространяющихся в газах и жидкостях. Р. д. (рис. 1) представляет собой тонкую круглую пластинку 1 из лёгкого металла или слюды, подвешенную на длинной тонкой (обычно кварцевой или металлической) нити 2. Действие Р. д. основано на том, что при обтекании пластинки (диска) потоком жидкости или газа на её поверхности возникает давление, к-рое максимально в тех местах, где скорость

потока минимальна. В точках ветвления потока *A* и *B* (рис. 2) скорость равна нулю, и поэтому давление максимально. Возникающие силы создают вращающий момент, стремящийся повернуть пластинку перпендикулярно потоку и уравновешиваемый упругостью нити. Изменение направления потока на противоположное не меняет направления момента сил, поэтому Р. д. устанавливается в знакопеременном поле скоростей акустической волны.

Рис. 1. Схема измерения колебательной скорости по методу диска Рэлея.



Колебательная скорость v определяется по ф-ле: $v = \sqrt{3\tau\theta/4\rho r^2 \sin 2\theta_0}$, где θ — малый угол (рис. 1), на к-рый поворачивается диск и к-рый наблюдается по отклонению на шкале 3 светового луча, посылаемого осветителем 4 и отражённого от лёгкого зеркальца 5 на диске, ρ — плотность среды, θ_0 — угол между нормалью к диску до включения звука и направлением колебательной скорости, коэфф. упругости кручения нити $\tau = 4\pi^2 M/T^2$ и определяется по периоду T свобод-

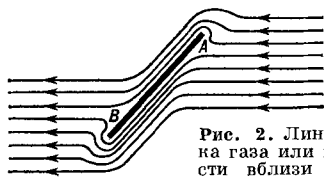


Рис. 2. Линии тока газа или жидкости вблизи диска.

ных колебаний и моменту инерции M Р. д., r — радиус диска, к-рый должен быть много меньше длины волны звука λ . Р. д. обычно устанавливают под углом $\theta_0 = 45^\circ$, т. к. при такой ориентации его чувствительность максимальна; она тем больше, чем больше T . Чувствительные Р. д. позво-

дают определять малые колебательные скорости $v \sim 0,1$ см/с. В звуковых полях, где имеют место простые соотношения между колебательной скоростью, звуковым давлением p и интенсивностью звука I (напр., в поле плоской волны), Р. д. пользуются для определения p и I .

Р. д. инерционен; увеличение его чувствительности ведёт к росту инерционности. Он подвержен влиянию постоянных потоков как конвекционных, так и возникающих в звуковом поле (см. *Акустические течения*). Для устранения этого влияния Р. д. ограж-

дают слоем марли в воздухе или экранами из тонкой плёнки в жидкости. Р. д. чувствителен к сотрясениям, вибрациям; он не пригоден для измерения в сильно неоднородных полях, часто встречающихся в технике низкочастотного УЗ. Применение Р. д. ограничено областью звуковых и низких УЗ-вых частот, т. к. на средних, а тем более высоких частотах УЗ практически невозможно удовлетворить условию $r \ll \lambda$.

Лит.: М а т а у ш е к И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Б е р а н е к Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952. Л. Н. Зарембо.

С

СВАРКА у л ь т р а з в у к о в а я — способ соединения различных материалов в твёрдом состоянии с помощью УЗ-вых колебаний.

Сварка металлов. УЗ-вая С. металлов применяется для соединения деталей из одинаковых или различных металлов без их расплавления. Соединяемые детали сжимаются с силой N , нормальной к поверхности их соприкосновения, затем возбуждаются УЗ-вые колебания с частотой от 10 до 100 кГц, направленные по касательной к поверхности соприкосновения. Колебания детали 1 с частотой f и амплитудой ξ_1 вызываются сварочным наконечником 4 (рис. 1), к-рый прижимается к детали с силой N , направленной по оси z . Наконечник 4 действует на деталь 1 с переменной силой $T_x \sin \omega t$ (где $\omega = 2\pi f$), параллельной оси x . Со стороны детали 1 на деталь 2 действует переменная сила с амплитудой, меньшей T_x . Совместное действие в зоне С. нормальных σ_x и тангенциальных τ_x напряжений, обусловленных соответственно силами N и T_x , может создать в этой зоне состояние предельной пластичности или состояние текучести. В этих условиях в результате колебательного движения деталей происходит их соединение за время τ от десятых долей секунды до единиц секунд.

Т. о., процесс С. определяется действием сил $T_x \sin \omega t$ и N , связанных

соотношением $T_x = \mu N$ (где μ — коэфф. трения). Сжимающая сила N зависит от предела текучести σ_s свариваемого материала: $N = S \sigma_s$, где S — площадь отпечатка наконечника

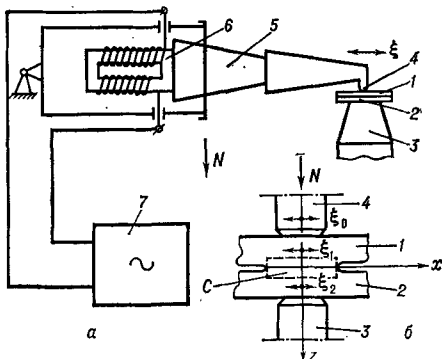


Рис. 1. а — схема установки для ультразвуковой сварки с продольными колебаниями; б — область сварки с выделенной пунктиром зоной сварки С; 1, 2 — свариваемые детали; 3 — опора; 4 — сварочный наконечник; 5 — волновод-концентратор продольных колебаний; 6 — магнитострикционный преобразователь; 7 — генератор электрических колебаний.

4 (для плоского круглого наконечника радиусом a площадь $S = \pi a^2$). Чтобы обеспечить однородное напряжённое состояние в зоне С. (рис. 1, б), необходимо выполнение условия $a \geq 3\delta$, где δ — толщина детали 1. Величина

амплитуды колебаний ξ_0 накопечника 4, необходимая для С., также определяется характеристиками свариваемого материала — пределом текучести при сдвиге и модулем сдвига. Амплитуда силы T_x определяется через упругие характеристики материала сварочной системы и параметры её колебательного режима.

При условии $T_x > \mu N$ в области С. имеют место процессы, связанные с сухим трением скольжения: происходит схватывание соприкасающихся вершин естественных микронеровностей соединяемых поверхностей и затем типичное для сухого трения разрушение вблизи узла схватывания. Процессы схватывания и разрушения повторяются многократно. Число узлов схватывания растёт с течением времени, а металл вблизи них находится в высокопластичном состоянии, что способствует образованию сплошного соединения. В таком соединении структура металла искажена по сравнению с первоначальной и имеют место значительные остаточные напряжения, снижающие его прочность.

Если же $T_x \leq \mu N$, то вершины соприкасающихся микронеровностей деформируются в отсутствие скольжения, и процессы, характерные для сухого трения скольжения, не имеют места. Под действием напряжений σ_z и τ_x происходит лишь пластич. растекание вершин контактирующих микронеровностей, сближение соединяемых поверхностей и затем диффузионное «сращивание» зёрен металла обеих деталей. Структура зоны соединения в этом случае (напр., при С. одинаковых материалов) практически не отличается от исходного металла. Прочность при испытаниях на срез и отрыв у соединений, полученных в режиме $T_x > \mu N$, составляет соответственно 60 и 20% от прочности материала, а в режиме $T_x \leq \mu N$ — 80 и 50% от его прочности, причём более 95% соединений имеют разброс прочности в пределах 5—10%.

УЗ-вая С. производится с помощью стержневых колебательных систем, совершающих продольные (рис. 1), изгибные (рис. 2) и крутильные (рис. 3) колебания. В состав колебательной системы входят резонансный магнитоstrictionный (или пьезоэлектрический) преобразователь и УЗ-вой кон-

центратор (в ряде случаев двухполупериодной длины) со сварочным накопечником. Длина опоры в сварочных установках с изгибными и крутильными колебаниями выбирается близкой к нечётному числу $\lambda/4$, где λ — длина волны выбранной моды изгибных (кру-

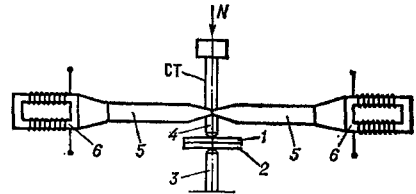


Рис. 2. Схема установки для ультразвуковой сварки с изгибными колебаниями: 1—6 — то же, что и на рис. 1; преобразователи работают в противофазе; СТ — изгибно колеблющийся стержень.

тильных) колебаний в материале опоры. Конструкции УЗ-вых сварочных устройств рассчитаны на точечную или на шовную С. Оба вида С. производятся с помощью колебательных систем всех трёх типов.

Мощность УЗ W , затрачиваемая на процесс С., определяется амплитудой колебательной скорости $\dot{\xi}_0$ накопечника 4, амплитудой силы T_x и фазовым сдвигом φ между ними:



Рис. 3. Схема крутильной колебательной системы для ультразвуковой сварки: 1—3 — то же, что и на рис. 1; 4 — волновод; 5, 6 — пассивные накладки преобразователя; 7 — активный элемент преобразователя — пьезокерамическое кольцо.

$W = T_x \dot{\xi}_0 \cos \varphi$; необходимая для С. энергия $E = Wt$. Мощности устройств для УЗ-вой С. составляют от единиц Вт до кВт.

Параметрами режима С. являются сила N , амплитуда колебаний накопечника ξ_0 , связанная с T_x , и время С. т. Относительно выбора первых трёх параметров сказано выше, время t подбирается экспериментально и определяет энергию, необходимую для образования соединения. Напр., при микросварке алюминиевого проводника

диаметром 25 мкм с плёнкой алюминия толщиной 1 мкм, нанесённой на кремниевую подложку, $N = 0,3-0,4$ Н, $\xi_0 = 2-5$ мкм, $f = 60$ кГц, $\tau = 0,1-0,2$ с, затрачиваемая электрич. мощность $W_e = 20-50$ Вт. Примерно при таких же параметрах производится приварка алюминиевых и золотых проводников к чистым поверхностям полупроводниковых кристаллов. С. медной фольги толщиной 0,2 мм в режиме $f = 20$ кГц, $N = 900$ Н, $\xi_0 = 7$ мкм осуществляется за время 0,3-0,5 с при затрачиваемой мощности $W_e = 1,2$ кВт. Медные листы толщиной 1,0 мм соединяются при $N = 4400$ Н, $\xi_0 = 13-15$ мкм, $f = 20$ кГц за время 1,2-1,3 с при $W_e = 4$ кВт.

При УЗ-вой С. металлов необходимо обеспечить отсутствие адгезии (слипания) сварочного наконечника и детали. Наконечник, испытывающий переменные механич. и тепловые нагрузки, должен обладать высокой усталостной стойкостью. Этим требованиям удовлетворяют наконечники с малотемплопроводными наплавками.

УЗ-вая С. металлов применяется в приборостроении, микроэлектронике, электронике; она используется также для соединения рулонов фольг непрерывным швом со скоростью 2 м/мин, для сварки листов меди и алюминиевых сплавов толщиной $\delta \approx 1$ мм. Предельная толщина детали, взаимодействующей с наконечником, ограничена: даже для весьма пластичных металлов — Cu и Al — она не превосходит 1-3 мм. Разнообразие применений определяется большим количеством сочетаний различных металлов, соединяемых с помощью УЗ-вой С. (рис. 4). Кроме того, при УЗ-вой С. сводится к минимуму термич. воздействие (тем-ра в зоне С. не превышает 0,5 абсолютной тем-ры плавления свариваемого металла) и отсутствуют изменения структуры материала, характерные для С. плавления. Это преимущество УЗ-вой С. существенно для её применений в микроэлектронике, где она заменяет термокомпрессионную С. В ряде случаев только УЗ-вая С. обеспечивает нужное качество соединений, напр. С. дисперсионно упрочнённого титаном никеля. С. весьма тонких фольг, а также С. фольги или тонкой проволоки с массивными деталями, С. оксидиро-

ванной алюминиевой фольги при изготовлении конденсаторов, микросварка в полупроводниковых приборах и соединение выводов интегральных схем.

Для полученных с помощью УЗ-вой С. соединений характерны высокая

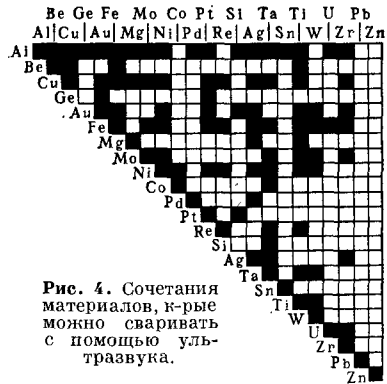


Рис. 4. Сочетания материалов, которые можно сваривать с помощью ультразвука.

прочность и пластичность, низкий уровень остаточных напряжений, стабильность качества, хорошая усталостная стойкость и стойкость в агрессивных средах, герметичность соединений в замкнутом швом.

Сварка полимерных материалов. УЗ-вая С. применяется для сваривания поликарбоната, стирола, полипропилена, поливинилхлорида и др. материалов, обычно без их расплавления. В этом случае свароч-

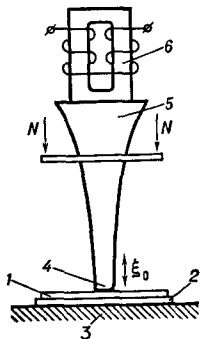


Рис. 5. Схема установки для ультразвуковой сварки полимерных материалов: 1, 2 — соединяемые материалы; 3 — опора; 4 — сварочный наконечник; 5 — волновод-концентратор полуволновой или волновой длины; 6 — магнитострикционный преобразователь.

ный наконечник 4 (рис. 5), прижатый силой N к поверхности соединяемых листов (или деталей) 1 и 2, колеблется с УЗ-вой частотой $f = 20-100$ кГц и амплитудой ξ_0 . Направление колебаний обычно совпадает с направлением действия силы N и перпендикулярно поверхности соприкосновения листов. Можно использовать также ориентации колебаний, характерные для УЗ-вой С. металлов. В результате

совместного действия силы N и УЗ-вых колебаний происходит соединение листов или деталей из полимерных материалов за время τ от 0,1 до 5—10 с в зависимости от толщины материалов. Основные параметры режима УЗ-вой С. полимерных материалов те же, что и для С. металлов: N , ξ_0 , τ . Однако при С. полимеров величина N в несколько раз меньше (десятьки — сотни Н), а величина ξ_0 в несколько раз больше (25—70 мкм), чем при УЗ-вой С. металлов.

Под действием УЗ-вых напряжений пластичность полимера возрастает либо во всём объёме между сварочным наконечником и опорой (при сварке тонких плёнок), либо только в объёме зоны контакта соединяемых материалов, где имеются естественные или специально создаваемые неровности соединяемых поверхностей (сварка объёмных деталей). При этом вначале образуется физич. контакт поверхностей и происходит активация полимерных молекул за счёт разрыва химич. связей, затем начинается химич. взаимодействие соединяемых материалов, переходящее в объёмное взаимодействие в зоне соединения. Гистерезисные потери при деформировании полимерного материала с УЗ-вой частотой обуславливают его нагрев до темп-р, соответствующих вязкотекучему состоянию (аморфные полимеры) или плавлению кристаллов (частично кристаллич. полимеры). При темп-рах высокоэластичного состояния происходит диффузия отдельных сегментов макромолекул свариваемых полимеров, а в ряде случаев — и перемешивание вязкотекучего полимерного материала. При С. двух термопластов различных марок возникает химич. превращения. Величина сегмента макромолекулы определяет свариваемость материала: чем больше сегмент (жёстче макромолекула), тем лучше свариваемость. На прочность соединения, кроме основных параметров режима, влияют физико-механич. характеристики объекта сварки, геометрия и размеры УЗ-вого инструмента. Обычно прочность соединений составляет от 50 до 70% прочности соединяемого материала. Толщины соединяемых материалов составляют от единиц мкм (плёнки) до единиц мм (ткани, объёмные детали). Напр., хорошо свариваются винилпласт, органич. стекло, полистирол,

полиамиды, полиэтилентерефталат толщиной 10—40 мкм, полиэтилен толщиной 0,3—10 мм, а также ткани из полиамидов (капрон) и полиэтилентерефталатов (лавсан) толщиной 0,2—0,3 мм.

Сварочные устройства представляют собой или ручные сварочные пистолеты для шовной сварки, или стационарные машины для сварки по контуру прерывистым или непрерывным швом. При т. н. дистанционной С. используются стержневыми инструментами сложной формы. УЗ-ые сварочные инструменты выполняются из малотеплопроводных материалов с высокой механич. *добротностью*.

Преимуществами УЗ-вой С. полимерных материалов являются: возможность С. объектов с загрязнёнными или покрытыми инородными плёнками поверхностями; локальное выделение тепла в зоне С. и отсутствие перегрева материала; получение соединений в труднодоступных местах; С. материалов с узким интервалом кристаллизации. С помощью УЗ хорошо соединяются и такие материалы, как искусственные кожи, натуральные ткани с синтетическими, дублированные синтетич. ткани, синтетич. нити на ткацких станках, киноплёнка и магнитофонные ленты. УЗ-вая С. успешно применяется для С. корпусов микродвигателей, игрушек, туб, банок, контейнеров с продуктами и т. д.

Лит.: Холопов Ю. В., Ультразвуковая сварка, Л., 1972; Мицкевич А. М., Ультразвуковая сварка металлов, в кн.: Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970; Волков С. С., Орлов Ю. Н., Черняк Б. Я., Сварка пластмасс ультразвуком, М., 1974; Файерман В. Т., Соединение текстильных материалов ультразвуком, М., 1977. А. М. Мицкевич.

СВИСТКИ — механические устройства для преобразования кинетич. энергии струи в энергию акустич. колебаний; их работа основана на возникновении автоколебаний в струе при её взаимодействии с препятствием в виде острой кромки клина или резонирующей полости. В отличие от *сирен* в С. нет движущихся деталей, поэтому они более просты по конструкции и удобны в эксплуатации. По типу рабочего тела и среды, для к-рой они предназначены, С. делятся на газовые и жидкостные. Отличительная особенность газовых С. как *газоструйных излучателей* состоит в том, что они

работают при докритич. перепадах давления, вследствие чего их кид относительно высок, а акустич. мощность невелика.

Распространение получили три типа газовых С. — вихревые, *Гальтона свистки* и несколько разновидностей «губных» С. (напр., С. Левавассера). Простейшая модель вихревого С. представляет собой цилиндрич. камеру 2 (рис. 1), в к-рую газ подается через

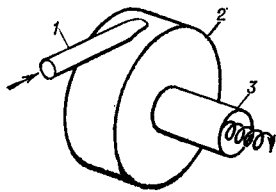


Рис. 1. Схема вихревого свистка: 1 — входной патрубок; 2 — вихревая камера; 3 — вихревая трубка. Стрелками показано направление движения газа.

тангенциально расположенную трубку 1. Образовавшийся в камере вихревой поток поступает в расположенную по оси выходную трубку 3 меньшего диаметра, где интенсивность вихря резко возрастает, и благодаря этому давление на оси становится значительно ниже атмосферного; перепад давлений периодически выравнивается в результате проскока газа из атмосферы в выходную трубку и нарушения структуры вихря. При этом давление на выходе С. меняется с частотой f , определяемой диаметром камеры D и перепадом давлений P_1 и P_2 на входе и выходе С.:

$$f = \frac{\alpha c}{\pi D} \sqrt{\frac{P_1 - P_2}{P_2}} \text{ Гц}$$

(c — скорость звука, α — коэфф., учитывающий снижение тангенциальной скорости в камере из-за трения). Вихревой С. представляет собой акустич. диполь (см. *Излучение звука*), ось к-рого вращается синхронно со струей.

Вихревые С. просты и надёжны в работе, но их мощность в УЗ-вом диапазоне частот (до 30 кГц) не превышает единиц Вт. Увеличение мощности может быть достигнуто путём искусственного понижения давления по оси камеры либо с помощью установки внутри камеры цилиндрического резонатора, настроенного на частоту излучения. Вихревые С. используются в газовых горелках (см. *Горение в ультразвуковом поле*), а также применяются для обработки жидкости

(для УЗ-вого распыления топлива в форсунках или для обработки суспензий, напр. цементного теста). Жидкостные вихревые С., выполненные по принципу газовых, применяются для получения эмульсий (см. *Эмульгирование ультразвуковой*).

Простейший С. с тангенциальным вводом струи в резонатор, т. н. губной С. (рис. 2, а), лежит в основе ряда конструкций мощных излучателей. Его работа основана на высокой чувствительности плоских струй к боковому давлению: при весьма малых изменениях давления у корня струи она заметно меняет своё направление. При продувании воздуха через щелевое сопло в случае малых скоростей истечения (избыточное давление $P_{из}$ воздуха до 0,1 кгс/см²) тангенциально расположенный цилиндрич. резонатор с продольной прорезью можно рассматривать как объёмный, частота к-рого определяется ф-лой:

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\sigma b}{V}} = \frac{A}{d} \text{ Гц,}$$

где σ — коэфф., зависящий от размеров и формы отверстия ($\sigma = 0,7 - 0,75$), b — длина резонатора, V — его объём; если диаметр резонатора d выражен в см, то $A = 5100$ см/с. Периодически наполняясь и разгружаясь, резонатор управляет движением струи, вследствие чего возникают периодич. сжатия и разрежения воздуха, распространяющиеся в виде акустич. волны. Кид «губных» С. достигает 28% при мощности около 1 Вт. Применяются они в системах сигнализации и дистанционного управления механизмами. Один из методов повышения мощности без снижения кид — использование многоэлементной системы, в к-рой отдельные С. синхронизованы между собой. Второй способ повышения мощности путём увеличения давления и расхода газа реализуется в С. Левавассера, представляющем собой тело вращения в виде кольцеобразного сопла 4 с тороидальным резонатором 5 (рис. 2, б). Такие С. выполняются со вторичными (тоже тороидальными) резонаторами 6, обеспечивающими увеличение амплитуды колебаний и облегчающими согласование излучателя с выходным экспоненциальным рупором 7. Частота звука, возбуждаемого С. со вторичным резонатором, расположенным снаружи

от основного, определяется выражением:

$$f = \frac{A}{d} \sqrt{\frac{D+d}{D}} \text{ Гц,}$$

где D — средний диаметр тороида, d — диаметр его образующей окружности в см, а $A = 7030$ см/с. При $P_{\text{и}} = 0,4$ кгс/см² и расходе воздуха 390 м³/ч С. Левассера имеет мощность звука 260 Вт при кпд 21%.

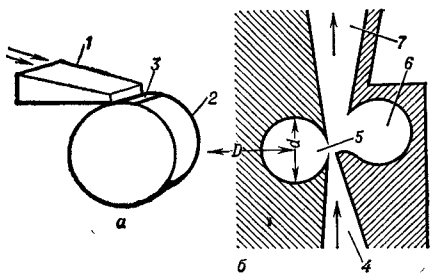


Рис. 2. а — схема «глубокого» свистка: 1 — щелевое сопло, 2 — цилиндрический резонатор, 3 — щель в резонаторе с острым краем; б — разрез свистка Левассера: 4 — сопло, 5 — основной (тороидальный) резонатор, 6 — вторичный (тороидальный) резонатор, 7 — горло рупора.

Подобные С. могут работать и при сверхзвуковых режимах течения ($P_{\text{и}} > 1,9$ кгс/см²). В этом случае струя, попадая в резонатор, обтекает его изнутри и, действуя под прямым углом к потоку, выталкивает поток из резонатора; давление в резонаторе падает, и струя возвращается в своё первоначальное положение. При $P_{\text{и}} = 2,5$ кгс/см² мощность С. возрастает почти вдвое (470 Вт), но кпд снижается до 10,8%. С. типа С. Левассера применяются для интенсификации ряда технологических процессов.

Из жидкостных С. наиболее распространены С. пластинчатого и стержневого типов (см. *Гидродинамические излучатели*). Те и другие работают на принципе возбуждения резонансных колебаний вибратора в виде пластины или стержня с помощью струи жидкости, подаваемой под большим давлением (до 20 атм). В пластинчатых С. струя вытекает из плоской щели, а в стержневых — из дискового сопла, перед к-рым с зазором расположен плоский или профилированный отражатель. Струя из сопла направляется на заостренную кромку пластины или

рассекатель стержня; возникшие при этом вихри в свою очередь воздействуют на струю у выхода из сопла, модулируя её и обеспечивая интенсивные автоколебания в системе струя — вибратор. Собственная частота вибратора зависит от его размеров, упругих свойств материала и способа закрепления.

Жидкостные С. используются гл. обр. в качестве гидродинамич. эмульгаторов, при этом производительность пластинчатых С. достигает 2000 л/ч, а многостержневых — в несколько раз больше.

Лит.: Гавро В., в кн.: *Акустическая коагуляция аэрозолей*. Сб. переводов, М., 1961, с. 41—54; Гершгал Д. А., Фридман В. М., *Ультразвуковая аппаратура промышленного назначения*, М., 1967; Вергман Л., *Ультразвук и его применение в науке и технике*, пер. с нем., 2 изд., М., 1957.

Ю. Я. Борисов.

СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ —

колебания, совершающиеся в колебательной системе, выведенной из состояния равновесия и предоставленной самой себе. Любое С. к данной колебательной системы можно представить в виде суперпозиции *нормальных колебаний* (собственных колебаний) этой системы.

СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ — поперечные *упругие волны*, распространяющиеся в твёрдых телах. Смещения частиц в С. в. перпендикулярны направлению распространения волны, а деформации являются деформациями сдвига. Фазовая скорость С. в. $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$, где μ — модуль сдвига материала, ρ — его плотность. Для большинства твёрдых тел значения фазовых скоростей С. в. составляют 1,7—3,5 км/с. В анизотропных твёрдых телах (кристаллах) С. в. могут распространяться только в определённых направлениях, причём их фазовая скорость зависит от направления их распространения. При произвольном направлении распространения движение в волне усложняется, и она переходит в квазипоперечную волну в кристалле. На гиперзвуковых частотах $\sim 10^9$ Гц и выше С. в. могут существовать и в жидкости из-за наличия у неё в этом частотном диапазоне модуля сдвига.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Теория упругости*, 3 изд., М., 1965 (Теоретич. физика, т. 7), гл. 3, § 22, 23; Кольский Г., *Волны напряжения в твёрдых телах*, пер. с англ., М., 1955, ч. 1, гл. 2, § 1—4; Вергман Л., *Ультразвук и его применения в науке и технике*, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, гл. 5, § 1; Рісс

relli R., Litovitz T. A., Ultrasonic relaxation shear and volume viscosity of liquid glycerine, «JASA», 1957, v. 29, № 9.
И. А. Вихторов.

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ — кристаллические диэлектрики и полупроводники, обладающие в определённом интервале температур спонтанной поляризацией, возникающей в результате фазового перехода. Вследствие этого у С., как правило, наблюдаются аномально большие значения диэлектрич. проницаемости и пьезоэлектрич. постоянных, сильная зависимость свойств от темп-ры, электрич. гистерезис, нелинейные эффекты. С. являются разновидностью пироэлектриков (см. *Пироэлектричество, Сегнетоэлектричество*).

Высокая чувствительность С. к внешним воздействиям позволяет широко использовать их в технике и в физич. исследованиях. В частности, С. (гл. обр. пьезокерамика) благодаря сильному пьезоэффекту широко используются в качестве материалов для пьезоэлементов в пьезоэлектрических преобразователях.

Существует весьма большое число С. различного химич. состава, в т. ч. твёрдых растворов, как монокристаллов, так и поликристаллов. Классификация С. может осуществляться различными способами: по характеру фазового перехода (1-го и 2-го рода) вблизи *Кюри точки*, по типу связей между структурными элементами кристаллич. решётки и др. Наибольшее распространение получила классификация С. на основе структуры и связанной с ней симметрии кристаллич. решётки.

1) Группа С. со структурой типа перовскита (основной представитель — титанат бария BaTiO_3); общая ф-ла: ABO_3 . Характерная особенность этой группы — наличие кислородного октаэдра, внутри к-рого располагается 4-валентный ион редкоземельного элемента (Ti, Zr) или другие ионы, имеющие сравнительно малый радиус. Выше точки Кюри кристалл имеет кубич. структуру. В вершинах куба располагаются ионы В (свинца, стронция и др.). Ионы кислорода размещаются в центрах граней куба, образуя октаэдр. Согласно теоретич. представлениям, спонтанная поляризация является результатом смещения ионов Ti из центра к одному из ионов кислорода; при этом решётка

деформируется и становится тетрагональной. Помимо титаната бария, в этой группе С. известны PbTiO_3 , SrTiO_3 , CdTiO_3 и др. (цирконат свинца PbZrO_3 является антисегнетоэлектриком). Все эти соединения могут существовать как в виде монокристаллов, так и в виде поликристаллич. керамики (см. *Пьезокерамика*). Важная особенность С. со структурой перовскита — способность образовывать сегнетоэлектрич. поликристаллич. твёрдые растворы с другими соединениями, имеющими аналогичную структуру, напр. $\text{BaTiO}_3 - \text{CaTiO}_3$; $\text{PbTiO}_3 - \text{PbZrO}_3$; $\text{BaTiO}_3 - \text{SrTiO}_3$. Это позволяет создавать новые виды пьезокерамики и в определённых пределах управлять её свойствами.

2) Группа сегнетовой соли ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$). Спонтанная поляризация существует в интервале от -18 до 24°C , в к-ром кристалл относится к монокливному классу симметрии, а вне его имеет ромбич. структуру. Предполагается, что поляризация обусловлена наличием дискретных, смещённых из центра симметрии положений иона водорода. К этой группе относится ряд изоморфных кристаллов — С., в к-рых некоторые из атомов замещены, напр. вместо H_2O в формулу включена тяжёлая вода D_2O , вместо Na или K — рубидий Rb. Сегнетова соль обладает очень высоким коэфф. электромеханич. связи и используется, подобно нек-рым керамич. перовскитам, в качестве пьезоэлектрического материала.

3) Группа дигидрофосфата калия (KN_2PO_4), или сокращённо KDP, при комнатной темп-ре имеет тетрагональную решётку, при темп-ре -150°C переходит в сегнетоэлектрич. состояние и решётка становится ромбической. Возникновение спонтанной поляризации связывают с особенностями связи водорода с соседними группами PO_4 . Известно большое количество изоморфных KN_2PO_4 соединений, в т. ч. дигидрофосфат аммония (ADP), к-рые находят применение в различных электрооптич. устройствах. Кристаллы ADP использовались также для изготовления пьезоэлементов.

4) Группа ниобата лития (LiNbO_3) имеет ромбоэдрич. структуру. Характерная особенность кристаллов этой группы — высокая

точка Кюри ($\Theta = 1140-1210^\circ\text{C}$ для LiNbO_3 , $\Theta = 650^\circ\text{C}$ для LiTaO_3), что позволяет использовать их при относительно высоких темп-рах. Кристаллы LiNbO_3 используются для *электроакустических преобразователей* в акустоэлектронике, а также в оптич. квантовых генераторах.

5) Группа сульфидов (SbSI). Выше точки Кюри $\Theta = 18-22^\circ\text{C}$ кристалл имеет ромбич. структуру с горизонтальной плоскостью симметрии, к-рая исчезает в сегнетоэлектрич. области из-за появления спонтанной поляризации вдоль оси Z. При этом кристалл приобретает сильно выраженную анизотропию. Отличительная особенность этой группы С. (SbSBr , BiSBr , а также их твёрдые растворы) — сильно выраженный пьезоэффект при всестороннем сжатии и растяжении с пьезомодулем $d_h \approx \approx 1000 \cdot 10^{-12} \text{Кл/Н}$, что открывает ряд возможностей использования этих кристаллов для электроакустич. преобразования и для измерений. Другая важная особенность этой группы — принадлежность её представителей к С.-полупроводникам и наличие сильной фотопроводимости.

Помимо перечисленных, имеется ещё значительное количество других групп С. (группы триглицинсульфата, квасцов, сульфата аммония, периодатов и др.).

Лит.: Иона Ф., Ширане Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965; Смоленский Г. А. и др., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, Л., 1971; Желудев И. С., Электрические кристаллы, М., 1969; Фесенко Е. Г., Семейство перовскита и сегнетоэлектричество, М., 1972. Р. Е. Пасынков.

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСТВО — совокупность явлений, наблюдаемых у кристаллич. веществ, у к-рых в результате самопроизвольного понижения симметрии кристаллич. решётки в определённом интервале темп-р и механич. напряжений возникает, независимо от наличия внешнего электрич. поля, макроскопич. электрич. момент — спонтанная поляризация. Величина и направление спонтанной поляризации у этих веществ — *сегнетоэлектриков* — существенно зависят от темп-ры и могут быть изменены электрич. полем и механич. напряжениями.

Сегнетоэлектрики, как правило, состоят из отдельных областей (до-

нов), в пределах к-рых сохраняется одно и то же направление спонтанной поляризации. В отсутствии внешней электрич. поля и механич. напряжений домены ориентированы так, что средний электрич. момент образца равен нулю; это соответствует более выгодному энергетич. его состоянию (рис. 1,а). При этом размеры доменов,

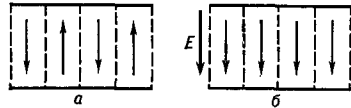


Рис. 1. Схема доменной структуры монокристалла в отсутствии поля (а) и после приложения сильного поля E (б).

имеющие порядок $10^{-4}-1$ см, зависят от размеров образца и от темп-ры. При приложении электрич. поля домены приобретают преимущественную ориентацию («растут»), и при достаточно больших полях образец становится как бы однодоменным (рис. 1,б), причём это состояние сохраняется и после снятия электрич. напряжения, благодаря чему удаётся, в частности, создавать широко применяемые для электроакустич. преобразования *пьезоэлектрические материалы* на основе сегнетоэлектриков с высокими значениями пьезоэлектрич. модулей.

Впервые сегнетоэлектрич. свойства были открыты у сегнетовой соли $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, откуда и возникло это название. Электрич. свойства сегнетоэлектриков внешне подобны магнитным свойствам ферромагнетиков, поэтому в зарубежной литературе их наз. ферроэлектриками, а С. — ферроэлектричеством.

С. — разновидность *пироэлектричества*, однако обычные пироэлектрики не имеют доменной структуры и поэтому не обладают свойствами, к-рые являются отличительными признаками сегнетоэлектриков. К ним относятся: 1) аномально высокая диэлектрич. проницаемость ϵ , достигающая

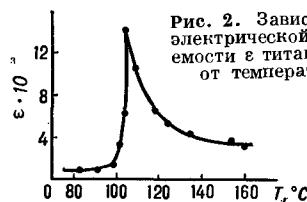


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры T .

иногда нескольких десятков и сотен тысяч единиц и имеющая резко выраженный максимум вблизи темп-ры, при к-рой возникает или исчезает спонтанная поляризация (Кюри точка) (рис. 2); 2) нелинейная зависимость поляризации P от электр. поля E и наличие диэлектрич. гистерезиса (рис. 3); 3) сильно выраженная зависимость поляризации от механич. на-

трич. фазового перехода, физич. при-рода к-рого заключается в том, что при понижении темп-ры вблизи точки Кюри кристалл становится неустойчи-

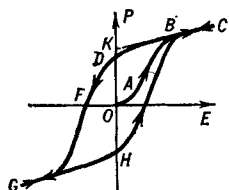


Рис. 3. Зависимость поляризации P сегнетоэлектрика от электрического поля E и петли диэлектрического гистерезиса: участок AB — начальная кривая; OD — остаточная поляризация; OK — спонтанная поляризация; OF — коэрцитивное поле.

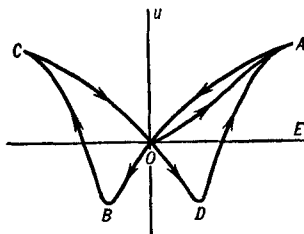


Рис. 5. Зависимость деформации u от электрического поля E и кривая $OABCD$ электромеханического гистерезиса.

пряжений и как следствие — большое значение нек-рых пьезоэлектрич. постоянных и зависимость их от темп-ры (рис. 4) (см. *Пьезоэлектричество*, Пье-

вым и переходит в другое, энергетически более выгодное состояние, при к-ром появляется спонтанная поляризация, кристаллич. решётка деформируется и меняется её симметрия. Напр., кристаллы титаната бария (рис. 6) при темп-ре $T > 120^\circ\text{C}$ имеет кубич. решётку с центром симметрии и не является пьезоэлектриком; при понижении темп-ры возникает спонтанная поляризация, направленная вдоль оси z , решётка теряет центр симметрии и в интервале темп-ры $120^\circ\text{C} > T > 0^\circ\text{C}$ становится тетрагональной. При дальнейшем понижении темп-ры вблизи 0°C вектор спон-

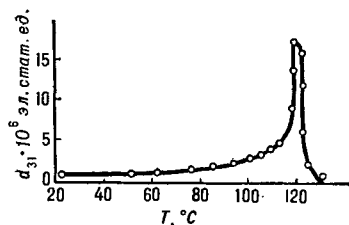


Рис. 4. Зависимость пьезомодуля d_{31} титаната бария от температуры.

зоэлектрики); 4) изменение ниже точки Кюри расстояний между атомами кристаллич. решётки сегнетоэлектрика, зависящее от ориентации поляризации (т. н. спонтанная деформация); 5) нелинейная зависимость деформации u от электр. поля и наличие электромеханич. гистерезиса (рис. 5); 6) наличие максимума у теплоёмкости в области точки Кюри, а в нек-рых случаях выделение или поглощение тепла при переходе через точку Кюри; 7) зависимость от электр. поля и механич. напряжений диэлектрич., механич. и пьезоэлектрич. коэффициентов.

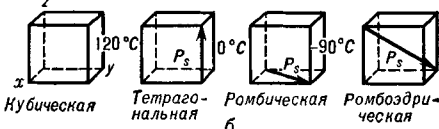


Рис. 6. Изменение величины (a) и направления (b) вектора спонтанной поляризации P_s в зависимости от температуры и изменения симметрии решётки титаната бария.

Большая чувствительность свойств сегнетоэлектриков к внешним воздействиям с феноменологич. точки зрения — результат т. н. сегнетоэлек-

танной поляризации располагается вдоль диагонали одной из граней (при этом в интервале $0^\circ\text{C} > T > -90^\circ\text{C}$ решётка приобретает ромбич. симмет-

рию), и, наконец, вблизи -90°C он поворачивается вдоль объёмной диагонали куба и решётка становится ромбоэдрической.

По мере приближения темп-ры к точке Кюри сильнее проявляются специфич. для сегнетоэлектрика свойства — большие значения и нелинейная зависимость диэлектрич. проницаемости, пьезомодулей и других постоянных. Для сегнетоэлектриков, к-рые выше точки Кюри не являются пьезоэлектриками, пьезоэффект в сегнетоэлектрич. области имеет характер «линеаризованной» *электрострикции* благодаря наличию постоянной спонтанной поляризации и исчезает при обращении спонтанной поляризации в нуль.

Сегнетоэлектрич. переходы подразделяются на фазовые переходы 1-го и 2-го рода. При фазовом переходе 2-го рода (сегнетова соль при 24°C) наблюдаются резко выраженные максимумы температурного хода диэлектрич. проницаемости, теплоёмкости, коэфф. линейного расширения, пьезомодулей, упругих постоянных и др. При фазовом переходе 1-го рода (титанат бария вблизи -90°C , 0°C и 120°C), помимо этого, происходит скачок спонтанной поляризации (см., например, рис. 6,а) и энтропии; имеет место температурный гистерезис и выделяется скрытая теплота перехода. В этом случае темп-ра перехода T_c оказывается несколько выше точки Кюри Θ ; $T_c - \Theta \approx 1-2^\circ\text{C}$.

Микроскопич. теория сегнетоэлектрич. явлений основывается на представлениях об особенностях сил взаимодействия между атомами кристаллич. решётки. Предполагается, что спонтанная поляризация может возникнуть двумя путями. Во-первых, в результате смещения нек-рых ионов решётки из положения равновесия, совпадающего с центром симметрии элементарной решётки (напр., иона Ti^{4+} и BaTiO_3), из-за относительно слабых возвращающих сил и «помощи» образующегося при этом смещении внутреннего поля, обусловленного поляризацией соседних атомов. Такие кристаллы наз. сегнетоэлектриками типа «смещения». Во-вторых, как результат упорядочения уже существующих в кристалле дипольных групп, имеющих несколько возможных положений равновесия, соответствующих различным ориентациям диполей,

как это имеет место в ряде водородсодержащих сегнетоэлектриков (напр., в KH_2PO_4). Такие кристаллы наз. сегнетоэлектриками типа «порядок — беспорядок». В нек-рых кристаллах особенности сил взаимодействия таковы, что ионы одного сорта смещаются не параллельно друг другу, как в сегнетоэлектриках, а антипараллельно, т. е. навстречу друг другу, так что результирующий электрич. момент равен нулю. При достижении определённой темп-ры (точки перехода) это упорядоченное распределение так же, как и в сегнетоэлектриках, становится хаотическим. Подобные кристаллы (напр., PbZrO_3) наз. *антисегнетоэлектриками*.

Спонтанная поляризация и сегнетоэлектрич. переход оказывают существенное влияние на многие свойства сегнетоэлектриков: диэлектрич., механич., пьезоэлектрич., тепловые, оптич., полупроводниковые, акустич. и др. Большинство этих свойств находит широкое применение в ряде областей физики и техники: в электроакустике, конденсаторной технике, вычислительной технике, нелинейной оптике, лазерной технике, *акустоэлектронике* и др.

Лит.: Иона Ф., Ширане Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, М., 1965; Желудев И. С., Физика кристаллических диэлектриков, М., 1969; Смоленский Г. А. и др., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, Л., 1971; Сонин А. С., Струков Б. А., Введение в сегнетоэлектричество, М., 1970; Влинд Р., Жекш Б., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Динамика решётки, пер. с англ., М., 1975. Р. Е. Пасынков.

СИГНАЛИЗАТОРЫ УРОВНЯ

у л ь т р а з в о в ы е — приборы для сигнализации или выдачи информации (напр., в цель автоматического регулирования) о наличии жидкости или сыпучего материала на заданном уровне. Работа УЗ-вых С. у. основана на существенной разнице акустич. характеристик этих сред и газов (воздуха). В С. у. жидкости может быть использовано либо различие в величине *импеданса акустического датчика* — *электроакустического преобразователя* — при нагрузке его газом и жидкостью, либо же различие параметров УЗ-вого сигнала, прошедшего электроакустич. тракт генератор — излучающий преобразователь — контролируемая среда — приёмный преобразователь — усилитель, в зависи-

мости от вида среды. Этот же принцип используется в С. у. сыпучих тел.

УЗ-вые импедансные С. у. могут реагировать на различие вязкости, плотности или волнового сопротивления жидкостей и газов. Так, в С. у., основанном на срыве возбуждения генератора УЗ-вых колебаний при контакте датчика с жидкостью (рис. 1), датчиком является *пьезоэлектрический преобразователь*, состоящий из двух (или одной) пьезокерамич. пластин 2 и двух частотно-понижающих накладок 3. Нижняя накладка контактирует с контролируемой средой 1; пьезопластины включены в цепь положительной обратной связи усилительного элемента генератора 5. Если вибратор контактирует с газом, то в схеме обеспечиваются условия для возникновения генерации и на выходе индикаторного устройства 6 появляется напряжение, сигнализирующее об отсутствии жидкости в зоне датчика. Когда же датчик касается жидкости, сопротивление излучения преобразователя заметно увеличивается, добротность его падает и условия для возникновения генерации уже не соблюдаются — отсутствие высокочастотного напряжения свидетельствует о наличии жидкости.

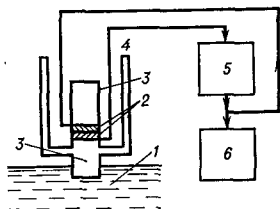


Рис. 1. Блок-схема ультразвукового импедансного сигнализатора уровня: 1 — контролируемая жидкость; 2 — пьезопластины; 3 — частотно-понижающие накладки; 4 — корпус вибратора; 5 — генератор; 6 — индикаторное устройство.

УЗ-вые С. у., действие к-рых основано на изменении параметров прошедшего контролируемой средой сигнала, могут быть условно разделены на две группы. К первой относятся схемы с положительной обратной связью в цепи электроакустич. тракта, работающие в режиме непрерывных колебаний (рис. 2). Датчик такого С. у. состоит из двух преобразователей — излучающего 3 и приёмного 2,

отделённых друг от друга зазором (акустич. камерой), к-рый может заполняться либо жидкостью, либо газом. Когда камера заполняется жидкостью, излучающий и приёмный преобразователи оказываются акустически связанными между собой, если же камера заполнена газом, то эта связь существенно уменьшается, причём степень её уменьшения определяется разницей волновых сопротивлений жидкости и газа. Излуча-

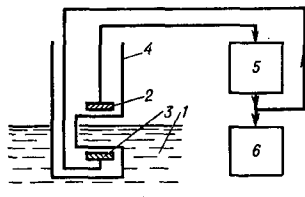


Рис. 2. Блок-схема ультразвукового сигнализатора уровня с положительной обратной связью в электроакустическом тракте: 1 — контролируемая жидкость; 2 — приёмный преобразователь; 3 — излучающий преобразователь; 4 — корпус датчика; 5 — полосовой усилитель; 6 — индикаторное устройство.

ющий преобразователь датчика подключается на выход полосового усилителя 5, а приёмный — на его вход. Полоса пропускания усилителя и его коэфф. усиления выбираются такими, чтобы при заполнении акустич. камеры жидкостью соблюдались условия для возбуждения колебаний, а при заполнении камеры газом генерация в схеме не возникла. Индикатор 6 выдаёт сигнал о нахождении жидкости в акустич. камере.

В другой группе приборов (рис. 3) используется импульсный режим возбуждения. Генератор импульсов 5 возбуждает излучающий преобразователь 2 датчика. При наличии в камере датчика жидкости акустич. импульсы распространяются с незначительным ослаблением, и принятый преобразователем 3 импульс поступает на вход усилителя 6 спустя промежуток времени, определяемый скоростью УЗ в жидкости и расстоянием между преобразователями. В это же время при помощи генератора задержки 7 открывается ключевое устройство 8 и на индикатор 9 поступает сигнал о наличии жидкости. При заполнении камеры газом принятый сигнал имеет существенно меньшую ампли-

туда и другое время прихода. В это время ключевое устройство закрыто, и на индикатор не поступает никаких сигналов. Такая схема С. у. обеспечивает наиболее надёжное получение информации о наличии жидкости на заданном уровне, поскольку обладает возможностью разделения сигналов во времени.

УЗ-вые С. у. могут применяться для контроля разнообразных жидкостей — как электропроводных, так и неэлектропроводных — в широком интервале темп-р (от 4 до 600 К) и избыточных давлений (до 1000 атм). Абсолютная точность индикации уровня

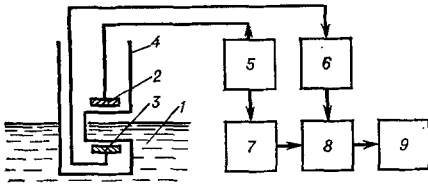


Рис. 3. Блок-схема ультразвукового импульсного сигнализатора уровня: 1 — контролируемая жидкость; 2 — излучающий преобразователь; 3 — приёмный преобразователь; 4 — корпус датчика; 5 — генератор импульсов; 6 — усилитель; 7 — генератор задержанных импульсов; 8 — ключевое устройство; 9 — индикаторное устройство.

зависит от взаимного расположения плоскостей пьезопреобразователей и поверхности контролируемого уровня и может достигать десятых долей мм. Отсутствие к.-л. движущихся элементов в датчике УЗ-вого С. у., а также простота электронной схемы при весьма малом числе радиокомпонентов обеспечивают высокую надёжность аппаратуры. Возможность полной герметизации полости датчика от контролируемой среды, малые уровни подводимых к датчику токов и напряжений позволяют эксплуатировать аппаратуру при любой категории взрывоопасности. Высокая надёжность УЗ-вых С. у. обеспечивается лишь в условиях, исключающих возможность обильного выделения свободного газа и осаждения его в виде мелких пузырьков на активных поверхностях датчика при нахождении его в жидкости. УЗ-вые С. у. применяются в отраслях промышленности, связанных с производством, хранением и транспортировкой токсичных,

взрывоопасных, агрессивных и криогенных жидкостей.

Лит.: Вабинов О. И., Контроль уровня с помощью ультразвука, Л., 1971; Агейкин Д. И., Костина Е. Н., Кузнецова Н. Н., Датчики контроля и регулирования. Справочные материалы, 2 изд., М., 1965.

Б. Е. Михалёв, А. С. Химунин.
СИЛА ЗВУКА — то же, что интенсивность звука.

СИММЕТРИЯ КРИСТАЛЛОВ — свойство кристаллов совмещаться с самим собой путём нек-рых преобразований, наз. операциями симметрии: отражения, вращения, параллельных переносов (либо комбинации этих операций). Симметрич. преобразования можно разделить на два типа: конечные, или точечные, при к-рых хотя бы одна точка фигуры остаётся на месте, и бесконечные, или пространственные, при к-рых не остаётся на месте ни одна точка фигуры. Конечные симметрич. преобразования соответствуют симметрии идеальных кристаллич. многогранников, бесконечные — симметрии структур.

Операции точечной симметрии являются: отражение в плоскости симметрии (зеркальное отражение) m , повороты вокруг оси симметрии порядка n на угол, равный $360^\circ/n$, инверсия $\bar{1}$ (симметрия относительно точки), инверсионные повороты \bar{n} (комбинация поворота на $360^\circ/n$ с одновременной инверсией). При описании С. к. обычно пользуются не операциями симметрии, а элементами симметрии. Понятие «элемент симметрии» является более широким, чем понятие «операция симметрии»: каждый элемент симметрии является нек-рой совокупностью операций симметрии. Так, под осью симметрии понимается совокупность операций, включающих повороты на 90° , 180° , 270° , 360° (операция отождествления). С. к. исчерпывающе описывается следующим набором элементов симметрии: m , $\bar{1}$, 2 , 3 , 4 , 6 , $\bar{3}$, $\bar{4}$, $\bar{6}$ (в учебной символике они обозначаются соответственно как P , C , L_2 , L_3 , L_4 , L_6 , L_3 , L_4^- , L_6^-).

Возможные сочетания симметрии операций кристаллич. многогранников образуют 32 точечные группы, или 32 класса С. к., к-рые группируются в соответствии с наличием в них характерных элементов симметрии в семь сингоний (см. табл.) и три ка-

Обозначения 32 классов симметрии

Сингония	Обозначения			
	международное	по Шёнфлюксу	формула симметрии	по Шюбнику
Триклинная	1	C_1	L_1	1
	$\bar{1}$	C_i	C	$\bar{2}$
Моноклинная	2	C_2	L_2	2
	m $2/m$	C_2^s C_{2h}	P L_2PC	m $2:m$
Ромбическая	222	D_2	$3L_2$	2:2
	$mm2$ mmm	C_{2v} D_{2h}	L_2^2P $3L_2^2PC$	$2:m$ $m:2:m$
Тетрагональная	4	C_4	L_4	4
	$4/m$	C_{4h}	L_4PC	$4:m$
	422	D_4	$L_4^2L_2$	$4:2$
	$4mm$	C_{4v}	L_4^2P	$4:m$
	$4/mmm$	D_{4h}	$L_4^2L_2^2PC$	$m:4:m$
	$\bar{4}$	S_4	L_4^2	$\bar{4}$
	$\bar{4}2m$	D_{2d}	$L_4^2L_2^2P$	$\bar{4}:m$
Тригональная	3	C_3	L_3	3
	$\bar{3}$	C_{3i}	L_3C	$\bar{6}$
	32	D_3	$L_3^2L_2$	3:2
	$3m$	C_{3v}	L_3^2P	$3:m$
	$3m$	D_{3d}	$L_3^2L_2^2PC$	$\bar{6}:m$
Гексагональная	6	C_6	L_6	6
	$6/m$	C_{6h}	L_6PC	$6:m$
	622	D_6	$L_6^2L_2$	$6:2$
	$6mm$	C_{6v}	L_6^2P	$6:m$
	$6/mmm$	D_{6h}	$L_6^2L_2^2PC$	$m:6:m$
	$\bar{6}$	C_{3h}	L_3P	$3:m$
	$6m2$	D_{3h}	$L_3^2L_2^2P$	$m:3:m$
Кубическая	23	T	$4L_3^2L_2$	3/2
	$m\bar{3}$	T_h	$4L_3^2L_2^2PC$	$\bar{6}/2$
	432	O	$3L_4^2L_3^2L_2$	$\bar{3}/4$
	$\bar{4}3m$	T_d	$3L_4^2L_3^2L_2^2P$	$3/\bar{4}$
	$m\bar{3}m$	O_h	$3L_4^2L_3^2L_2^2PC$	$\bar{6}/4$

теории (каждая из которых включает: низшая — триклинную, моноклинную и ромбич. сингонии; средняя — гексагональную, тригональную и тетрагональную; высшая — кубическую). Каждый из 32 классов обозначается специальным символом. Простейшим из символов является формула симметрии, которая состоит из записанных подряд всех элементов симметрии кристалла. На первом месте принято писать оси симметрии L от высших к низшим, на втором — плоскости симметрии P , затем центр C . Так, напр., символ $L_4^2L_2^2PC$ озна-

чает, что есть ось L_4 , четыре оси L_2 , пять плоскостей симметрии и центр симметрии; вдоль оси L_4 может проходить лишь четыре плоскости симметрии, следовательно, пятая из различных пяти плоскостей должна отличаться по расположению от остальных четырёх; наличие центра симметрии показывает, что эта плоскость перпендикулярна оси L_4 , а значит, и остальным четырём плоскостям.

В международных (интернациональных) символах классов симметрии пишутся не все, а только основные, или т. н. порождающие, элементы симметрии, а «порождённые» элементы симметрии, которые можно вывести из сочетаний порождающих элементов, не пишутся. В качестве порождающих элементов симметрии предпочтение отдаётся плоскостям. В международной символике приняты следующие обозначения: n — ось симметрии n -го порядка; \bar{n} — инверсионная ось симметрии n -го порядка; m — плоскость симметрии; nm — ось симметрии n -го порядка и n плоскостей симметрии, проходящих вдоль неё; $\frac{n}{m}$ или n/m — ось симметрии n -го порядка и перпендикулярная ей плоскость симметрии; $n\bar{2}$ — ось симметрии n -го порядка и n осей 2-го порядка, ей перпендикулярных; $\frac{n}{m}m$ или $n/m\bar{m}$ — ось симметрии n -го порядка и плоскости m , параллельные и перпендикулярная ей (n и \bar{n} могут иметь значения 1, 2, 3, 4, 6).

При пользовании международной символикой необходимо иметь в виду теоремы о сочетании элементов симметрии. Так, в символе nm буква m , не отделённая чертой от n , означает, что плоскость m проходит вдоль оси n -го порядка, и подразумевается, что общее число продольных плоскостей должно быть n . Символ n/m , где m под чертой, означает, что единственная плоскость m перпендикулярна оси n , и подразумевается, что если n чётное, то, кроме оси и плоскости, имеется ещё и центр симметрии. Символ $n\bar{2}$ означает, что имеется ось 2-го порядка, перпендикулярная оси n ; число этих осей равно порядку оси n . Смысл цифры или буквы, обозначающей элемент симметрии, зависит от того, на какой позиции в символе она поставлена. В международной символи-

ке различают «координатные» элементы симметрии, к-рые проходят вдоль координатных плоскостей, и «диагональные» — по биссектрисам углов между ними.

В символах всех классов средней категории на первой позиции стоит главная ось симметрии, на второй — координатные элементы симметрии, на третьей — диагональные. Напр., символ $4mm$ означает: имеется ось 4-го порядка (ось Z), две координатные плоскости симметрии (XOZ и YOZ) и две плоскости симметрии, проходящие тоже через ось Z и через биссектрисы углов между осями X и Y . Этот символ можно записать сокращённо: $4mm = 4m$.

В кристаллографич. и физич. литературе, в частности в оптике и физике полупроводников, часто пользуются символами Шёнфлиса, где применяются следующие обозначения: C — одна ось симметрии, D — ось симметрии и оси 2-го порядка, перпендикулярные ей. Единственная ось всегда считается вертикальной. Если осей несколько, то вертикальной считается ось высшего порядка. Индексы v, h, d обозначают добавленные к вертикальной оси плоскости симметрии: v — вертикальные, h — горизонтальные, d — диагональные, а индекс i — инверсионную ось симметрии; T — набор осей симметрии кубич. тетраэдра: $3L_4 4L_3 6P$; O — набор осей симметрии кубич. октаэдра: $3L_4 4L_3 6L_2 9PC$. Используя эти обозначения и теоремы о сочетании элементов симметрии, получаем: C_n — одна вертикальная ось (полярная) порядка n (полярным наз. такое направление в кристалле, начало и конец к-рого не могут быть совмещены никакими элементами симметрии); C_{nv} — одна вертикальная полярная ось порядка n и n плоскостей, проходящих вдоль неё; C_{nh} — одна ось порядка n (неполярная) и плоскость симметрии, ей перпендикулярная; D_n — одна вертикальная ось порядка n и n осей 2-го порядка, перпендикулярных ей; D_{nh} — одна вертикальная ось n -го порядка, n плоскостей вдоль неё и плоскость симметрии, ей перпендикулярная; S_n — одна вертикальная зеркально-поворотная ось порядка n (зеркально-поворотной осью наз. прямая, при повороте вокруг к-рой на элементарный угол $\alpha = 360^\circ/n$, где n — порядок оси,

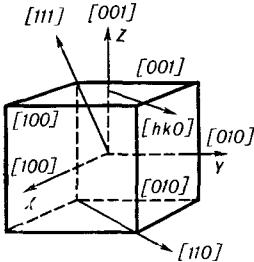
с последующим или предварительным отражением в перпендикулярной к ней плоскости, проходящей через центр фигуры, она совмещается сама с собой); $v = D_2$ — сочетание трёх взаимно перпендикулярных осей 2-го порядка; $v_h = D_{2h}$ — три взаимно перпендикулярные оси 2-го порядка и плоскости, перпендикулярные каждой из этих осей; $v_d = D_{2d}$ — три взаимно перпендикулярные оси 2-го порядка и диагональные плоскости; T_d — оси симметрии тетраэдра и диагональные плоскости; T_h — оси симметрии тетраэдра и координатные плоскости; O_h — оси симметрии октаэдра и координатные плоскости.

По А. В. Шубникову, оси n и плоскости m обозначаются так же, как в международной символике. Перпендикулярность обозначается не чертой, а двоеточием, параллельность — точкой. Косая черта, разделяющая два наименования осей, обозначает, что эти оси образуют между собой косой угол. Кроме того, черта над символом оси означает, что ось является зеркально-поворотной осью (ось, к-рая при повороте на угол $\alpha = 360^\circ/n$ с последующим отражением в плоскости симметрии приводит к совмещению фигуры), в отличие от международного символа, где такая же черта означает инверсионную ось.

Для однозначного описания направлений и плоскостей кристаллов служат кристаллографические координатные оси X, Y, Z . Для описания физич. свойств кристаллов, а также для аналитич. представления их точечных групп симметрии в кристаллах выбираются ортогональные кристаллофизич. оси X_1, X_2, X_3 . Кристаллографич. и кристаллофизич. координатные системы всегда выбираются правыми, а углы между положительными направлениями соответствующих кристаллографич. и кристаллофизических осей — меньшими 90° . Положительному направлению кристаллографич. оси отвечает положительное направление соответствующей кристаллофизич. оси. Для кубич., тетрагональной и ромбич. сингоний направления осей в кристаллографич. и кристаллофизич. системах координат совпадают.

Для однозначного описания направлений в кристаллах пользуются с имволами Миллера. Зная уста-

новку кристалла, можно однозначно определить в нём любое направление, выбрав для этого на осях координат соответствующий масштаб. Для пространственной решётки любой симметрии в качестве масштаба выбирают целые числа, кратные параметрам элементарной ячейки. Напр., параметры элементарной ячейки вдоль осей X , Y , Z соответственно равны a_0 , b_0 , c_0 , при этом за единичные отрезки можно



выбирать любые величины, напр.: $a = 8a_0$, $b = 8b_0$, $c = 8c_0$. Если координаты

Различные кристаллографические грани и направления в кубическом кристалле.

любой точки на определённом направлении есть x , y , z , то оно однозначно задаётся символом направления $[u, v, w]$ (в квадратных скобках), определяемым следующим образом:

$$\frac{x}{a} : \frac{y}{b} : \frac{z}{c} = u : v : w.$$

Числа u , v , w наз. миллеровскими индексами данного кристаллографич. направления. Из приведённого определения ясно, что символ оси X — $[100]$, оси Y — $[010]$ и оси Z — $[001]$ (рис.). Направления под углом 45° к осям X и Y — $[110]$, под углом 45° к осям X и Z — $[101]$, под углом 45° к осям Y и Z — $[011]$. Пространственная диагональ куба имеет символ $[111]$. Отрицательные значения проекций на любую координатную ось имеют отрицательный индекс и отмечаются чертой над соответствующим индексом; напр., направление $[\bar{1}10]$ (читается: один, минус один, ноль).

Миллеровские индексы кристаллографич. плоскостей — это целые числа, характеризующие расположение граней и соответствующих им атомных плоскостей относительно кристаллографич. осей X , Y , Z . Миллеровские индексы связаны с длиной отрезков, отсекаемых соответствующей плоскостью на трёх осях кристаллографич. системы координат. Длины отрезков, отсекаемых любой атомной плоскостью кристалла на координатных осях, вы-

раженные в постоянных решётки, всегда являются целыми числами p_1 , p_2 , p_3 . Если обратные им величины привести к общему знаменателю и затем отбросить его, то полученные три целых числа $h = p_2 p_3$, $k = p_1 p_3$, $l = p_1 p_2$ и есть миллеровские индексы грани (плоскости). Они записываются в круглых скобках — (hkl) и наз. миллеровским символом грани (плоскости). Отрицательные миллеровские индексы обозначают плоскости, пересекающиеся с отрицательным направлением осей координат. Координатные плоскости характеризуются символами $(100) = YOZ$, $(010) = ZOX$, $(001) = XOY$ (рис.). Плоскости, отсекающие одинаковые отрезки на всех трёх осях, — это плоскости (111) , индексы (110) определяют плоскости, к-рая параллельна оси Z и отсекает равные отрезки на осях X и Y .

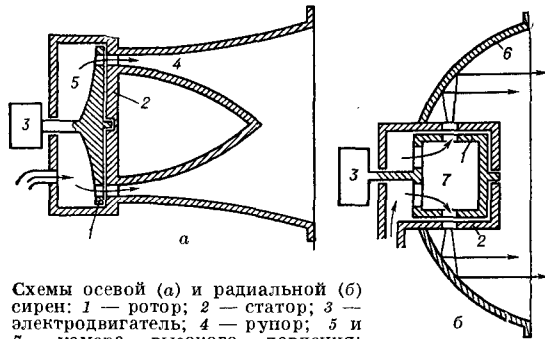
Лит.: Ш а с к о л ь с к а я М. П., Кристаллография, М., 1976; Н а й Д., Физические свойства кристаллов, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; П е р е л о м о в а Н. В., Т а г и е в а М. М., Задачник по кристаллофизике, М., 1972. Н. В. Переломова.

СИРЕНЬ — устройства для создания мощных акустич. колебаний, действие к-рых основано на периодич. прерывании струй, вытекающих с большой скоростью через отверстия. По типу рабочего тела С. делятся на газовые (воздушные) и жидкостные, наз. также ротационными *гидродинамическими излучателями*, а по принципу работы — на динамич. (вращающиеся) и пульсирующие. В динамич. С. прерывание струй осуществляется вращающимся ротором с отверстиями или зубцами; ротор вращается с помощью электромотора или воздушной турбины. В пульсирующих С. перекрытие потока производится заслонкой, совершающей возвратно-поступательное движение при помощи электромагнитного или электродинамич. преобразователя (электропневматические С.); иногда при этом используются резонансные колебания (напр., крутильные) системы подвески ротора.

Наибольшее распространение получили С. динамич. типа с электроприводом. Конструктивно они подразделяются на осевые (рис. а) и радиальные (рис. б). В первых ротор 1 и статор 2 выполнены в виде дисков с отверстиями, а направление воздушного потока совпадает с осью вращения ротора; вторые имеют ротор и статор

в виде коаксиальных цилиндров (или конусов), а направление газовой струи у них составляет нек-рый угол (обычно 90°) с осью вращения. Давление в камере колеблется для С. обычных типов от 0,1 до 5 кгс/см². Частота

лают их разных размеров. В случае применения нескольких таких роторов, вращающихся с разными угловыми скоростями, удаётся получить сигнал, приближающийся к шумовому. Кпд реальных С., работающих при докритич. перепадах давления, достигает 50—60%.



Схемы осевой (а) и радиальной (б) сирен: 1 — ротор; 2 — статор; 3 — электродвигатель; 4 — рупор; 5 и 7 — камера высокого давления; 6 — рефлектор. Направление потока указано стрелками.

Акустич. мощность С. определяется давлением в камере и расходом сжатого газа и для различных конструкций колеблется в пределах от сотен Вт до десятков кВт. Для систем, у которых диаметр ротора значительно превосходит длину излучаемой волны λ , а $\lambda < b$, мощность звука, излучаемая С. на основной частоте, равна:

$$W = \frac{\pi^2 \rho f^2 N d^4}{16c} v^2 \quad \text{при } \lambda > d$$

$$\text{и } W = \frac{\pi \rho c N d^2}{8} v^2 \quad \text{при } \lambda < d,$$

пульсаций f , создаваемых С., определяется числом отверстий N в роторе (или статоре) и числом оборотов ротора n в 1 с, т. е. $f = nN$ Гц. Эта частота соответствует основной частоте излучаемого звука. Как правило, верхний предел её не превосходит 40—50 кГц, однако известны С. с частотами до 500 кГц; нижний предел обычно равен 200—300 Гц. Т. к. источником излучаемого С. звука являются импульсы скорости газа, вытекающего из отверстий, частотный спектр С. определяется формой этих импульсов. Для получения синусоидальных колебаний используют С. с круглыми отверстиями, расстояния b между которыми равны их диаметру d . Кпд таких С. не превышает 50%. При отверстиях прямоугольной формы, отстоящих друг от друга на ширину отверстия, форма импульса треугольная и наряду с основной частотой f излучается ряд высших гармоник. В промышленных С. обычно стремятся получить максимальный кпд, отвечающий трапециoidalной форме импульса, максимально приближающегося к П-образной; с этой целью отверстия в роторе и статоре выполняют разной ширины. Теоретически кпд таких С. на основной частоте достигает 80%. При необходимости излучения звука с широким спектром отверстия располагают по ротору неравномерно и де-

где ρ — плотность газа, c — скорость звука в газе, v — максимальная скорость газа в отверстиях. С., работающие при сверхкритич. давлениях, выполняются с отверстиями, имеющими профиль сопла Лавала. Они характеризуются повышенными мощностями при несколько сниженном кпд. Кроме указанных факторов, на мощность и кпд С. влияют их конструктивное оформление и особенно величина зазора между ротором и статором, в лучших образцах не превосходящая 0,02—0,05 мм. Т. к. в радиальных С. такие зазоры трудно достигимы, они менее эффективны, чем осевые. Конструктивно осевые С. различаются гл. обр. системой установки ротора и устройством, обеспечивающим поддержание требуемого зазора между ротором и статором в процессе работы.

В изготовлении и эксплуатации С. более сложны, чем свистки, однако они обладают рядом важных достоинств: более высоким кпд, большей мощностью и возможностью плавной регулировки частоты в пределах нескольких октав путём изменения скорости вращения ротора. Как правило, мощные С. имеют независимое питание сжатым воздухом, но в нек-рых конструкциях С. предусмотрен собственный турбокомпрессор.

Как акустич. излучатель (см. Излучение звука) С. представляет собой ди-

поль, создающий две волны, сдвинутые по фазе на 180° и распространяющиеся в противоположных направлениях: одна в направлении истечения газа, а другая навстречу ему. На этом явлении основаны С. «обратного действия», создающие звуковое поле в камерах высокого давления; в этом случае используется волна, излучающая навстречу потоку. Наличием обратной волны объясняются резонансные свойства С., т. е. существование областей частот, где излучаемая мощность имеет максимум. Большинство С. работает с выбросом отработанного газа в озвучиваемое пространство, однако существуют конструкции, в которых излучение не сопровождается выбросом газа. Для лучшего согласования со средой и получения нужной направленности излучения С. снабжаются рупорами и рефлекторами.

Воздушные С. как наиболее мощные излучатели в диапазоне высоких звуковых и УЗ-вых частот применяются для исследования материалов и конструкций на усталость, для шумовых испытаний электронного оборудования и в целом ряде технологич. процессов: при акустич. коагуляции мелкодисперсных аэрозолей, для воздействия на процессы теплообмена в ультразвуковом поле и др. Широко известно применение С. для тренойной или оповестительной сигнализации.

Жидкостные С. выполняются обычно радиальными, с несколькими коаксиальными роторами, вращающимися между нескольких рядов коаксиальных статоров; иногда статор вообще отсутствует, а два ротора, входящие друг в друга, вращаются в разные стороны. В таких С. отверстия имеют вид продольных щелей, располагаемых по образующей цилиндра. Жидкостные С. применяются в реакторах для эмульгирования, диспергирования и ускорения процессов перемешивания. Производительность таких С. достигает $20-25 \text{ м}^3/\text{ч}$.

Лит.: Кроуфорд А. Э., Ультразвуковая техника, пер. с англ., М., 1958; Бергман Д., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Карновский М. И., «Изв. ВУЗов, сер. Радиотехника», 1958, № 1, с. 64-67; Веллер В. А., Степанов Б. И., «Акуст. ж.», 1963, т. 9, № 3, с. 291-295. Ю. Я. Борисов.

СКОРОСТЬ ЗВУКА — скорость перемещения в среде упругой волны при

условии, что форма её профиля остаётся неизменной. Напр., для плоской волны, бегущей без изменения формы со скоростью c в направлении оси x , звуковое давление можно записать в виде: $p = p(x - ct)$, где t — время, а функция p даёт форму профиля волны. Для гармонич. волны $p = A \cos(\omega t - kx + \varphi)$ С. з. выражается через частоту ω и волновое число k ф-лой $c = \omega/k$. Скорость гармонич. волн наз. также *фазовой скоростью* звука. В средах, в которых форма волн произвольной формы меняется при распространении, гармонич. волны тем не менее сохраняют свою форму, но фазовая скорость оказывается различной для разных частот, т. е. имеет место *дисперсия скорости звука*. В этих случаях пользуются также понятием *групповой скорости*. При больших амплитудах упругой волны появляются *нелинейные эффекты*, приводящие к изменению формы любых волн, в т. ч. гармонических, так что понятие С. з. теряет определённую ясность. В этом случае скорость распространения каждой точки профиля волны зависит от амплитуды давления в этой точке. Эта скорость растёт с ростом давления в данной точке профиля, что приводит к искажению формы волны.

Скорость звука в газах и жидкостях. В газах и жидкостях звук распространяется в виде объёмных волн разрежения — сжатия, причём процесс происходит обычно адиабатически, т. е. изменение темп-ры в звуковой волне не успевает выровняться, т. к. за $1/2$ периода тепло из нагретых (сжатых) участков не успевает перейти к холодным (разрежен-

ными). Адиабатич. С. з. $c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S}$, где P — давление в веществе, ρ — плотность вещества, а буква S показывает, что производная берётся при постоянной энтропии. Выражение для С. з. может быть записано также в одной из следующих форм:

$$c = \sqrt{\frac{K_{ад}}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\beta_{ад}\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta_{из}\rho}}$$

где $K_{ад}$ — адиабатич. модуль всестороннего сжатия, $\beta_{ад} = \frac{1}{K_{ад}} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_S$ — адиабатич. сжимаемость, $\beta_{из} = \gamma \beta_{ад}$ — изотермич. сжимаемость, $\gamma = C_P/C_V$ — отношение теплоёмкостей при постоян-

ном давления C_p и при постоянном объёме C_v .

$$В\ идеальном\ газе\ C.\ з.\ c = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}}$$

где $R = 8,31$ Дж/моль·К — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная темп-ра в Кельвинах, μ — молекулярный вес газа. Это т. н. «лапласова» $C.\ з.$ В газе она совпадает по порядку величины со средней тепловой скоростью движения молекул. Величину $c' = \sqrt{P/\rho}$ наз. «ньютоновой» $C.\ з.$, она давала бы $C.\ з.$ при бесконечной теплопроводности, при к-рой сжатия и разрежения происходили бы изотермически. В действительных средах имеет место лапласова $C.\ з.$

$C.\ з.$ в газах меньше, чем в жидкостях, а в жидкостях, как правило, меньше, чем в твёрдых телах. В табл. 1 и 2 приведены значения $C.\ з.$ для нек-рых газов и жидкостей, причём в тех случаях, когда имеется дисперсия, приведены значения $C.\ з.$ для частот, меньших, чем частота релаксации.

Табл. 1. — Скорость звука в газах при 0°С

Газ	с, м/с
Азот	334
Кислород	316
Воздух	331
Гелий	965
Водород	1284
Неон	435
Метан	430
Аммиак	415
Углекислый газ	259
Иодистый водород	157

Табл. 2. — Скорость звука в жидкостях при 20°С

Жидкость	с, м/с
Вода	1490
Ацетон	1190
Бензол	1324
Спирт этиловый	1180
Толуол	1324
Четырёххлористый углерод	920
Ртуть	1453
Глицерин	1923

ла является вода, в к-рой $C.\ з.$ при комнатной темп-ре увеличивается с ростом темп-ры на 2,5 м/с·град, достигает максимума при темп-ре ~74°С и с дальнейшим ростом темп-ры уменьшается. $C.\ з.$ в воде растёт с увеличением давления примерно на 0,01% на 1 атмосферу; кроме того, $C.\ з.$ в воде растёт с увеличением содержания растворённых в ней солей. В морской воде $C.\ з.$ зависит от темп-ры, солёности и глубины. Эти зависимости имеют сложный вид. Для расчёта $C.\ з.$ в морской воде используются таблицы, рассчитанные по эмпирич. ф-лам. Поскольку темп-ра, давление, а иногда и солёность меняются по глубине, то звуковые лучи, распространяющиеся в море, испытывают рефракцию и искривляются, что определяет, в частности, такое явление, как подводный звуковой канал.

В сжиженных газах $C.\ з.$ больше, чем в газе при той же темп-ре. Так, например, в газообразном азоте при темп-ре -195°С $C.\ з.$ равна 176 м/с, а в жидком при той же температуре — 859 м/с; в газообразном и жидком гелии при -269°С она равна соответственно 102 м/с и 198 м/с.

$C.\ з.$ в смесях газов или жидкостей зависит от концентрации компонент смеси. В газовых смесях $C.\ з.$ хорошо описывается ф-лой $c = \sqrt{\gamma RT/\mu}$, в к-рой взят молекулярный вес смеси, определённый молекулярными весами компонент с учётом их концентрации. В жидких смесях зависимость $C.\ з.$ от концентрации компонент имеет довольно сложный характер, к-рый связан с видом межмолекулярных взаимодействий. Так, напр., в спирто-водных и кислотно-водных смесях при нек-рой концентрации имеется максимум $C.\ з.$, а в таких смесях, как ацетон с сероуглеродом, бензол с четырёххлористым углеродом и др., при нек-рой концентрации $C.\ з.$ имеет минимум. В водных растворах солей $C.\ з.$ растёт с ростом концентрации во всём интервале концентраций. Т. о., измерения $C.\ з.$ могут служить для определения и контроля концентрации компонент смесей и растворов.

В жидком гелии $C.\ з.$ увеличивается при понижении темп-ры. При фазовом переходе в сверхтекучее состояние имеется излом на кривой зависимости $C.\ з.$ от темп-ры; кривые подходят к точке перехода с наклоном разного знака.

$C.\ з.$ в идеальных газах при заданной температуре не зависит от давления и растёт с ростом температуры как \sqrt{T} . Изменение $C.\ з.$, отнесённое к одному градусу, равно $\Delta c/\Delta T = c/2T$. При комнатной температуре относительное изменение $C.\ з.$ в воздухе при изменении темп-ры на 1 градус составляет примерно 0,17%. В жидкостях $C.\ з.$, как правило, уменьшается с ростом темп-ры, и изменение темп-ры на один градус составляет, напр., -5,5 м/с·град для ацетона и -3,6 м/с·град для этилового спирта. Исключением из этого прави-

Скорость звука в твёрдых телах. С. з. в изотропных твёрдых телах определяется модулями упругости вещества. В неограниченной твёрдой среде распространяются продольные и сдвиговые (поперечные) упругие волны, причём фазовая С. з. для продольной волны равна

$$c_l = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}} = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\rho}},$$

а для сдвиговой

$$c_t = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

где E — модуль Юнга, G — модуль сдвига, σ — коэфф. Пуассона, K — модуль объёмного сжатия. Скорость распространения продольных волн всегда больше, чем скорость сдвиговых волн, а именно выполняется соотношение $c_l > c_t \sqrt{2}$. Значения продольной и поперечной С. з. для нек-рых твёрдых тел приведены в табл. 3.

Табл. 3. — Скорость звука в некоторых твёрдых веществах

Материал	c_l , м/с	c_t , м/с	$c_{ст}$, м/с
Кварц плавленый	5970	3762	5760
Бетон	4200—5300	—	—
Плексиглас	2670—2380	1100—1120	1840—2140
Полистирол	2350—2380	1120	1860—2240
Стекло пирекс	5640	3280	5170
Стекло крон	5100—6120	2840—3550	4540—5300
Стекло флинт	3760—4800	2380—2560	3490—4550
Тефлон	1340	—	—
Эбонит	2405	—	—
Железо	5835—5950	3180—3240	5000—5200
Золото	3200—3240	1200	2030
Магний	5765	3065	4600—4970
Платина	3260—3960	1670—1730	2690—2800
Свинец	1960—2400	700—790	1200—1320
Цинк	4170—4210	2440	3700—3850
Никель	5630	2960	4785—4973
Серебро	3650—3700	1600—1690	2610—2800
Углеродистые стали	—	—	5099—5177
Нержавеющая сталь 1Х18Н9Т	—	—	5039
Титан ВТ-1	—	—	5072
Медь М2	—	—	3842
Латунь Л59	4600	2080	3450
Алюминиевый сплав АМГ	6320	3190	5200

В монокристаллич. твёрдых телах С. з. зависит от направления распространения волны в кристалле (см. *Распространение ультразвука* в кристаллах). В тех направлениях, в к-рых возможно распространение чистых продольных и чистых поперечных волн, в общем случае имеется одно значение c_l и два c_t . Если значения c_t различны, то соответствующие волны иногда наз. быстрой и медленной поперечными волнами. В общем случае для каждого направления распространения волны в кристалле могут существовать три волны с разными скоростями распространения, к-рые определяются соответствующими комбинациями модулей упругости, причём векторы колебательного смещения частиц в этих трёх волнах взаимно перпендикулярны. В табл. 4 приведены значения С. з. для нек-рых кристаллов в характерных направлениях.

Во многих веществах С. з. зависит от наличия посторонних примесей. В полупроводниках и диэлектриках С. з. чувствительна к концентрации примесей. Так, при легировании полупроводника примесью, увеличивающей число носителей тока, С. з. уменьшается с увеличением концентрации; С. з. в полупроводниках слабо возрастает при уменьшении темп-ры.

В металлах и сплавах С. з. существенно зависит от обработки, к-рой был подвергнут металл: прокат, ковка, отжи и т. п. Частично это явление связано с дислокациями, наличие к-рых также влияет на С. з. (в табл. 3 даны наибольшие и наименьшие значения по данным литературы). В металлах, как правило, С. з. уменьшается с ростом темп-ры. При переходе металла в сверхпроводящее состояние этот характер зависимости меняется: в точке перехода изменяется знак величины dc/dT . В сильных магнитных полях проявляются нек-рые тонкие эффекты в зависимости С. з. от магнитного поля, к-рые отражают особенности поведения электронов в монокристалле металла. Так, при распространении звука по нек-рым направлениям в кристалле появляются осцилляции С. з. как функции магнитного поля. Измерения зависимости С. з. от магнитного поля являются чувствительным методом исследования внутренней структуры металлов.

Табл. 4. — Скорость звука в некоторых монокристаллах

Кристалл	Направление распространения	Тип волны	c, м/с
Кварц (SiO ₂) . .	вдоль оси Z	продольная	6330
	»	поперечная	4620
	вдоль оси X	продольная	5600
	»	поперечная быстрая	5050
Рубин (Al ₂ O ₃) . .	»	поперечная медленная	3500
	вдоль оси C	продольная	11240
Ниобат лития (LiNbO ₃) . . .	»	поперечная	7800
	вдоль оси C	продольная	7330
Сульфид кадмия (CdS)	»	поперечная	3580
	вдоль оси C	продольная	4500
Железотригидный гранат (Y ₃ Fe ₅ O ₁₂) . . .	»	поперечная	1860
	вдоль оси X	поперечная	3840
Алюмомагнетитовый шпинель (MgAl ₂ O ₄) . . .	вдоль оси [100]	продольная	8830
	»	поперечная	6540
	вдоль оси [111]	продольная	10600
	»	поперечная	5100

В пьезоэлектриках и сегнетоэлектриках С. з. определяется не только модулями упругости, но и пьезомодулем и проводимостью вещества: наличие электромеханич. связи делает вещество менее жёстким и, следовательно, уменьшает его С. з.

Аналогичное явление наблюдается в магнитоотриционных материалах. Наличие магнитоупругой связи приводит для них, кроме того, к появлению заметной зависимости С. з. от напряжённости магнитного поля, обусловленной т. н. *дельта E-эффектом*, т. е. зависимостью модуля Юнга от величины поля. Эти изменения С. з. могут быть порядка нескольких процентов (иногда до десятков процентов). В сегнетоэлектриках имеется аналогичная зависимость С. з. от напряжённости электр. поля.

При действии на твёрдое тело статич. механич. напряжений С. з. зависит от величины этих напряжений, что является следствием отклонения от линейного закона Гука.

В ограниченных твёрдых телах, кроме продольной и поперечной волн, имеются и другие типы волн. Так, вдоль свободной поверхности твёрдого тела или вдоль границы его с другой средой распространяется специфич. вид волн — *поверхностные волны*, скорость к-рых меньше, чем все остальные С. з. для данного твёрдого тела. В пластинах, стержнях и других твёрдых акустич. волноводах распространяются *нормальные волны*, скорость к-рых определяется не только упругими характеристиками вещества, но и геометрией тела. Так, напр., С. з. для продольной волны в стержне, поперечные размеры к-рого много меньше длины волны, равна: $c_{ст} = \sqrt{E/\rho}$. В табл. 3 приведены значения С. з. в тонком стержне для некоторых материалов.

Методы измерения С. з. можно подразделить на резонансные методы, метод *интерферометра*, импульсные методы, оптич. методы (см. *Дифракция света на ультразвуке*). Наибольшую точность измерения можно получить, используя импульсно-фазовые методы. Оптич. методы дают возможность измерять скорость на гиперзвуковых частотах, вплоть до 10^{11} — 10^{12} Гц. Точность измерения С. з. зависит от того, надо ли получить абсолютные значения С. з. (как, напр., при определении модулей упругости твёрдого тела), или же можно ограничиваться относительными измерениями С. з. при изменении к.-л. внешних параметров, напр. в зависимости от темп-ры или магнитного поля или же в зависимости от наличия примесей и дефектов. Точность абсолютных измерений на лучшей аппаратуре составляет около 10^{-3} %, тогда как точность относительных измерений достигает величины порядка 10^{-5} %.

Измерения С. з. используют для определения многих свойств вещества, таких, как величина отношения теплоёмкостей для газов, сжимаемости газов и жидкостей, модулей упругости твёрдых тел, дебаевской темп-ры и др. (см. *Молекулярная акустика*). Измерение малых изменений С. з. является чувствительным методом опреде-

ления наличия примесей в газах и жидкостях. В твёрдых телах измерения $S. z.$ и её зависимости от разных факторов позволяют исследовать строение вещества: зонную структуру полупроводников, строение поверхностей Ферми в металлах и пр. Ряд контрольно-измерительных применений ультразвука в технике основан на измерениях $S. z.$

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1953; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырники Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твёрдого тела, пер. с англ., М., 1972; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 4; т. 4, ч. Б, 1970, гл. 7; Таблицы для расчета скорости звука в морской воде, М., 1965; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970. А. Л. Полякова.

СОБСТВЕННАЯ ЧАСТОТА (нормальная частота) — частота собственного колебания данной колебательной системы (см. *Нормальные колебания*).

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — то же, что *нормальные колебания*.

СОНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — то же, что *звукolumинесценция*.

СПЕКТР колебаний — совокупность простых гармонич. колебаний, на к-рые может быть разложено данное сложное колебательное движение. Математически такое движение может быть представлено в виде периодич., но негармонич. ф-ции $f(t)$ с частотой ω . Эту ф-цию можно разложить в $S.$, т. е. представить в виде ряда гармонич. ф-ций (ряд Фурье): $f(t) = \sum C_n \cos n\omega t$ с частотами $n\omega$, кратными основной частоте (где C_n — амплитуды гармонич. ф-ций, t — время, n — номер гармоники). Чем сильнее разлагаемое колебание отличается от гармонического, тем богаче его $S.$, тем больше составляющих обертонов содержится в разложении и тем больше амплитуды этих обертонов. В общем случае $S.$ периодич. колебания содержит бесконечный ряд гармонич. обертонов, амплитуды к-рых убывают с увеличением номера обертона, и притом довольно быстро, так что практически приходится принимать во внимание наличие только некоего конечного числа обертонов.

Понятие « $S.$ » обобщают и на случай неперiodич. процессов, ограниченных во времени (напр., *импульсов акустических*). В этом случае получится сплошной спектр, т. е. непрерывное множество гармонич. составляющих (интеграл Фурье). Для случайных процессов вводят понятие энергетич. спектра, дающего среднюю энергию или интенсивность, приходящуюся на заданный частотный интервал и относимую к средней частоте в этом интервале.

$S.$ звука выражает его частотный (спектральный) состав и получается в результате анализа звука. $S.$ звука

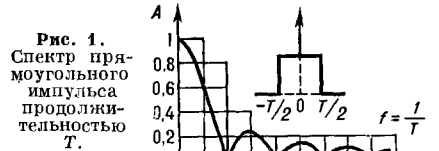


Рис. 1. Спектр прямоугольного импульса продолжительностью T .

представляют обычно на координатной плоскости, где по оси абсцисс отложена частота f , а по оси ординат — амплитуда A или интенсивность I гармонич. составляющей звука с данной частотой. Чистые тона, звуки с периодич. формой волны, а также звуки, полученные при сложении нескольких периодич. волн, обладают линейчатыми спектрами. Акустич. шумы,

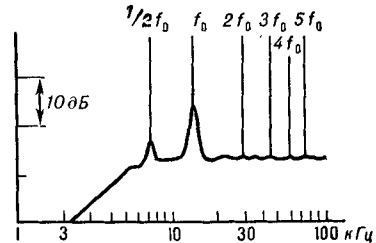


Рис. 2. Спектр акустической кавитации: f_0 — частота возбуждения ультразвукового преобразователя.

одиночные импульсы, затухающие звуки имеют сплошной спектр (рис. 1). Частотные компоненты спектра акустического импульса прямоугольной формы с заполнением несущей частотой f_0 сосредоточены в основном вблизи этой частоты в полосе шириной $7/T$, где T — длительность импульса. У импульсов с огибающей гауссовой

(«колокольной») формы эта полоса уже и равна $1/T$. В шумовом спектре акустич. кавитации выделяются компоненты, отвечающие основной частоте возбуждающего кавитационного звука и его субгармонике (рис. 2).

СПЕКТРОСКОПИЯ ультразвуков — раздел экспериментальной акустики, в котором изучаются частотные зависимости параметров распространения УЗ (коэфф. затухания и скорости распространения) с целью определения структуры или свойств вещества.

Широкое распространение получили методы С., основанные на изучении затухания и, в частности, *поглощения звука*. Для большинства жидкостей и газов характерна квадратичная зависимость коэфф. поглощения звука от частоты. Отклонение от этого закона, как правило, связано с наличием релаксационных процессов (см. *Релаксация*), возникновение которых обусловлено переходом энергии с одной степени свободы на другую. В гетерогенных средах, а также в поликристаллич. твёрдых телах с размерами структурных неоднородностей порядка длины волны определяющим механизмом затухания УЗ-вых колебаний при их распространении является *рассеяние звука*. Частотная зависимость затухания в этом случае имеет сложный характер, и коэфф. затухания может быть пропорционален различной степени частоты (в зависимости от соотношения размеров неоднородностей и длины волны), вплоть до четвёртой.

Наличие релаксационных процессов в исследуемом веществе приводит к появлению *дисперсии скорости звука*, т. е. к изменению скорости УЗ от частоты. Однако если затухание в релаксирующих средах может изменяться на несколько порядков, то изменение скорости составляет всего несколько процентов. Методами УЗ-вой С. пользуются в *молекулярной акустике* при исследовании газов и жидкостей.

Анализ частотных зависимостей параметров распространения УЗ в твёрдых телах позволяет определить экстремальные диаметры Ферми-поверхностей и эффективные массы электронов, выявить несовершенство кристаллич. решётки, дислокации, домены, кристаллиты и т. п. (см. *Аку-*

стический парамагнитный резонанс, Акустический ядерный магнитный резонанс, Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости, Дислокационное положение, Спин-фононное взаимодействие и т. п.).

Дополнительная информация о структуре исследуемого вещества может быть получена в спектроскопич. исследованиях при изменении внешних условий: темп-ры, давления, напряжённостей электрич. и магнитных полей, освещённости, интенсивности проникающих излучений и т. п. В таких исследованиях, как правило, измеряются не абсолютные значения измеряемых параметров, а их приращения, величина которых в ряде случаев может быть весьма небольшой. Именно поэтому требования к точности и разрешающей способности аппаратуры для спектроскопич. исследований оказываются достаточно высокими. Напр., разрешающая способность аппаратуры для измерения приращения скорости в биологич. средах должна быть не хуже 10^{-6} — 10^{-7} при точности абсолютных измерений скорости УЗ не хуже 10^{-4} — 10^{-5} . Точность измерений абсолютного значения коэфф. затухания УЗ должна быть не менее 2—5% при точности относительных измерений 0,2—0,5%. Реализация такой высокой точности измерительной аппаратуры в широком диапазоне частот требует учёта и тщательного анализа возможных источников погрешностей, как инструментальных, так и методических. Снижение инструментальных погрешностей достигается совершенствованием электронной аппаратуры и механич. узлов приборов, тогда как снижение методич. погрешностей требует тщательного согласования импедансов пьезоэлектрич. преобразователей измерительной камеры с входным и выходным импедансами электронной схемы. Особое внимание должно быть уделено учёту систематич. погрешностей, возникновение которых обусловлено дифракционными и волновыми эффектами в измерительной камере.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968, гл. 5, 6, ч. Б, 1969, гл. 1—3; т. 4, ч. А, 1969, гл. 4, ч. Б, 1970, гл. 4.

Б. Е. Михалёв, А. С. Химунин.

СПИН — собственный момент количества движения микрочастицы, не связанный с её перемещением как це-

лого. По абсолютной величине S равен $\hbar \sqrt{s(s+1)}$, где $\hbar = h/2\pi$, h — Планка постоянная, а s — спиновое квантовое число (кратко именуемое также спином), к-рое может быть только положительным целым, полудцелым или нулём. Это число является, наряду с зарядом и массой, характерным и неизменным для каждого типа элементарных частиц; напр., для электрона, протона, нейтрона $s = \pm 1/2$, а для фотона $s = 1$. S более сложных частиц, напр. атомных ядер, атомов и молекул, складываются из S составляющих их элементарных частиц. Проекция момента количества движения микрочастицы на выделенное направление (напр., на направление внешнего магнитного поля) может принимать лишь определённые значения. Число «разрешённых» ориентаций S равно $2s + 1$, а проекция S на выделенное направление может принимать $2s + 1$ значений $[-\hbar s, -\hbar(s-1), \dots, +\hbar(s-1), +\hbar s]$, различающихся на величину \hbar .

Наличие S у микрочастиц обуславливает существование у них постоянного спинового магнитного момента, пропорционального их S . Этот магнитный момент ориентирован либо параллельно S (напр., у протона), либо антипараллельно ему (напр., у электрона). Проекция спинового магнитного момента микрочастицы на направление магнитного поля H , а следовательно, и потенциальная энергия частицы, находящейся в магнитном поле, также могут принимать $2s + 1$ различных значений (в отсутствии магнитного поля энергия частицы при всех ориентациях спина одинакова). Другими словами, уровни энергии частицы, обладающей S , при наложении внешнего магнитного поля расщепляются на $2s + 1$ магнитных подуровней, положение к-рых может также зависеть от спин-орбитального взаимодействия и от электрич. внутрикристаллич. полей. Переходы между этими подуровнями, происходящие под действием акустич. колебаний, распространяющихся в веществе, приводят к явлениям акустического парамагнитного резонанса и акустического ядерного магнитного резонанса.

В. А. Ачаркин.

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ — волны, характерные для магнитоупорядоченных кристаллов (ферро-, антиферромагне-

тиков и ферритов), в к-рых переменной величиной является отклонение *спинов* от равновесной ориентации, сопровождающееся отклонением плотности магнитного момента вещества от равновесного значения. Существование S в. обусловлено обменным взаимодействием (см. *Ферромагнетизм*), благодаря к-рому изменение магнитного момента одного атома передаётся соседнему, затем следующему и т. д. S в. можно рассматривать как волну отклонения намагниченности вещества от её равновесного значения. Периодичность S в. во времени характеризуется частотой ω , в пространстве — волновым вектором k . С позиций квантовой механики каждую S в. можно трактовать как квазичастицу (магнон) с квазимпульсом $\hbar k$ и энергией $\hbar \omega$. Значения ω и k в S в. связаны довольно сложным соотношением. В простейшем случае, когда направление распространения S в. совпадает с направлением постоянного магнитного поля H_0 , эта связь имеет вид:

$$\omega = \gamma (H + ak^2),$$

где $\gamma = e/mc_0$ — гиромангнитное отношение для спина электрона, e и m — заряд и масса электрона, c_0 — скорость света в вакууме, H — напряжённость постоянного магнитного поля, к-рая включает в себя как внешнее поле, так и внутреннее поля, связанные с различием магнитных свойств по разным направлениям в кристалле и с наличием границ образца, a — величина, зависящая от обменной постоянной, к-рая характеризует квантовомеханич. обменное взаимодействие, и от угла между направлениями поля H и волнового вектора k . Из ф-лы видно, что при малых k частота ω практически не зависит от k , а определяется только величиной H ; при больших k $\omega \sim k^2$. Отсюда ясно, что скорость распространения S в. $V = \omega/k$ является ф-цией магнитного поля и длины S в. $\lambda = 2\pi/k$. При больших длинах волн скорость S в. мала, она оказывается значительно меньше, чем скорость распространения упругих волн (см. *Скорость звука*); с уменьшением длины волны скорость S в. увеличивается и при определённых условиях может превысить скорость звука.

Частота S в. ограничена снизу, поскольку внутреннее поле магнит-

ной анизотропии, к-рое входит в величину H в ф-ле, обычно составляет от десятков до сотен эрстед, и поэтому даже в отсутствии внешнего поля и при $k \rightarrow 0$ частота С. в. составляет величину большую, чем 10^3 Гц. Верхнее граничное значение частоты С. в. определяется величиной максимально достижимой напряженности магнитного поля и составляет $\sim 5 \cdot 10^{10}$ Гц.

С. в. можно возбуждать, помещая, напр., образец феррита в СВЧ-резонатор электромагнитных волн; возникающие при этом колебания намагниченности образца можно рассматривать как С. в. с частотой ω , равной частоте резонатора, и с $k = 0$. Возбуждение С. в. с $k \neq 0$ осуществляется при падении электромагнитной волны с частотой, близкой частоте ферромагнитного резонанса, на поверхность металлич. ферромагнетика. Длина С. в. определяется при этом толщиной скин-слоя сплошного ферромагнетика или толщиной ферромагнитной плёнки. Для возбуждения С. в. используется также эффект трансформации упругой волны с частотой $\omega_{зв}$ и волновым вектором $k_{зв}$ в С. в. благодаря магнитоупругому взаимодействию (см. *Магнитоупругие волны*) при условии, что $\omega = \omega_{зв}$ и $k = k_{зв}$.

Лит.: Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Таке Р. Д. ж., Рэмpton В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975.

А. Л. Полякова.

СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ — см. *Спин-фононное взаимодействие*.

СПИН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие между магнитными моментами парамагнитных частиц или ядер (спин-системой) и упругими колебаниями окружающей их среды (фононами). Обычно различают электронное С.-ф. в. и ядерное С.-ф. в.

Электронное С.-ф. в. в парамагнитных кристаллах обуславливается различными механизмами. В «разбавленных» парамагнетиках, т. е. в кристаллах, где решётку образуют диамагнитные ионы, а парамагнитные ионы замещают лишь незначительную их часть и практически не взаимодействуют друг с другом, основную роль играет механизм Ван-Флека. Диамагнитные ионы в таких кристаллах создают сильное внутри-

кристаллич. электрич. поле. Обычно рассматривается влияние на парамагнитный ион ближайшего диамагнитного окружения. Распространение акустич. волн в кристалле приводит к периодич. искажению кристаллич. решётки и, следовательно, к периодич. изменению электрич. поля. Это переменное поле влияет на орбитальное движение электронов парамагнитного иона и тем самым — на орбитальный магнитный момент, изменение к-рого посредством спин-орбитального взаимодействия вызывает переориентацию спинового магнитного момента иона.

В материалах с большой плотностью парамагнитных частиц, где нельзя пренебрегать влиянием парамагнитных ионов друг на друга, главную роль при С.-ф. в. играет механизм Валлера. При упругих колебаниях решётки расстояния между парамагнитными ионами изменяются с частотой этих колебаний. Движение соседних ионов приводит к возникновению осциллирующего магнитного поля, к-рое взаимодействует со спиновым и магнитными моментами парамагнитных частиц.

Электронное С.-ф. в. сильно проявляется в парамагнитных кристаллах с ионами группы железа и редкоземельными ионами, напр. в Al_2O_3 с примесью ионов Cr^{3+} , в CaF_2 с Eu^{2+} .



С.-ф. в. обуславливает обмен энергией между спиновой системой и решёткой — т. н. спи н р е ш ё т ч н у ю р е л а к с а ц и ю, к-рая может осуществляться посредством двух процессов: прямого и непрямого. В прямых, или однофононных, процессах переход иона с верхнего энергетич. уровня ϵ_i на нижний ϵ_j сопровождается переориентацией магнитного момента электрона и излучением одного фонона с энергией $hf_0 = \epsilon_i - \epsilon_j$ (рис. 1, а), при обратном процессе происходит поглощение энергии колебаний кристаллической решётки

(фонона) и соответствующее увеличение энергии спин-системы (рис. 1, б). Процессы прямой спин-решёточной релаксации преобладают при низких темп-рах; они, напр., наблюдаются во многих парамагнитных системах при темп-рах жидкого гелия.

С повышением темп-ры энергия колебаний кристаллич. решётки возрастает и начинает преобладать не-

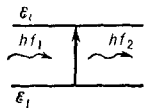


Рис. 2. Схема перехода с уровня ε_j на уровень ε_i , сопровождаемого поглощением фонона hf_1 и излучением фонона hf_2 .

прямой, или комбинационный (многофононный), процесс спин-решёточной релаксации: при переходах с уровня ε_j на уровень ε_i может происходить одновременно поглощение фононов с энергией hf_1 и излучение фононов с энергией hf_2 , так что в результате выполняется условие: $\varepsilon_i - \varepsilon_j = hf_1 - hf_2$ (рис. 2). В непрямых процессах участвуют все колебания решётки, характерные для данной темп-ры, поскольку, согласно вышеуказанному условию, частоты f_1 и f_2 могут иметь различные значения в широких пределах; в прямых процессах принимают участие только фононы резонансной частоты f_0 .

Для количественной оценки процессов спин-решёточной релаксации и С.-ф. в. удобно пользоваться константами С.-ф. в., характеризующими зависимость изменения энергии спиновой системы от деформаций решётки. Время спин-решёточной релаксации обратно пропорционально вероятности спин-фононных переходов U и, следовательно, величине констант С.-ф. в., поскольку

$$U \sim \sum_{ijkl} G_{ijkl}^2 \varepsilon_{kl}^2,$$

где G_{ijkl} — константы С.-ф. в., ε_{kl} — относительная деформация, i, j, k, l — обозначение координатных осей. Константы С.-ф. в. являются компонентами тензора, вид которого существенно зависит от симметрии локального электрич. поля вблизи парамагнитного иона.

Для определения констант С.-ф. в. используют ряд экспериментальных методов. Измерение времени спин-решёточной релаксации не даёт воз-

можности определить все компоненты тензора G_{ijkl} даже при наличии только прямых процессов. Чаще всего для определения констант С.-ф. в. применяется метод одноосного сжатия и акустический парамагнитный резонанс (АПР). Т. к. заухажение звука при АПР пропорционально вероятности спин-фононных переходов и, следовательно, квадратам констант С.-ф. в., то этим методом невозможно определить знак константы С.-ф. в. и, кроме того, сложно получить значения всех констант G_{ijkl} . Точность определения G_{ijkl} этим методом невелика из-за трудности точного измерения ширины линии спин-фононного перехода.

Метод одноосного сжатия состоит в измерении сдвига линий электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) под действием одноосного давления, вызывающего статич. деформацию парамагнетика. Соответствующее ей изменение локального кристаллич. поля вследствие С.-ф. в. вызывает изменение разности энергий между парамагнитными уровнями (рис. 3). Т. к. регистрация спектра ЭПР обычно производится при постоянной частоте, к-рая находится в диапазоне нескольких тысяч МГц, то при одноосном сжатии наблюдается изменение напряжённости резонансного магнитного поля, т. е. сдвиг линии ЭПР. Ве-

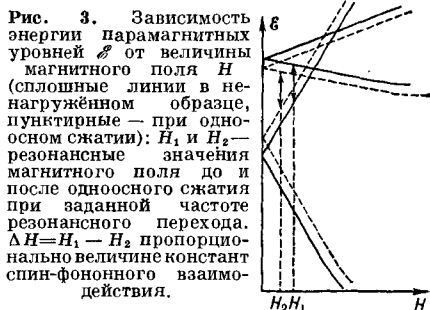


Рис. 3. Зависимость энергии парамагнитных уровней ε от величины магнитного поля H (сплошные линии в ненагруженном образце, пунктирные — при одноосном сжатии); H_1 и H_2 — резонансные значения магнитного поля до и после одноосного сжатия при заданной частоте резонансного перехода. $\Delta H = H_1 - H_2$ пропорционально величине констант спин-фононного взаимодействия.

личина сдвига пропорциональна первой степени констант С.-ф. в., что позволяет определять величину и знак этих констант. Этот метод определения констант G_{ijkl} существенно проще, т. к. не требует возбуждения в исследуемом кристалле гиперзвуковых колебаний. Он основан на применении обычного ЭПР-спектрометра, в к-ром можно подвергать образец давлению

порядка сотен кгс/см². В табл. 1 приведены значения нек-рых констант С.-ф. в. для MgO с примесью ионов Cr³⁺, Ni²⁺, Fe³⁺, имеющего внутрикристаллич. электрич. поле кубич. симметрии, и для Al₂O₃ с примесью

Табл. 1.— Константы электронного спин-фононного взаимодействия, см⁻¹ (1 см⁻¹ = 1,986 · 10⁻²³ Дж)

Кристалл	Ион	Метод АПР		Метод одноосного сжатия	
		G _{xxxx}	G _{yyyz}	G _{xxxx}	G _{yyyz}
MgO	Cr ³⁺	1,3	6,5	+0,6	+4,2
	Fe ³⁺	5,0	0,65	+5,1	-0,72
	Ni ²⁺	57	50	+57	+36
Al ₂ O ₃	Cr ³⁺	G _{xyyz}	G _{zzzz}	G _{xyyz}	G _{zzzz}
		0,9	5,8	-0,43	+6,4

ионов Cr³⁺, к-рый имеет электрич. поле тригональной симметрии. Из таблицы видно, что значения констант С.-ф. в., полученные УЗ-выми методами и методом одноосного сжатия, хорошо совпадают.

В случае ядерного С.-ф. в. связь упругих колебаний твёрдого тела с системой ядерных спинов может осуществляться посредством нескольких типов электрич. и магнитных взаимодействий, сила к-рых периодически модулируется акустич. колебаниями. Такими взаимодействиями являются: магнитное диполь-дипольное между соседними спинами; электрич. квадрупольное между квадрупольными моментами ядра и градиентом электрич. поля, создаваемым внешними по отношению к ядру зарядами; сверхтонкое взаимодействие в ферромагнитных материалах; взаимодействие ядерного магнитного момента со слабым радиочастотным магнитным полем, возникающим при распространении поперечной звуковой волны в металле, и др. Ядра со спином $I > 1/2$ могут обладать электрич. квадрупольным моментом, к-рый является мерой отклонения распределения заряда в ядре от сферич. формы. Акустич. колебания кристаллич. решётки вызывают периодич. изменения градиента внутрикристаллич. электрич. полей, к-рые, взаимодействуя с квадрупольным моментом ядра, осуществляют ядерное С.-ф. в. (т. н. динамич. ядерное квад-

рупольное взаимодействие). В большинстве экспериментов передача энергии акустич. колебаний ядерным спинам осуществлялась главным образом за счёт ядерного электрического квадрупольного взаимодействия. Это взаимодействие наблюдается в щёлочно-галогидных кристаллах, содержащих ядра (Na²³, Br⁷⁹) со спином $I > 1/2$; в полупроводниках группы А^{III}В^V, таких, как InSb, к-рый содержит ядра In¹¹⁵ и др.; в монокристаллах металлов, напр. тантала. Ядерное С.-ф. в. чаще всего характеризуется коэфф. спин-фононного поглощения звука, к-рый позволяет получать информацию о природе и величине внутренних магнитных полей и о процессах ядерной спин-решёточной релаксации, определять величину ядерного квадрупольного взаимодействия и др. Ядерное С.-ф. в. изучается с помощью методов, используемых при наблюдении акустического ядерного магнитного резонанса, т. е. в области частот от 1 до 100 МГц.

В табл. 2 приведены значения коэффциентов ядерного спин-фононного поглощения звука α для нек-рых ма-

Табл. 2.— Коэффициенты ядерного спин-фононного поглощения

Кристалл	Ядро	α , 10 ⁻⁸ см ⁻¹
KBr	Br ⁷⁹	0,72
NaI	I ¹²⁷	2,1
KI	I ¹²⁷	1,4
RbI	I ¹²⁷	0,28

териалов. Величина коэфф. ядерного спин-фононного поглощения звука на несколько порядков меньше, чем соответствующий коэфф. поглощения гиперзвука при АПР.

Лит.: Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс, М., 1961; Такер Дж., Рэмплтон В., Гиперзвук в физике твёрдого тела, М., 1975; Голенищев В. К., Усов В. А. и др., Магнитная квантовая акустика, М., 1977. В. Г. Бадалаян.

СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ — см. Поверхностные волны.

СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ — гармонические свободные колебания (нормальные колебания) ограниченных областей среды. Различные участки среды в С. в. колеблются либо синфазно, либо противофазно. Для любой ограниченной области среды существует

бесконечный дискретный набор С. в., различающихся частотой (собственные частоты) и характерным расположением узлов и пучностей. Любые свободные колебания в ограниченной области можно представить в виде суперпозиции С. в. данной области с соответственно подобранными амплитудами и фазами.

Наиболее просты С. в. в одномерных областях, напр. в жидкостях или газах, заполняющих узкую (по сравнению с длиной волны) трубу, или в тонком стержне. Звуковое давление p в С. в. в трубе длиной L , заполненной средой с плотностью ρ и скоростью звука c в ней, можно записать в виде:

$$p = A \cos(kx + \varphi) e^{-i\omega t},$$

где x — координата вдоль трубы, A — амплитуда С. в., φ — начальная фаза и k — волновое число, к-рые определяются граничными условиями на концах трубы $x = 0$ и $x = L$, а $\omega = kc$ — собственная частота данной С. в. Колебательная скорость в такой волне равна:

$$v = \frac{iA}{\rho c} \sin(kx + \varphi) e^{-i\omega t}.$$

Пучности давления расположены на расстоянии полуволны друг от друга, а узлы давления делят эти расстояния пополам. Пучности колебательной скорости совпадают с узлами давления и наоборот. Фазы давления и колебательной скорости сдвинуты друг относительно друга на четверть периода. Средний поток энергии вдоль трубы за период равен нулю: в отличие от бегущей волны С. в. не передают энергии, к-рая только колеблется между соседними пучностями давления и скорости, причём кинетич. энергия колебаний переходит в упругую (потенциальную) энергию и обратно.

Одномерную стоячую волну можно также представить в виде суперпозиции двух волн, бегущих в трубе навстречу друг другу и переходящих одна в другую после отражения на концах, к-рые можно представить себе в виде крышек с теми или иными свойствами:

$$p = \frac{1}{2} A e^{-i\omega t + ikx + i\varphi} + \frac{1}{2} A e^{-i\omega t - ikx - i\varphi}.$$

Для «жестких крышек» ($v = 0$ при $x = 0$ и при $x = L$) $\varphi = 0$ и $k = n\pi/L$,

где $n = 1, 2, 3, \dots$, так что С. в. можно записать в виде:

$$p_n = A_n \left(\cos \frac{n\pi}{L} x \right) e^{-i \frac{n\pi c}{L} t}.$$

Собственные частоты такой трубы находятся в отношениях 1:2:3..., т. е. образуют полный гармонич. ряд, а на длине трубы в каждой С. в. укладывается целое число полуволн. Такие же соотношения получаются и для продольных колебаний стержня с закреплёнными концами, и для поперечных колебаний струны, для к-рой величины p и v будут обозначать соответственно поперечную компоненту натяжения струны и скорость поперечных колебаний частиц струны.

Для трубы с «мягкими крышками», т. е. при условии $p = 0$ на границах $x = 0$ и $x = L$ (это условие приближённо осуществляется для узкой трубы, открытой с обоих концов), С. в. принимает вид:

$$p_n = A_n \left(\sin \frac{n\pi}{L} x \right) e^{-i \frac{n\pi c}{L} t}.$$

В этом случае получается такой же ряд собственных частот, что и в предыдущем случае, но узлы и пучности давления и колебательной скорости меняются местами.

Если на конце $x = 0$ имеется жесткая крышка, а конец $x = L$ открыт, то С. в. имеют вид:

$$p_n = A_n \left[\cos \frac{(2n-1)\pi}{2L} x \right] e^{-i \frac{(2n-1)\pi c}{2L} t}$$

и собственные частоты находятся в отношениях 1:3:5..., образуя неполный гармонич. ряд, а на длине трубы в каждой С. в. укладывается нечётное число четвертей волны. Результаты последних двух случаев также можно перенести и на стержни, освобождая от закрепления один или оба его конца. С. в. самой низкой частоты наз. основными тонами (или первой гармоникой), а последующие С. в. — гармониками, или обертонами. Ряд обертонов, в принципе, бесконечен, однако для высоких номеров обертонов, для к-рых требование узости трубы нарушается, возможны С. в. и других типов.

Описанная картина волн при различных граничных условиях остаётся качественно справедливой и для стержней переменного сечения, напр. для

сужающихся стержней, применяемых в качестве УЗ-вых концентраторов. Стержни, применяемые в УЗ-вой технике, работают обычно на основном тоне.

В реальных условиях С. в., строго говоря, не осуществляются, поскольку всегда имеет место излучение колебаний в окружающую среду, а также поглощение колебательной энергии в среде. Практически всегда приходится иметь дело с квазистоячими волнами: либо затухающими С. в., либо вынужденными С. в. Звуковое поле в затухающих С. в. отличается от чисто С. в. множителем $e^{-\alpha x}$, где α — временной амплитудный коэфф. затухания, связанный с добротностью Q данного колебания соотношением $\alpha = \omega/2Q$. Напр., для трубы, закрытой с одного конца, а с другого нагруженной на активное удельное сопротивление R , много меньшее, чем волновое сопротивление среды в трубе,

$$Q = \frac{\rho c (2n - 1) \pi}{4R}$$

Если труба со второго конца открыта, так что активная нагрузка создаётся излучением наружу, то $Q = 4L^2/(2n-1)S$, где S — площадь сечения трубы.

Незатухающие С. в. в стержне можно осуществить как вынужденные С. в., в к-рых потери колебательной энергии компенсируются работой вынуждающих сил, создаваемых, напр., действием излучателя, присоединённого к одному концу стержня, с другого конца к-рого имеется активное сопротивление нагрузки. Такую С. в. по-прежнему можно представить в виде суперпозиции двух бегущих волн, однако теперь амплитуды этих волн не равны друг другу: волна, бегущая от излучателя, имеет большую амплитуду, чем обратная волна. В результате такая вынужденная С. в. будет передавать энергию от излучателя к нагрузке и в отличие от чисто С. в. давление и колебательная скорость в ней не будут доходить до нуля в узлах. При удельном сопротивлении нагрузки R , малом по сравнению с волновым сопротивлением ρc материала стержня, на обоих концах стержня будут располагаться узлы давления, а отношение амплитуд давления в узлах и в пучностях — т. н. коэффициент бегучести κ квазистоячей волны, будет равен: $\kappa = R/\rho c$ (ино-

гда пользуются коэфф. С. в., равным $1/\kappa$). Если стержень колеблется на обороте номера n , то его добротность

$$Q = n\pi/\alpha = n\pi\rho c/R.$$

С. в. в двухмерных и в трёхмерных замкнутых участках среды также образуют бесконечный дискретный набор гармоник. колебаний, различающихся собственными частотами и характерным расположением узлов и пучностей; число таких колебаний в заданном диапазоне частот (особенно в трёхмерном случае) очень велико по сравнению с одномерной задачей, а расположение узлов и пучностей — гораздо сложнее, особенно для С. в. в твёрдых телах. Особый интерес представляет расположение узловых линий изгибных колебаний на пластинах и оболочках, поскольку такие элементы широко применяются в различных конструкциях. Это распределение можно сделать наглядным с помощью *Хладни фигур* и по их изменениям судить об изменениях свойств колеблющегося элемента, например о появлении трещины, чем пользуются в *дефектоскопии*.

С. в. могут возникать не только в замкнутых объёмах, но и в неограниченной среде при отражении бегущей волны от препятствия. Напр., при нормальном падении гармонич. плоской волны на плоскую границу интерференционная картина, образованная падающей и отражённой волнами, представляет собой С. в. с плоскостями узлов и пучностей, расположенными параллельно границе. В отличие от С. в. в замкнутых объёмах никакого дискретного набора волн в этом случае нет: такая С. в. возможна на любой частоте и при изменении частоты будут только перемещаться плоскости узлов и пучностей. Если граница — плоскость раздела с к.-л. другой средой, то в среде перед границей образуется квазистоячая волна с коэфф. бегучести, равным отношению меньшего из волновых сопротивлений соприкасающихся сред к большему. При наклонном падении плоской волны на плоскую границу под углом скольжения θ падающая и отражённая волны создают интерференционную картину, распределение давлений в к-рой соответствует С. в. в направлении нормали к границе и бегущей

волне — в направлении вдоль границы. Так, при падении волны

$$e^{-i\omega t + ik \cos \theta x + ik \sin \theta z}$$

ва жёсткую границу $z = 0$ образуется волна вида

$$p = 2 \cos(k \sin \theta z) e^{-i\omega t + ik \cos \theta x},$$

у k -рой узлы давления и x -компоненты колебательной скорости расположены в плоскостях $z = \frac{(2n-1)\pi}{2k \sin \theta}$, а узлы z -компоненты скорости — в плоскостях $z = \frac{n\pi}{k \sin \theta}$.

В УЗ-вой области S . в. представляяют собой один из важнейших видов звукового поля, особенно в одномерных и двухмерных системах: почти вся УЗ-вая техника связана с ограниченными объёмами испытываемого или обрабатываемого вещества, а акустич. часть УЗ-вой аппаратуры строится в основном из стержней, диафрагм и пластинок.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973. М. А. Исакович.

СТРУХАЛЯ ЧИСЛО — безразмерное число, к-рое является мерой отношения сил инерции нестационарного и стационарного движений жидкостей или газов; характеризует одинаковость протекания процессов во времени: $Sh = l/\nu t = fl/\nu$, где ν — характерная скорость течения, l — характерный линейный размер, t — характерный для нестационарного движения промежуток времени, f — характерная частота. (Иногда через Sh обозначают обратную величину $\nu t/l$). При расчёте колебаний упругих тел в потоках жидкостей или газов (напр., колебаний крыла самолёта, перископа), а также пульсаций давления в зонах отрыва потока (напр., пульсаций давления за обтекаемым телом на днище ракеты) пользуются эмпирич. законом постоянства S . ч. $Sh \approx 0,2-0,3$, к-рый выполняется в широком интервале изменения Рейнольдса числа.

СУШКА у л т р а з в у к о в а я — удаление влаги из материала под влиянием интенсивных акустич. колебаний УЗ-вых частот. В значительной мере эффективность УЗ-вой S . связана с ускорением процессов *тепло-массообмена в ультразвуковом поле*. При

УЗ-вой S . высушиваемый материал подвергается со стороны газовой среды воздействию УЗ-вого поля с уровнем интенсивности ≥ 145 дБ, создаваемого обычно *газоструйными излучателями*. Механизм воздействия упругих волн на влагу зависит от агрегатного состояния материала, его влажности, размера частиц материала, типа связи влаги с ним и характеристик акустич. поля.

При очень высокой влажности капиллярно-пористых материалов (20—500%) имеет место чисто механич. удаление влаги, к-рое сводится к своеобразному «вытравливанию» жидкости из капилляров. Это происходит вследствие дробления капель при возникновении у поверхности материала сильных акустич. потоков (см. *Акустические течения*) и появления капиллярных волн. В известной степени эти процессы аналогичны процессам, протекающим при УЗ-вом *распылении*, с той разницей, что в последнем случае УЗ-вая энергия подводится со стороны жидкости. Механич. воздействие зависит от интенсивности акустической волны, сильно возрастая при увеличении её уровня выше 165 дБ, и ослабевает с повышением частоты; наиболее сильно оно проявляется в пучностях скорости стоячей волны, где акустические потоки максимальны.

При умеренной влажности капиллярно-пористого материала (10—70%) воздействие акустич. колебаний на S . проявляется по-разному на различных её стадиях.

В первый период, характеризующийся постоянной скоростью S ., удаляемая с поверхности влага непрерывно восполняется поступающей из внутренних слоёв материала. Скорость S . определяется в этот период градиентом концентрации жидкости в диффузионном пограничном слое. Под воздействием УЗ процесс испарения жидкости с поверхности резко ускоряется, поскольку у влажной поверхности возникают акустич. потоки, вызывающие деформацию диффузионного пограничного слоя; при этом слой становится тоньше, градиент концентрации растёт, что и приводит к ускорению удаления влаги с поверхности. Существенное влияние акустич. потоков в первый период S . связано с относительно малой толщиной

их пограничного слоя. Сравнение УЗ-вой С. с конвективной при постоянном обдуве поверхности материала показывает, что, даже когда скорость акустич. потоков сравнима со скоростью постоянного потока воздуха при обдуве, УЗ-вая С. протекает значительно быстрее ввиду того, что толщина пограничного слоя для акустич. потоков меньше, чем толщина гидродинамич. пограничного слоя (последняя приблизительно равна толщине диффузионного пограничного слоя). Процесс акустич. воздействия в первый период С. начинается с некоего порогового значения звукового давления $P_{кр}$, зависящего от конфигурации тела, типа возникающих акустических потоков и разности концентраций жидкости (т. е. различия влажности) на поверхности материала C_0 и в окружающей среде C_∞ . Напр., для порошкообразных материалов со сферич. частицами, диаметр к-рых d меньше длины звуковой волны,

$$P_{кр} = \rho c \sqrt{\frac{2,5gd(C_0 - C_\infty)}{\rho}}$$

где ρc — волновое сопротивление газовой среды, g — ускорение силы тяжести, ρ — плотность газа. Обычно критич. уровень звукового давления лежит в пределах 130—140 дБ. Диапазон применяемых частот зависит от многих факторов, но определяется гл. обр. *затуханием звука* в среде и допустимыми нормами шума работающего оборудования (8—18 кГц).

На второй стадии С., обозначаемой обычно как «период падающей скорости», когда влажность материала мала и поступление жидкости изнутри не успевает восполнять её убыль на поверхности, воздействие акустич. колебаний сводится к увеличению коэфф. диффузии жидкости в результате её нагрева при поглощении УЗ в макрокапиллярах и порах. Ввиду того что нагрев материала в звуковом поле невелик, увеличение коэфф. диффузии

не превышает 100—200% и существенное ускорение С. на этой стадии не наблюдается.

Т. о., применение УЗ эффективно в период постоянной скорости С. К достоинствам УЗ-вой С. относится возможность ускорения процесса в 2—6 раз без существенного повышения темп-ры материала, что особенно важно при сушке легко окисляющихся и термочувствительных продуктов. Однако УЗ-вая С. может быть рекомендована лишь для сравнительно узкого круга материалов из-за высокой стоимости акустич. энергии, обусловленной, в частности, низким КПД (20—25%) излучателей, работающих в газовых средах. Наиболее целесообразна УЗ-вая С. для мелкодисперсных материалов, находящихся в процессе озвучивания во взвешенном состоянии или в состоянии непрерывного перемешивания, т. к. при этом мало значение $P_{кр}$ и обеспечивается равномерная обработка продукта. Скорость С. понижается с увеличением толщины обрабатываемого слоя. УЗ-вая С. применяется гл. обр. при производстве фармацевтич. и биологич. препаратов, таких, как термочувствительные порошки — антибиотики и гормональные препараты. Проводятся работы в направлении использования УЗ-вой С. для обезвоживания угольной пыли, для сушки зерновых, в производстве сухого молока.

Для С. применяются УЗ-вые сушилки, к-рые, как правило, отличаются от обычных конвективных сушилок лишь тем, что в них в месте расположения продукта с помощью газоструйного излучателя того или иного типа создается мощное акустич. поле. Для С. наиболее пригодны сушилки с кипящим слоем, туннельные, распылительные и барабанные.

Лит.: В о у с х е р R. M. G., *Drying by airborne ultrasonics*, «Ultrasonic News», 1959, в. 3, № 2; Б о р и с о в Ю. Я., Г ы н и н Н. М., *Акустическая сушка*, в кн.: *Физические основы ультразвуковой технологии*, М., 1970. Ю. Я. Борисов.

Т

ТВЕРДОМЕР ультразвуко-вой — прибор для определения твёрдости поверхности образцов из различных материалов. Предназначен для быстрого контроля состояния поверхностного слоя металлов и различных покрытий.

Действие ультразвукового Т. основано на изменении резонансных свойств стержневой колебательной системы при механическом контакте её рабочего торца с твёрдым телом. Т. состоит из преобразователя 1 (рис.), волновода 2 с индентором 3 на конце в виде конуса Роквелла или пирамиды Виккерса, генератора 5, возбуждающего резонансные УЗ-вые колебания в колебательной системе преобразователь — волновод — индентор, и регистрирующего устройства 4. Частота колебаний составляет 20—40 кГц, амплитуда колебательных смещений индентора — ~ 1 мкм, добротность колебательной системы — несколько сотен. При измерениях индентор прижимается к контролируемой поверхности с постоянной силой до 1 кгс. Чем выше твёрдость материала, тем меньше глубина проникновения индентора, а следовательно, меньше как площадь соприкосновения колебательной системы с поверхностью,

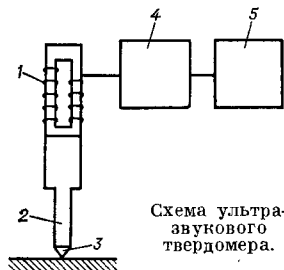


Схема ультразвукового твердомера.

так и вносимое сопротивление акустич. нагрузки. Реактивная компонента сопротивления нагрузки вызывает изменение резонансной частоты колебательной системы (обычно в сторону повышения), а активная компонента — изменение её добротности. Регистрирующее устройство чаще все-

го работает по принципу измерения частоты, иногда — по принципу измерения резонансной амплитуды колебаний, связанной с добротностью. Генератор при этом работает по схеме автоматич. подстройки частоты на резонанс колебательной системы. В УЗ-вом Т. без автоподстройки частоты эффект регистрируется по изменению входного электрич. сопротивления преобразователя при фиксированной частоте генератора. Показания прибора калибруются с помощью набора образцов определённой твёрдости. Поскольку УЗ-вой Т. фактически измеряет сопротивление акустич. нагрузке, к-рое существенным образом зависит от волнового сопротивления измеряемого материала, градуировка справедлива для материалов с близкими акустическими параметрами.

Достоинство УЗ-вого Т. по сравнению с обычными измерителями твёрдости, основанными на определении размеров оставленного индентором отпечатка, — в его быстродействии, а также в том, что индикация осуществляется непосредственно в момент воздействия индентора, т. е. исключаются погрешности, связанные с восстановлением исходного состояния поверхности после прекращения контакта. Выпускаются УЗ-вые Т., измеряющие твёрдость поверхности в пределах от 20 до 70 единиц по Роквеллу с точностью до ± 1 в течение 10 с.

Лит.: Kleesattel C., Gladwell G., «Ultrasonics», 1968, v. 6, № 3, p. 175—180; 1969, v. 7, № 1, p. 57—62; Казанцев В. Ф. и др., «Открытия, изобретения, промыш. образцы, товарные знаки», 1976, № 17, с. 147. В. Ф. Казанцев.

ТЕПЛОМАССОБМЕН В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ — процесс изменения температурных и концентрационных полей в газообразной или жидкой среде вследствие изменения гидродинамич. характеристик среды под воздействием интенсивных акустич. колебаний.

Механизм воздействия в основном связан с появлением акустических течений, обусловленных поглоще-

нием ультразвуковой энергии в среде (экартовы потоки) и в пограничном слое у поверхностей твердых тел (рэлеевские потоки в стоячей волне, микротоки у препятствий), а также движением колеблющихся излучающих поверхностей. Преимущество акустич. потоков перед обычными гидродинамическими — в малой толщине их пограничного слоя $\delta_a = \sqrt{v/\pi f}$ (v — коэфф. кинематич. вязкости, f — частота колебаний) и в возможности его утонения путём увеличения частоты колебаний. Это в свою очередь приводит к уменьшению толщины температурного или концентрационного пограничного слоя и увеличению тем самым градиентов темп-ры или концентрации, определяющих скорость переноса массы или тепла.

В газах T . в у. п. имеет место при горении в ультразвуковом поле, в процессах УЗ-вой сушки, при химикотехнологич. процессах, протекающих в жидкой фазе. В жидкостях T . в у. п. способствует ускорению процессов смешения, перегонки или диффузии (экстракция, пропитка, сорбция, кристаллизация, растворение, УЗ-вая дегазация).

Интенсифицирующее действие акустич. колебаний на T . в у. п. проявляется начиная от нек-рых пороговых значений звукового давления $p_{кр}$. В условиях свободной конвекции этот порог определяется соотношением двух сил, действующих на элемент объема среды: силы, связанной с акустич. потоком, и подъемной силы. Для тел простой формы (шар, цилиндр, плоскость), для к-рых известны аналитич. выражения скорости акустич. потоков, значения $p_{кр}$ могут быть вычислены. Напр., для плоскости, размер к-рой в направлении распространения волны много больше $\lambda/2$ (λ — длина волны), в случае теплообмена

$$p_{кр} = \rho c \sqrt{\frac{2,5}{\pi f} g \beta c (T_0 - T_\infty)},$$

где ρ — плотность среды, c — скорость звука, g — ускорение силы тяжести, β — изотермич. сжимаемость, T_0 и T_∞ — темп-ры на поверхности тела и в окружающей среде. В случае массообмена справедлива та же ф-ла, только разность темп-р заменяется разностью концентраций, а изотермич.

сжимаемость — величиной, обратной плотности среды.

При вынужденной конвекции (т. е. при наличии внешнего потока) степень влияния акустич. колебаний на процесс теплоотдачи определяется соотношением между энергией звукового поля и кинетич. энергией внешнего потока, а также возможностью воздействия на гидродинамич. неустойчивость последнего. В случае, когда акустич. энергия сравнима с энергией потока, T . в у. п. идёт за счёт энергии звуковой волны. Если энергия акустич. волны меньше энергии потока, то её влияние на теплообмен осуществляется за счёт изменения характеристик потока (интенсивности и масштаба турбулентности) под действием акустич. колебаний, т. е. за счёт энергии самого потока. В последнем случае акустич. энергия может быть весьма незначительной и составлять доли % от кинетич. энергии потока, поэтому интенсификация процессов в УЗ-вом поле возможна даже при высоких скоростях внешнего потока.

Например, при теплоотдаче от цилиндра в поперечном потоке относительно увеличение теплообмена под действием звука (диаметр цилиндра меньше $\lambda/2$) наблюдается не только при малых Рейнольдса числа ($Re < 4000$), т. е. в условиях, близких к естественной конвекции, но и при развитом турбулентном потоке ($Re \approx 8000-10000$), где имеет место усиление естественных вихрей акустич. колебаниями. Ускорение процессов T . в у. п. зависит от интенсивности звука и от скорости процесса в обычных условиях (точнее, от превышения рабочего уровня звукового давления над пороговым), а также от ряда других факторов и может достигать 200—300%. Как правило, для большинства процессов уровень $p_{кр}$ составляет 120—130 дБ, поэтому интенсифицирующее действие УЗ наблюдается при достаточно высоких плотностях потока акустич. энергии от 0,01—0,1 Вт/см² и выше. Частотный диапазон, используемый при T . в у. п., определяется гл. обр. необходимостью работать в неслышимой области и вместе с тем частотной зависимостью затухания звука в среде. Обычно он лежит в области высоких звуковых и низких ультразвуковых частот (12—40 кГц).

Лишь в случае использования акустических колебаний для воздействия на гидродинамическую неустойчивость потоков применяются сравнительно низкие частоты килогерцевого диапазона.

Ввиду сложности математич. описания процессов Т. в у. п. исследования их проведены гл. обр. в экспериментальном плане, получены зависимости скорости процессов от различных факторов (наиболее полные данные получены для теплообмена и дегазации жидкостей). Процессы Т. в у. п. описывают с помощью критерия Нуссельта Nu . Он характеризует конвективный теплообмен и представляет собой отношение имеющей место в действительности плотности потока тепла или массы к соответствующей плотности потока, k -рая была бы в условиях чистой тепло- или массопроводности. Наиболее полные данные по зависимости Nu от параметров звукового поля, формы поверхности раздела, характеристик среды, гидродинамич. параметров внешнего потока получены для процессов теплообмена. При этом аналитич. зависимости имеются лишь для нек-рых частных случаев применительно к телам простой формы. Для цилиндра и шара ($d < \lambda$)

$$Nu = Av_0 \sqrt{2\pi f D},$$

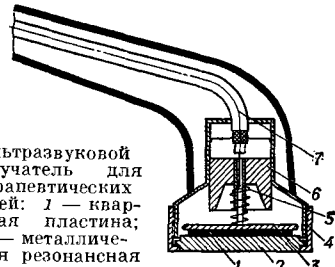
где v_0 — амплитуда колебательной скорости частиц в звуковой волне, D — коэфф. диффузии при массопереносе и коэфф. температуропроводности при теплообмене, A — коэффициент массообмена; для шара $A = 2,4$, а для цилиндра $A = 1,66$.

При интенсификации процессов Т. в у. п. в газовой фазе применяются в основном *газоструйные излучатели* либо используется возбуждение колебаний внешним потоком в резонаторах (как это имеет место в *свистках*), помещаемых на теплообменной поверхности. В случае работы в жидкостях используются *магнитострикционные преобразователи*, *пьезоэлектрические преобразователи* и жидкостные свистки. Наибольшее распространение получил Т. в у. п. в химической (экстракция, перемешивание) и в металлургической (дегазация расплавов) промышленности.

Лит.: Накоряков В. и др., Тепло-массообмен в звуковом поле, Новосиб.,

1970; Бузник В. М., Интенсификация теплообмена в судовых установках, Л., 1969; Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1970, с. 253—336, 515—78, Ю. А. Борисов.

ТЕРАПИЯ у л т р а з в у к о в а я — лечение и профилактика заболеваний человека с помощью УЗ. Терапевтич. действие УЗ на организм человека обусловлено совместным действием ряда факторов: механич. колебаний ткани, эффектов физико-химич. характера, а также тепла, выделяющегося при поглощении в ткани УЗ-вой энергии (см. *Действие*



Ультразвуковой излучатель для терапевтических целей: 1 — кварцевая пластина; 2 — металлическая резонансная накладка; 3 — задний электрод; 4 — корпус; 5 — прижимная пружина; 6 — изолирующая втулка; 7 — кабель.

у л т р а з в у к а на биологические объекты). УЗ является своеобразным катализатором, ускоряющим установление равновесного с физиологич. точки зрения состояния организма, т. е. здорового состояния. Так, озвучивание здоровых тканей при терапевтич. УЗ-вых дозах не приводит к столь заметному изменению в обмене веществ, к-рое наблюдается при воздействии на воспалённые ткани. Таким образом, УЗ оказывает влияние в основном на большие, а не на здоровые ткани.

Для УЗ-вой Т. обычно пользуются УЗ-выми излучателями пьезоэлектрич. типа (рис.) мощностью до 20 Вт; в качестве *пьезоэлемента* в них применяются кварцевые или пьезокерамич. пластины площадью 1—10 см², работающие на резонансе по толщине. Введение УЗ в организм человека производится либо путём непосредственного контакта излучателя с поверхностью кожи больного, либо через контактную среду — воду, при этом излучатель и объект облучения погружаются в ванну с водой. В первом способе для обеспечения надёж-

ного акустич. контакта между излучателем и объектом применяется контактное вещество (напр., вазелиновое масло).

При УЗ-вой Т. очень важно правильно выбрать параметры облучения: частоту, интенсивность УЗ, длительность воздействия, скважность, если воздействие произойдет в импульсном режиме, и способ проведения процедуры (вид контактной среды, положение излучателя относительно больного и т. д.). Обычно в физиотерапевтич. практике пользуются частотой 0,8—2,7 МГц. При более низких частотах существенным становится расхождение УЗ-вого луча, т. е. нарушается требуемое для лучевого распространения соотношение длины волны и размеров излучателя (см. *Геометрическая акустика*). При более высоких частотах вследствие возрастающего поглощения УЗ уменьшается толщина слоя, в к-ром УЗ оказывает эффективное действие. Интенсивность УЗ обычно меняется в пределах 0,1—1 Вт/см², длительность процедуры составляет 3—10 мин. При такой дозировке в тканях не возникает опасных необратимых изменений. Курс лечения состоит из 10—15 процедур. Применяется как непрерывный, так и импульсный режим облучения; последний позволяет использовать несколько более высокие интенсивности УЗ без опасности перегрева тканей. Скважность импульсов обычно составляет 2—10.

При ряде заболеваний УЗ-вая Т. обеспечивает полное излечение или значительно улучшает состояние больного. Наиболее благоприятные результаты УЗ-вая Т. даёт при радикулитах, невритах, растяжениях, воспалительных процессах, язвенной болезни желудка, заболеваниях суставов (ревматизм, артрит). УЗ нашёл применение для лечения нек-рых глазных болезней, напр. частичной атрофии зрительного нерва и пигментной дегенерации сетчатки.

К УЗ-вой Т. можно отнести и лечение ряда заболеваний человека методом ингаляции с использованием аэрозолей, создаваемых путём УЗ-вого распыления лекарственных средств. Такие аэрозоли обладают весьма ценными для Т. характеристиками: плотность их приблизительно на порядок больше, чем плотность аэрозо-

лей, полученных с помощью пневматич. ингаляторов, соответственно возрастает концентрация лекарственных веществ и сокращается время ингаляции. Средний размер частиц аэрозоля весьма мал, он зависит от частоты УЗ и поэтому его можно контролировать (напр., в пределах от 0,1 до 10 мкм); несложно также точно дозировать количество аэрозоля. Потеря лекарств в УЗ-вых ингаляторах ничтожна, биологич. активность их под действием УЗ не меняется. УЗ-вые ингаляторы обычно основаны на принципе распыления в фонтане с использованием пьезокерамич. фокусирующих излучателей. Производительность индивидуальных УЗ-вых ингаляторов составляет до 1,5 см³ лекарственных веществ в мин, а коллективных — до 10 см³ в мин.

Лит.: Сперанский А. П., Рокитянский В. И., Ультразвук и его лечебное применение, М., 1970; Байер В., Дёрнер Э., Ультразвук в биологии и медицине, пер. с нем., Л., 1958; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1957; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Мармур Р. К., Ультразвуковая терапия и диагностика глазных заболеваний, К., 1974. Л. Р. Гаврилов.

ТЕРМИЧЕСКИЕ ПРИЁМНИКИ

Ультразвук — приёмники, действие к-рых основано на преобразовании энергии УЗ-вой волны в тепловую в результате её поглощения. Создав условия, при к-рых выделяющееся в нек-ром объёме УЗ-вого поля тепло не будет рассеиваться из-за теплопроводности, по величине изменения его темп-ры за определённый промежуток времени можно судить об *интенсивности звука*. Как правило, Т. п. применяются для измерения интенсивности УЗ в жидкостях.

Схема простейшего Т. п. показана на рис. 1. УЗ-вая волна проходит через тонкую «прозрачную» для УЗ мембрану 6, отделяющую жидкость 2 от сильно поглощающей УЗ среды 4, помещённой в калориметр с хорошей тепло- и звукоизоляцией, напр. в сосуд Дьюара 3. Повышение темп-ры среды от t_1 до t_2 за время τ , на к-рое включается источник УЗ, измеряют термометром, термопарой 7 или термистором в градусах (τ — в с).

Среднюю интенсивность УЗ I в Вт/см² определяют по ф-ле:

$$I = C \cdot V_p (t_2 - t_1) / \tau S,$$

где V — объём сосуда Дьюара в см^3 , C — удельная теплоёмкость поглощающей жидкости в Дж/г·град, ρ — её плотность в г/см^3 , S — либо площадь сечения сосуда Дьюара, либо

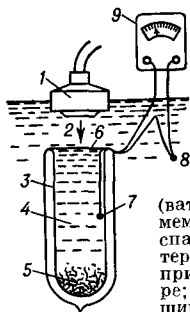


Рис. 1. Измерение интенсивности ультразвука по нагреву жидкости в сосуде Дьюара: 1 — излучатель ультразвука; 2 — жидкость; 3 — сосуд Дьюара; 4 — поглощающая среда; 5 — дополнительный поглотитель (вата); 6 — звукопрозрачная мембрана; 7 — нагреваемый спай термопары; 8 — спай термопары, находящийся при постоянной температуре; 9 — прибор, измеряющий эдс термопары (напр., потенциометр).

площадь излучающей поверхности источника УЗ (меньшая из этих площадей) в см^2 . Этот метод абсолютного измерения интенсивности УЗ малочувствителен и поэтому применяется лишь при большой интенсивности (от единиц Вт/см^2 и выше). Даже при очень больших интенсивностях УЗ ($\sim 100 \text{Вт/см}^2$) за время порядка не-

рений в звуковом поле применяются малогабаритные Т. п. (рис. 2). Напр., термпару 1 (рис. 2, а), помещённую в сильно поглощающую УЗ жидкость 2, отделяют от жидкости, в к-рой он распространяется, двумя тонкими «прозрачными» для УЗ мембранами 4. При этом тепло выделяется не только из-за поглощения УЗ в жидкости, но и в результате трения колеблющейся жидкости о неподвижный спай термопары; чувствительность такого Т. п. невелика. Более чувствительны Т. п. в виде термпары или термистора с твёрдым поглотителем — каучук, резина, фторопласт (рис. 2, б). Такой Т. п. может быть сделан достаточно малого размера. Спай термопары 1 можно расположить и на поглощающей подложке 2 (рис. 2, в). Для повышения чувствительности этих Т. п. увеличивают число приёмных спаев, включая последовательно большее количество термпар. Для измерения абсолютных значений интенсивности малогабаритные Т. п. нуждаются в калибровке.

Чувствительность Т. п. зависит от частоты УЗ, поскольку его поглощение убывает с уменьшением частоты. Поэтому в области средних, а тем более низких частот Т. п. не могут конкурировать с существенно более чувствительными пьезоэлектрич. приёмниками (см. *Пьезоэлектрический преобразователь*). Минимально измеряемая Т. п. интенсивность звука в области среднего УЗ-вого диапазона частот ~ десятых—сотых долей Вт/см^2 . Недостаток нек-рых конструкций Т. п. — зависимость тепловых характеристик и, следовательно, режима работы и чувствительности Т. п. от теплопроводности жидкости, в к-рой проводится измерение. Инерционность Т. п. велика, что «сглаживает» флуктуации интенсивности УЗ, возникающие особенно при больших его интенсивностях.

В области нелинейных процессов (очень высокая интенсивность УЗ, наличие *кавитации*) Т. п. обладают определённым преимуществом перед пьезоэлектрич. приёмниками звукового давления, т. к. позволяют измерять суммарную интенсивность. На Т. п. не влияет электромагнитная наводка от возбуждающего излучатель напряжения, т. к. даже при электрич. измерении разности тем-р оно проводится либо на постоянном токе,

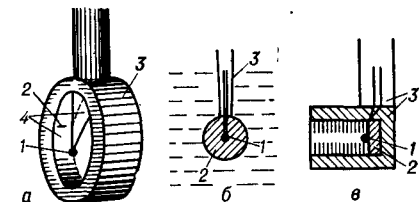


Рис. 2. Схемы некоторых типов термоэлектрических приёмников. а — термоприёмник с поглощающей жидкостью: 1 — спай термопары, 2 — поглощающая жидкость, 3 — корпус, 4 — звукопрозрачные мембраны, отделяющие поглощающую жидкость от окружающей среды; б — термоприёмник с твёрдым поглотителем: 1 — спай термопары, 2 — твёрдый поглотитель, 3 — корпус; в — термоприёмник с поглощающей подложкой: 1 — спай термопары, 2 — подложка (резина), 3 — корпус и держатель.

скольких секунд возрастание тем-ры обычно не превышает нескольких градусов.

Калориметр существенно искажает УЗ-вое поле, поэтому этот метод чаще применяется для т. н. калориметрич. определения интенсивности излучения или суммарной акустич. мощности излучателей ультразвука. Для изме-

либо на частоте, отличной от частоты УЗ.

Лит.: М а т а у ш е к И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970. Л. К. Зарембо.

ТЕЧЕИСКАТЕЛЬ у л ь т р а з в у к о в о й — прибор для обнаружения мелких отверстий в сосудах со сжатым газом, действие к-рого основано на регистрации УЗ-вого сигнала, возникающего при истечении турбулентной струи. Как дозвуковые, так и сверхзвуковые высокоскоростные струи являются источниками интенсивного акустич. излучения, обусловленного несколькими механизмами звукообразования. Излучение турбулентной части струи, характерное для любых высокоскоростных струй, имеет сплошной спектр со слабо выраженным максимумом в области *Струэля чисел* $Sh = 0,2-0,3$ ($Sh = fd/u$, где f — частота турбулентных пульсаций, равная частоте излучаемого звука, d — диаметр отверстия, u — скорость истечения струи). Частота максимума излучения повышается с уменьшением d и с увеличением u , т. е. с увеличением перепада давлений $P_{II} = P/P_0$ (P — давление в сосуде, P_0 — давление в окружающей среде) и температуры струи. В сверхзвуковых струях наряду с шумовым излучением турбулентной части уже при сравнительно небольших P_{II} наблюдается излучение дискретного тона, частота f_d к-рого равна:

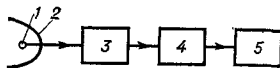
$$f_d = \frac{c_0}{2d \sqrt{P_{II} - 1,9}}$$

(c_0 — скорость звука в среде), а также дополнительное, более мощное излучение шума, связанное с распространением пограничных возмущений и заметно усиливающееся при больших P_{II} .

Для всех механизмов звукообразования в струе характерна обратная пропорциональность частоты диаметру отверстия. Поэтому для мелких отверстий ($d \approx 0,1-1$ мм) частоты излучения лежат в области УЗ (40—120 кГц). В случае некруглых отверстий частота зависит от наименьшего поперечного размера и от ряда других факторов, в частности от шероховатости стенок отверстия. Акустич. мощность при истечении газа из малых отверстий невелика, она не превышает сотых долей Вт. Поэтому

уровень интенсивности УЗ-вого сигнала, принимаемого Т. на расстоянии ~ 1 м от отверстия, составляет обычно 40—60 дБ. Т. могут применяться для обнаружения утечек любых газов и пара, находящихся под давлением от 2 до нескольких сотен атм.

Блок-схема одного из Т. показана на рисунке. УЗ-вой сигнал воспринимается *электроакустическим преобразователем* 1, напр. пьезоэлектрич. приёмником УЗ со сферич. чув-



Блок-схема ультразвукового теческателья: 1 — электроакустический преобразователь; 2 — рефлектор; 3 — электронный усилитель; 4 — детектор; 5 — индикатор.

ствительным *пьезоэлементом*. Далее электрич. сигнал усиливается усилителем 3, детектируется и подается на индикатор 5 (стрелочный прибор, телефон и т. п.). С целью повышения уровня исходного сигнала и возможности определения направления его прихода приёмник помещается в акустич. рефлектор 2, напр. параболической формы. Благодаря применению резонансной схемы усилителя Т. может работать в условиях шумного помещения. УЗ-вой Т. позволяет обнаруживать в газонаполненных магистралах трещины шириной более 10 мкм на расстояниях до 6—8 м. Подобные Т. используются и для обнаружения отверстий в сосудах с пониженным давлением с расстояния 1 м.

Лит.: П о к о р а И. Н., Акустический индикатор для обнаружения повреждений в системах, работающих под давлением, «Акустика и ультразвуковая техника», 1970, в. 4. Ю. Я. Борисов.

ТОЛЩИНОМЕР у л ь т р а з в у к о в о й — устройство для измерения с помощью УЗ (при одностороннем доступе) толщины листов, лент, стенок полых изделий (трубы, баллоны), а также для обнаружения нек-рых типов дефектов — нарушения пайки или склейки в листовых соединениях, зон коррозионного поражения на недоступных для осмотра поверхностях и др.; представляет собой разновидность УЗ-вого дефектоскопа. В резонансных Т. используется явление *резонанса*, возникающего при совпадении частоты вводимых УЗ-вых колеба-

ний с частотой собственных колебаний изделия в контролируемом сечении. В импульсных Т. измеряется время прохождения УЗ-вых импульсов до противоположной стенки изделия и обратно к пьезоэлектрич. преобразователю, излучающему и принимающему УЗ-вые волны. Подробнее о принципе действия Т. см. *Дефектоскопия*.

Т. применяются как в виде ручных переносных приборов, так и в виде автоматизированных установок, встроенных в технологич. производственный поток.

ТРАВЛЕНИЕ — химич. обработка, обычно растворами кислот (серной, соляной и др.), твёрдых материалов для изменения вида их поверхности или для удаления окислов с металлич. изделий. Введение УЗ-вых колебаний в травильные растворы значительно ускоряет процесс Т. Подробнее см. *Очистка*.

ТРЕНИЕ под действием ультразвука. Трение — механич. сопротивление, возникающее в плоскости касания двух соприкасающихся тел при их относительном перемещении. Сила сопротивления F , направленная противоположно относительному перемещению данного тела, наз. силой трения; она зависит от коэфф. сухого трения μ , силы P , с к-рой одно тело прижимается к другому, и других факторов. На преодоление силы трения затрачивается определённая работа.

Если к.-л. способом в одном из соприкасающихся тел возбудить УЗ-вые колебания с частотой f , то сила трения уменьшается; соответственно за счёт энергии УЗ-вых колебаний уменьшается и работа на преодоление трения. Возможны два случая ориентации колебаний. Первый (рис. 1, а) — когда колебательные смещения ξ ориентированы перпендикулярно к плоскости соприкосновения тел, а следовательно, и направлению скорости их относительного перемещения v . По мере увеличения амплитуды УЗ-вых колебаний ξ_m возрастает амплитуда колебательного ускорения $(2\pi f)^2 \xi_m$, а также колебательная сила, амплитуда к-рой N_m . Если величина N_m превосходит силу P , то возникает периодич. отрыв соприкасающихся тел друг от друга. Сила трения при этом действует не всё время, а только в те доли периода колебаний $T = 1/f$, ког-

да тела соприкасаются. Можно считать, что в этих условиях имеет место эффективная сила трения F' , величина к-рой меньше F . Если $N_m \gg P$, то эффективная сила трения стремится к нулю.

Во втором случае (рис. 1, б) колебания ориентированы параллельно плоскости соприкосновения тел и по-

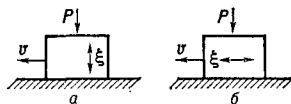


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая направление перемещения тела и ориентацию УЗ-вых колебаний.

стоянной скорости v , поэтому контакт тел не прерывается. Направление УЗ-вого смещения в течение одной половины периода совпадает с направлением движения тела, а в течение другой половины — противоположно ему. Если амплитуда колебательной скорости $\xi_m = 2\pi f \xi_m < v$, то при сложении скоростей (рис. 2, а) вектор суммарной скорости v_c всё время совпадает с направлением движения тела и сила трения сохраняет своё направление и величину такими же, как и в отсутствии УЗ. При $\xi_m > v$ в течение части периода, равной $1/2 T - 2t_1$

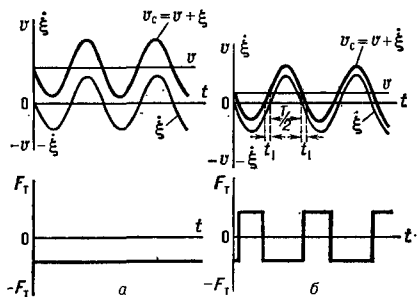


Рис. 2. Сложение колебательной скорости ξ и постоянной скорости v и соответствующее при этом изменение силы трения F_T между соприкасающимися телами: а — при $v < \xi_m$; б — при $v > \xi_m$.

(рис. 2, б), вектор v_c направлен в сторону, противоположную движению тела, и, следовательно, сила трения оказывается направленной в ту же сторону, что и вызывающая движение тела внешняя сила. Т. о., сила трения способствует движению тела, уменьшая

необходимую для этого внешнюю силу. В этом случае также можно ввести эффективную силу трения $F' < F$, причём $F' \approx F/n$, где $n = \pi/2 \cdot \xi/v$ при $\xi > v$.

Эти эффекты влияния УЗ-вых колебаний на трение могут использоваться для снижения трения, устранения заедания в осях приборов и др. Снижением трения под воздействием УЗ пользуются в промышленных процессах, связанных с *пластической де-*

формацией твёрдых тел, напр. при прокатке, в процессах равнинной металла колеблющимся с УЗ-ной частотой инструментом (см. Механическая обработка), в УЗ-вой хирургии и др.

Лит.: Харитонович М. В., Дюкин Г. И., Ультразвук в процессах пластической деформации металлов и сплавов, М., 1970; Северденко В. А., Клубович В. В., Степаненко А. И., Ультразвук и пластичность, Минск, 1970. А. М. Мищенко.

У

УЗЕЛ — точка (линия, поверхность), в к-рой амплитуда той или иной величины (смещение, колебательная скорость, звуковое давление и т. п.), характеризующей данную стоячую волну, обращается в нуль или принимает минимальное значение.

УЛЬТРАЗВУК В МЕТАЛЛУРГИИ применяется для воздействия на ряд технологич. процессов получения и обработки металлов и сплавов, а также для регулирования и контроля параметров технологич. процессов, контроля качества металлопродукции и для исследования строения и свойств металлов. УЗ применяют при обогащении руд, в гидрометаллургич. процессах, при рафинировании жидкого металла, получении слитков и отливок, в процессах формоизменения металла при его обработке давлением, при термич. и химико-термич. обработке, при очистке металлопродукции, при получении изделий методами порошковой металлургии. УЗ используется также в процессах *механической обработки* металлов, при поверхностном упрочнении, сварке и пайке, при нанесении покрытий.

Для воздействия на технологич. процессы получения и обработки металлов применяется УЗ частотой ~ 20 кГц относительно высокой интенсивности (десятки Вт/см²), вызывающей необратимые изменения в обрабатываемой среде. Эти изменения в значительной степени связаны с *нелинейными эффектами*, возникающими

в поле мощного УЗ, использование к-рого приводит к интенсификации перечисленных процессов, улучшению качества металлопродукции и созданию у материала качественно новых свойств.

В обогащительных процессах (при разделении рудного сырья на концентрат с более высоким содержанием ценных составляющих, чем в исходном сырье, и отходы, содержащие возможно меньшее количество этих составляющих) УЗ может быть эффективно применён для *эмульгирования* реагентов, используемых при *флотации*, для *очистки* минеральных частиц от поверхностных плёнок, *размельчения* минералов, *диспергирования* частиц в суспензиях, *разрушения* минерализованных пен и *коагуляции* аэрозолей. Использование УЗ при эмульгировании флотореагента позволяет существенно снизить его расход и повысить при этом степень извлечения металла из руды.

В гидрометаллургич. процессах (извлечение ценных составляющих из руды или концентрата в раствор, т. н. выщелачивание, подготовка раствора к извлечению из него основного компонента и выделение этого компонента в чистом виде) применение УЗ интенсифицирует процессы выщелачивания, экстракции, сорбции, разделение суспензий. Напр., воздействие УЗ-вых колебаний на некоторые процессы выщелачивания минеральных примесей сокращает продолжи-

тельность обработки исходного сырья до 10—15 мин вместо нескольких часов, позволяет сделать процесс непрерывным и проводить его без дополнительного подогрева раствора. При фильтровании пульпы, полученной в результате сернохлорного выщелачивания, периодич. наложение УЗ-вых колебаний на фильтрующую перегородку позволяет резко повысить скорость фильтрования.

Воздействие мощного УЗ на обогащательные и гидрометаллургич. процессы связано с возникновением в жидкой среде *акустических течений* и *кавитации*, что вызывает перемешивание жидкости, её гомогенизацию, ускоряет протекание процессов конвективной диффузии, оказывает влияние на температурное поле в среде. На границе твёрдая — жидкая фаза УЗ вызывает точечную эрозию твёрдой поверхности, её очистку, раскрытие микропор и др. эффекты, что может быть использовано для измельчения твёрдой фазы или изменения состояния её поверхности. Эти действия УЗ также во многом определяются развитием в жидкости кавитации и микропотоков, возникающих вблизи любой неоднородности среды. Кроме того, микропотоки существенно уменьшают толщину диффузионного слоя, что приводит к интенсификации процессов, где лимитирующим фактором является скорость диффузии через пограничный слой (см. *Тепломассообмен в ультразвуковом поле*). В качестве источников УЗ в гидрометаллургич. и обогащательных процессах применяются *гидродинамические излучатели* вихревого, щелевого и роторного типа, а также (в основном для лабораторных экспериментов) *магнито-стрикционные преобразователи* с излучающими диафрагмами.

УЗ-вая обработка расплавленного металла приводит к его *дегазации*, т. е. к уменьшению количества растворённого газа в расплаве. При обработке металлов УЗ в процессе их кристаллизации происходит измельчение макро- и микрозёрен (рис. 1), устранение зоны столбчатых кристаллов, уменьшение степени неоднородности материала слитка по составу (рис. 2). Следствием структурных изменений в материале является улучшение его механич. и технологич. свойств, и прежде всего пластичности.

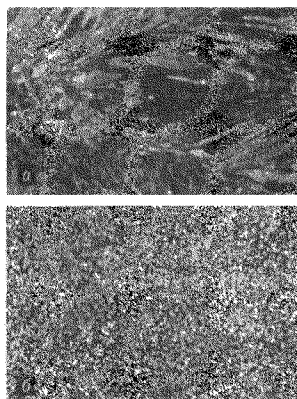


Рис. 1. Макроструктура контрольного (а) и обработанного ультразвуком (б) слитков стали Х25Т. Уменьшено в 2 раза.

Так, напр., относительное удлинение при испытании на растяжение образца из стали Х25Т после обработки в процессе кристаллизации с применением УЗ увеличивается с 53 до 110. Это изменение свойств частично сохраняется в материале после деформации и термообработки. УЗ может быть эффективно использован для обработ-

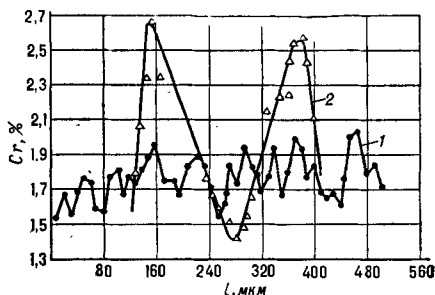


Рис. 2. Кривые распределения концентрации хрома в осях и междусосных пространствах дендритов стали Х15 в слитке, обработанном ультразвуком (1), и в контрольном (2).

ки сплавов на основе алюминия, меди, железа, никеля. Наиболее целесообразно использовать УЗ-вую обработку в таких технологич. процессах получения слитка, где имеет место его последовательная кристаллизация и объём затвердевшей в единицу времени жидкой фазы является относительно небольшим и приблизительно постоянным. К таким процессам, в

частности, относятся непрерывная разливка, вакуумный дуговой, электрошлаковый и электроннолучевой методы переплава, при к-рых получаемый слиток имеет ряд недостатков, связанных с образованием крупнокристаллич. столбчатой структуры. Подробнее см. *Кристаллизация ультразвуковой*.

УЗ применяется также для получения плавленно-литейными методами композиционных материалов из несплавления в обычных условиях компонентов (металлов, окислов и др.). В этом случае УЗ используется для введения частиц порошка упрочняющей фазы в расплав металла-матрицы, их смачивания и равномерного распределения по объёму слитка. Существенную роль в этих процессах также играют кавитация и перемешивание расплава. Кроме того, УЗ является эффективным средством интенсификации процессов зонной очистки металлов.

Введение УЗ высокой интенсивности в металлы в твёрдом состоянии вызывает увеличение плотности структурных несовершенств (дислокаций, вакансий), что в свою очередь изменяет свойства обрабатываемого материала и влияет на кинетику протекания диффузионных превращений и процессов *пластической деформации*. Всё это в значительной мере определяет возможность использования УЗ при обработке металлов давлением, при термич. и химико-термич. обработке металлов и сплавов. Применение УЗ в процессах обработки металлов давлением позволяет снизить энергетич. затраты, увеличить скорость процесса, повысить стойкость инструмента, улучшить качество поверхности изделий, а также осуществить процесс деформации таких материалов, к-рые разрушаются при обычных способах обработки давлением (рис. 3). УЗ применяется в процессах волочения проволоки и труб, прессования, штамповки, прокатки и др. Механизм действия УЗ в процессах обработки металлов давлением связан с уменьшением сил контактного трения между инструментом и деформируемым металлом и изменением свойств последнего при суммарном воздействии знакопеременных и знакопеременных напряжений. Применение УЗ в процессах термич. и химико-

термич. обработки вызывает их ускорение и изменение свойств металлов и сплавов, под-

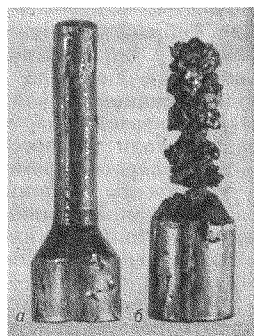


Рис. 3. Образцы, полученные при прессовании висмута с использованием радиальных колебаний матрицы (а) и в отсутствии ультразвука (б).

вергнутых воздействию ультразвука.

Обработка отожжённого металла УЗ приводит к его упрочнению, деформированного — к разупрочнению. Так, воздействие УЗ-вых колебаний частотой 20 кГц с амплитудой 15—20 мкм в течение нескольких минут на образцы отожжённой меди вызывает повышение предела текучести в 3 раза при снижении относительного удлинения на 40%.

УЗ-вая обработка способствует ускорению процессов гомогенизирующего и рекристаллизационного отжига, фазовых превращений. Например, в доэвтектонидных сталях УЗ вызывает ускорение распада в перлитной и бейнитной областях в несколько раз, в заэвтектонидных сталях приводит к интенсификации процессов выделения и коагуляции карбидов. Использование УЗ в процессах низкотемпературного отпуска, естественного и искусственного старения приводит к значительному сокращению времени протекания процесса. Для алюминиевых сплавов время старения сокращается в 10—30 раз. УЗ может быть использован для снятия внутренних напряжений. Так, отпуск в УЗ-вом поле закалённой стали ХВГ при темп-ре 150 °С в течение 0,5 ч позволяет снизить внутренние напряжения почти в 3 раза по сравнению с теми, к-рые остаются после 2-часового отпуска при 180 °С в отсутствии УЗ.

Наряду с изменением кинетики процессов термич. обработки, УЗ-вые колебания оказывают влияние на структуру обработанных материалов. Так, УЗ-вая обработка сталей в аустенитной области уменьшает склонность к росту аустенитного зерна.

Использование УЗ при химико-термич. обработке (цементации, азотирования, борирования) приводит к ускорению процесса или к увеличению толщины образующегося слоя. Напр., воздействие УЗ при борировании стали 45 обеспечивает сокращение затраты времени в 4—5 раз и увеличение толщины слоя в 2—2,5 раза. Механизм влияния УЗ на процессы термич. и химико-термич. обработки связан с изменением тонкой структуры металла. Под действием УЗ увеличивается плотность структурных несовершенств, что приводит к ускорению процессов диффузии. Так, коэфф. диффузии углерода в железе и никеле при УЗ-вом воздействии возрастает в 3—4 раза.

Широкое практическое применение в металлургии нашла УЗ-вая очистка. Она обеспечивает удаление с поверхности изделий различных плёнок, нагаров, жировых и других отложений. В порошковой металлургии УЗ-вые колебания могут быть использованы для получения и диспергирования порошков, для интенсификации процессов очистки их поверхности, для пресования, спекания, пропитки жидким металлом пористых изделий и для проведения других процессов. Так, УЗ-вой способ распыления расплавов для приготовления порошков лишён многих недостатков, присущих способам механич. дробления и пневматич. распыления, химич. и электролитич. методам диспергирования. В частности, использование УЗ-вого распыления даёт возможность получать практически монодисперсный порошок с частицами сферической формы (диаметром ~ 40 мкм при частоте УЗ 20кГц) без окисных плёнок на поверхности. Этим методом можно изготавливать порошки из сплавов и мягких и вязких материалов.

Лит.: Агранат Б. А. и др., Ультразвук в гидрометаллургии, М., 1969; Эскакин Г. И., Ультразвуковая обработка расплавленного алюминия, М., 1965; Абрамов О. В., Кристаллизация металлов в ультразвуковом поле, М., 1972; Северденко В. П., Клубович В. В., Степаненко А. В., Обработка металлов давлением с ультразвуком, Минск, 1973. О. В. Абрамов.

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ТЕХНОЛОГИЯ — совокупность промышленных технологич. процессов и методов обработки материалов, основанных на использовании воздействия УЗ на

вещество и на характер протекания физико-химич. процессов. В У. т. применяется, как правило, УЗ значительной интенсивности, и действующие факторы связаны с *нелинейными эффектами* в звуковом поле. В газах и жидкостях к действующим факторам относятся *акустические течения*, вызывающие процессы *теплообмена в ультразвуковом поле*; существенную роль играют и *пондеромоторные силы* в звуковом поле. Основным действующим фактором в жидкостях является *кавитация* и связанные с ней *кавитационная эрозия*, *звукокапиллярный эффект* и другие явления. Большинство технологич. процессов и методов основывается на совместном действии ряда факторов и явлений, возникающих в УЗ-вом поле.

К процессам У. т. в газах относятся *коагуляция* аэрозолей, *низкотемпературная сушка*, *горение в ультразвуковом поле*. В жидкостях — это в первую очередь *очистка*, к-рая получила наиболее широкое распространение среди всех процессов У. т., а также *травление*, *эмульгирование*, *воздействие ультразвука на электрохимические процессы*, *диспергирование*, *дегазация*, *кристаллизация*. Процессы УЗ-вой дегазации и диспергирования в жидких металлах, а также воздействие УЗ на кристаллизацию металлов играют важную роль при использовании *ультразвука в металлургии*; кавитация в жидких металлах используется при УЗ-вой *металлизации и пайке*. УЗ-вые методы обработки твёрдых тел основываются на непосредственном ударном воздействии колеблющегося с УЗ-вой частотой инструмента, а также на влиянии УЗ-вых колебаний на процессы *трения и пластической деформации*. Ударное воздействие УЗ используется при размерной *механической обработке* хрупких и твёрдых материалов с применением абразивной суспензии и при *поверхностной обработке* металлов, выполняемой с целью их упрочнения. Снижение трения под действием УЗ используется для повышения скорости резания; этот же эффект, наряду с эффектом увеличения пластичности под действием УЗ, используется в процессах обработки металлов давлением (волочение труб и проволоки, прокатка). К методам У. т. относится также УЗ-вая *сварка*, поз-

воляющая сваривать металлич. элементы в микроэлектронике и приборостроении, а также пластмассы, полимерные плёнки и др. Методы У. т. позволяют повысить эффективность процесса, улучшить качество изделий, напр. в несколько раз ускорить процесс электроосаждения металлов, ускорить процесс и повысить степень очистки деталей, улучшить структуру металлич. отливок, получить более мелкодисперсные, чем обычными методами, суспензии и эмульсии. В ряде случаев методы У. т. позволяют решить технологич. задачи, практически не решаемые другими способами. К таким методам относятся: фазонная обработка хрупких материалов, пайка алюминия, получение нек-рых сложных сплавов и т. д. Недостатками У. т., ограничивающими в ряде случаев её применение, являются относительная сложность оборудования и дороговизна УЗ-вой энергии.

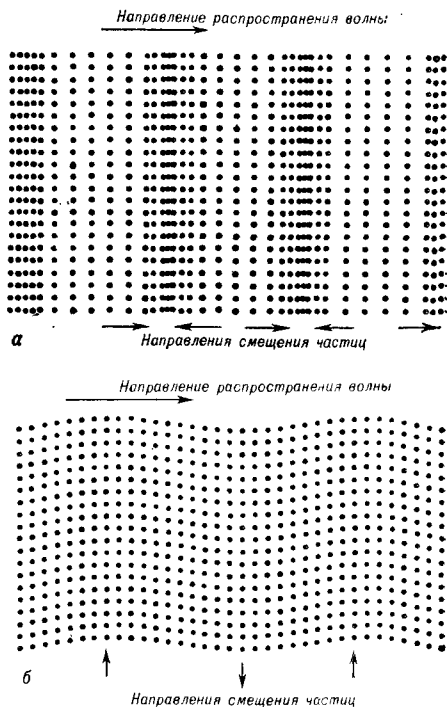
И. П. Голымина.

УПРУЧЕНИЕ ультразвуковоме — обработка поверхности металлического изделия с наложением на инструмент УЗ-вых колебаний, в результате к-рой поверхностный слой приобретает повышенную твёрдость. См. *Поверхностная обработка металлов.*

УПРУГИЕ ВОЛНЫ — упругие возмущения, распространяющиеся в твёрдой, жидкой и газообразной средах. Напр., волны, возникающие в земной коре при землетрясениях, звуковые и УЗ-вые волны в жидкостях, газах и твёрдых телах. При распространении У. в. в среде возникают механич. деформации сжатия и сдвига, к-рые переносятся волной из одной точки среды в другую. При этом имеет место перенос энергии упругой деформации в отсутствии потока вещества (последний возникает только в особых случаях — см. *Акустические течения*). Всякая гармонич. У. в. характеризуется амплитудой *колебательного смещения частиц* среды и его направлением, частотой колебаний, длиной волны, фазовой и групповой скоростями, а также законом распределения смещений и напряжений по фронту волны.

В жидкостях и газах, к-рые обладают упругостью объёма, но не обладают упругостью формы, могут распространяться лишь продольные вол-

ны разрежения — сжатия, где колебания частиц среды происходят в направлении распространения волны. Фазовая скорость их $c_l = \sqrt{K/\rho}$, где K — модуль всестороннего сжатия и ρ — плотность среды. Пример таких



а — движение частиц в продольной упругой волне; б — движение частиц в сдвиговой волне.

У. в. — звуковые и УЗ-вые волны в различных жидкостях и газах.

В однородной изотропной бесконечно протяжённой твёрдой среде могут распространяться У. в. только двух типов: продольные и сдвиговые. В продольных движении частиц параллельно направлению распространения волны (рис. а), а деформация представляет собой комбинацию всестороннего сжатия (растяжения) и чистого сдвига. В сдвиговых волнах направление распространения волны (рис. б), а деформация является чистым сдвигом. В безграничной среде распространяются продольные и сдвиговые волны трёх типов: плоские,

Постоянные упругости и скорости продольных и сдвиговых волн в различных средах

Среда	T, °C	ρ , 10^{-3} кг/м ³		K , 10^{-10} Н/м ²		μ , 10^{-10} Н/м ²		c_l , км/с	c_t , км/с
		10^{-3}	10^{-3}	10^{-10}	10^{-10}	10^{-10}	10^{-10}		
Воздух	20	1,29	10^{-3}	1,52	10^{-8}	—	—	0,343	—
Вода	25	0,997	—	0,223	—	—	—	1,497	—
Трансформаторное масло	32,5	0,895	—	0,179	—	—	—	1,425	—
Алюминий	20	2,70	—	7,24	—	2,59	—	6,26	3,08
Железо	20	7,80	—	15,59	—	8,04	—	5,85	3,23
Свинец	20	11,4	—	4,35	—	0,568	—	2,16	0,70
Латунь	20	8,10	—	10,94	—	3,65	—	4,43	2,12
Кварцевое стекло	20	2,60	—	3,78	—	3,20	—	5,57	3,52
Фарфор	20	2,41	—	3,55	—	2,33	—	5,34	3,12
Плексиглас	20	1,18	—	0,582	—	0,148	—	2,67	1,12
Каучук	20	0,90	—	—	—	—	—	1,48	—

сферические и цилиндрические. Их особенность — независимость фазовой и групповой скоростей от амплитуды и геометрии волны. Фазовая скорость продольных волн в неограниченной

твёрдой среде $c_l = \sqrt{(K + \frac{4}{3}\mu)/\rho}$,

сдвиговых — $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$, где μ — модуль сдвига. Величины c_l , c_t для разных сред колеблются в пределах от долей км/с до 10 км/с (см. табл.).

На границе твёрдого полупространства с вакуумом, газом, жидкостью или с другим твёрдым полупространством могут распространяться упругие *поверхностные волны*, являющиеся комбинацией неоднородных продольных и сдвиговых волн, амплитуды к-рых экспоненциально убывают при удалении от границы.

В ограниченных твёрдых телах (пластина, стержень), представляющих собой твёрдые волноводы, распространяются нормальные волны, каждая из к-рых является комбинацией нескольких продольных и сдвиговых волн, распространяющихся под острыми углами к оси волновода и удовлетворяющих (в совокупности) граничным условиям на поверхности волновода (см. *Нормальные волны в пластинах и стержнях*). Число n нормальных волн, к-рые могут распространяться в пластине или стержне, определяется их толщиной или диаметром d , частотой ω и модулями упругости среды. При увеличении ωd число нормальных волн возрастает, и при $\omega d \rightarrow \infty$ $n \rightarrow \infty$. Нормальные волны характеризуются дисперсией фазовой и групповой скоростей (см. *Дисперсия скорости звука*), к-рые зависят от ωd . От величины ωd сильно зависит также распределение смеще-

ний и напряжений в волне по поперечному сечению волновода.

В бесконечной пластине существуют два типа нормальных волн: *Лэмба волны* и *сдвиговые волны*. Плоская волна Лэмба характеризуется двумя составляющими смещений, одна из к-рых параллельна направлению распространения волны, другая перпендикулярна гравям пластины. В плоской сдвиговой нормальной волне смещения параллельны гравям пластины и одновременно перпендикулярны направлению распространения волны. В цилиндрчик. стержнях могут распространяться нормальные волны трёх типов: продольные, изгибные и крутильные.

В анизотропных средах (кристаллах) свойства У. в. зависят от типа кристалла и направления распространения (см. *Распространение ультразвука в кристаллах*). В частности, чисто продольные и чисто сдвиговые волны могут распространяться только в кристаллах определённой симметрии и по определённым направлениям, как правило, совпадающим с направлением кристаллографич. осей. В общем случае в кристалле по любому направлению всегда распространяются три волны с тремя различными скоростями: одна квазипродольная и две квазипоперечные, в к-рых преобладают соответственно продольные или поперечные смещения. При распространении У. в. в кристаллах может возникать ряд специфич. эффектов: различие в направлениях фазовой и групповой скоростей, *усиление ультразвука* за счёт *взаимодействия ультразвука с электронами проводимости*, *вращение плоскости поляризации волн* и др.

В любой упругой среде из-за внутреннего трения и теплопроводности распространение $У$. в. сопровождается её поглощением (см. *Поглощение звука*). Если на пути $У$. в. имеется к.-л. препятствие (отражающая стенка, вакуумная полость и т. д.), то происходит дифракция волн на этом препятствии. Простейший случай дифракции — отражение и прохождение $У$. в. на плоской границе двух полупространств.

В $У$. в. механич. напряжения пропорциональны деформациям (закон Гука). Если амплитуда деформации в твёрдом теле превосходит предел упругости материала, в волне появляются пластич. деформации, и её называют упруго-пластич. волной (аналогом таких волн в жидкостях и газах являются волны конечной амплитуды). Скорость их распространения зависит от величины деформации. При убывании (снятии) напряжения возникает т. н. волна разгрузки, скорость распространения к-рой зависит как от упруго-пластич. свойств материала, так и от формы возмущения. В стержне, по к-рому прошла упруго-пластич. волна, сохраняются остаточные деформации; по их распределению можно судить о динамич. механич. характеристиках материала.

Диапазон частот $У$. в. простирается от малых долей Гц до 10^{12} — 10^{13} Гц. Область применения $У$. в. в физике и технике чрезвычайно широка. Так, самые низкочастотные $У$. в. используются в сейсмологии (для регистрации землетрясений) и в сейсморазведке. $У$. в. килогерцового диапазона применяются в гидролокации и при исследованиях океана. $У$. в. ультра- и гиперзвукового диапазонов используются в физике для определения всевозможных параметров твёрдых, жидких и газообразных сред. Кроме того, $УЗ$ находит широкое применение в акустоэлектронике, в промышленности, медицине и др. См. также *Гиперзвук*, *Ультразвук*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 3 изд., М., 1965 (Теоретич. физика, т. 7); Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 1, 2, 6; т. 4, ч. А, 1969, гл. 1; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957, гл. 1; Викторов И. А., Физические основы

применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966. И. А. Викторов.

УРОВЕНЬ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ — выраженное по шкале децибел значение отношения величины данного звукового давления к исходному, условно пороговому звуковому давлению $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па. Число децибел $У$. з. д. $N = 20 \lg(p/p_0)$, где p — среднеквадратичное значение данного звукового давления.

УРОВЕНЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКА — то же, что *уровень звукового давления*.

УРОВНЕМЕР ультразвуковой — прибор, предназначенный для измерения высоты уровня жидкостей и сыпучих тел с помощью $УЗ$. Действие большинства $УЗ$ -вых $У$. основано на измерении времени распространения $УЗ$ -вых волн от преобразователя до контролируемой поверхности жидкости и обратно при известной (или измеряемой) скорости звука в среде. Измерения могут проводиться либо в режиме непрерывного излучения с использованием фазового метода определения расстояния, либо в режиме излучения модулированных сигналов. Наибольшее распространение получили $У$. с импульсной модуляцией. Длительность зондирующих импульсов не должна превышать удвоенного времени распространения $УЗ$ от преобразователя до контролируемого уровня при минимальном расстоянии до этого уровня. В $У$. с импульсными сигналами используется $УЗ$ -вая локация уровня, основанная на отражении звука от границы сред с различным волновым сопротивлением, при этом сигнал может приходить к границе раздела через газ или снизу (через жидкость).

Для сыпучих тел и жидкостей с большим затуханием $УЗ$ применяется зондирование через газ (рис. 1) в диапазоне частот 10—200 кГц; при этом максимальное расстояние до контролируемого уровня жидкости может достигать десятков м. В таком $У$. излучающий 2 и приёмный 3 преобразователи (или один преобразователь, выполняющий функцию излучателя и приёмника), образующие так называемый датчик, располагаются в верхней части ёмкости с контролируемым продуктом 1. Вторичный блок $У$. включает в себя генератор зондирующих импульсов 4, усили-

тель 5 принятых сигналов и схему измерения времени 6. Основной источник погрешностей при таком способе измерений заключается в нестабильности скорости распространения УЗ в газовой среде. Включение в схему прибора опорного (реперного) канала для компенсации изменения скорости частично исключает эту погрешность; при этом остаётся погрешность, обусловленная наличием градиентов скорости УЗ по высоте ёмкости. Некоторое затруднение представляет создание эффективных излучателей ультразвука для газовой среды. В электростатических или пьезоэлектрических преобразователях с использованием изгибных мод колебаний излучающего элемента удаётся достичь удовлетво-

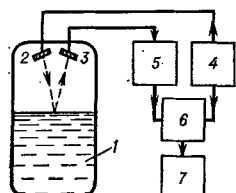


Рис. 1. Блок-схема ультразвукового уровнемера с зондированием через газ: 1 — контролируемая жидкость; 2 — излучающий преобразователь; 3 — приёмный преобразователь; 4 — генератор зондирующих импульсов; 5 — усилитель; 6 — схема измерения времени; 7 — индикаторное устройство.

рительного согласования с импедансом акустическим среды. Приёмники, как правило, применяют пьезоэлектрические.

Для измерения уровня жидкости с небольшим коэфф. затухания УЗ зондирование осуществляется через жидкость в диапазоне частот от сотен кГц до нескольких МГц. Преимущество зондирования через жидкость заключается в лучшем согласовании преобразователей (магнитострикционных или пьезоэлектрических) со средой, что позволяет использовать маломощные генераторы и усилители со сравнительно небольшим коэфф. усиления. Это обстоятельство особенно важно при измерении уровня взрывоопасных сред и при необходимости обеспечения высокой надёжности аппаратуры. Блок-схема аппаратуры с зондированием через жидкость аналогична схеме У. с зондированием через газ, а основная погрешность измерений здесь также определяется вариацией скорости УЗ, связанной с изменением темп-ры и состава жидкости.

УЗ-вые У. с зондированием уровня жидкости по твердотельным волноводам (рис. 2) практически свободны от дополнительной погрешности, обусловленной изменением свойств среды. В них УЗ-вые волны возбуждаются излучателем 2 в верхней части волновода 3 в виде узкой металлич. полосы

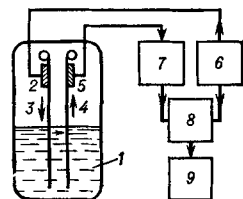


Рис. 2. Блок-схема ультразвукового волноводного уровнемера: 1 — контролируемая жидкость; 2 — излучающий преобразователь; 3 — излучающий волновод; 4 — приёмный волновод; 5 — приёмный преобразователь; 6 — генератор зондирующих импульсов; 7 — усилитель; 8 — схема измерения времени; 9 — индикаторное устройство.

или стержня и распространяются вниз к поверхности жидкости 1, излучаются в неё и попадают на такой же волновод 4. Распространяясь по нему, УЗ достигает приёмного преобразователя 5 и превращается в электрич. сигналы, поступающие далее на вход приёмного усилителя 7. Для эффективного излучения УЗ используются симметричные или антисимметричные изгибные нормальные волны (см. *Нормальные волны в пластинках и стержнях*), к-рые имеют большую компоненту смещения, перпендикулярную к поверхности волновода.

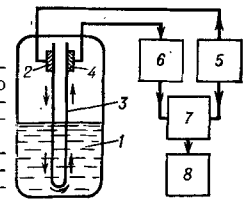


Рис. 3. Блок-схема ультразвукового фазочувствительного уровнемера: 1 — контролируемая жидкость; 2 — излучающий преобразователь; 3 — волновод; 4 — приёмный преобразователь; 5 — генератор непрерывных высокочастотных колебаний; 6 — усилитель; 7 — фазометр; 8 — индикаторное устройство.

Фазовая скорость этих нормальных волн больше скорости распространения УЗ в жидкости.

УЗ-вые волноводные У. могут работать и без излучения УЗ в жидкость (рис. 3). В этом случае металлич. волновод 3 выполняется в виде замкнутой петли. Излучающим преобра-

зователем 2 производится возбуждение такой изгибной нормальной волны, фазовая скорость k -рой меньше, чем скорость УЗ в жидкости. При этом условия жидкость представляет собой не активную, а реактивную нагрузку и фазовая скорость в контактирующем с жидкостью участке волновода заметно уменьшается из-за присоединённой массы жидкости. В конце волновода преобразователем 4 осуществляется приём УЗ-вых волн, время распространения k -рых по волноводу в этих условиях оказывается зависящим от длины погружённого в жидкость участка волновода, т. е. от высоты уровня жидкости.

Основным преимуществом УЗ-вых У. является возможность их использования для контроля как электропроводных, так и неэлектропроводных жидкостей, в т. ч. криогенных, взрывоопасных, агрессивных и токсичных. Отсутствие гальванич. связи элементов датчиков с контролируемой средой и возможность работы при малых акустич. и электрич. мощностях позволяют применять УЗ-вые У. во взрывоопасных условиях, а отсутствие подвижных механ. деталей датчиков У. приводит к увеличению надёжности аппаратуры. Точность измерений составляет от 2 до 4%.

Для измерения уровня жидкостей применяются также дискретные У., представляющие собой набор УЗ-вых сигнализаторов уровня.

Лит.: Бабинов О. И., Контроль уровня с помощью ультразвука, Л., 1971; Физические основы промышленного использования ультразвука, ч. 1—2, Л., 1970. Б. Е. Михалёв, А. С. Химункин.

УСИЛЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА в полупроводниках дрейфом носителей заряда — явление, состоящее в том, что проходящая по кристаллу полупроводника УЗ-вая волна усиливается, если скорость дрейфа носителей заряда в направлении распространения волны превышает её фазовую скорость. У. у. — одно из проявлений взаимодействия ультразвука с электронами проводимости. Наиболее значителен этот эффект у пьезоэлектрич. полупроводников (напр., у CdS). Вследствие пьезоэффекта (см. Пьезоэлектричество) УЗ-вая волна, распространяющаяся по пьезополупроводниковому кристаллу со скоростью c , мо-

жет сопровождаться продольной электрич. волной, бегущей с той же скоростью и в том же направлении (k -рая, однако, возникает лишь при определённых, зависящих от симметрии кристалла, направлениях распространения и поляризациях волн).

Носители заряда (в частности, электроны проводимости) в кристалле взаимодействуют с электрич. полем

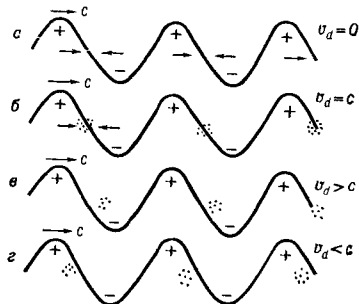


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая взаимодействие волны электрического поля с электронами проводимости, дрейфующими со скоростью, близкой к скорости звука: при различных соотношениях v_d и c .

волны, причём характер этого взаимодействия зависит от относительного движения волны и электронов. Относительную скорость, а следовательно, и характер взаимодействия можно изменить путём изменения скорости электронов, приложив к кристаллу внешнее постоянное электрич. поле напряжённостью E_0 , под действием k -рого начнётся усреднённое движение электронов в определённом направлении — дрейф электронов со скоростью

$$v_d = \mu E_0,$$

где μ — подвижность электронов в кристалле.

При $v_d = 0$ электрическое поле, сопровождающее акустич. волну, отдаёт энергию электронам, приводя их в колебательное движение (рис. 1, а), в результате возникнет дополнительное электронное поглощение звука. При наличии поля E_0 происходит перераспределение электронов и образуются области с повышенной их концентрацией — т. н. сгустки объёмного заряда. Если $v_d = c$, положение сгустка совпадает с нулевой фазой УЗ-вой волны (рис. 1, б) и в среднем

он почти не взаимодействует с электрич. полем волны, поэтому электронное поглощение звука равно нулю. Если v_d немного меньше c , то сгусток несколько отстаёт от волны (рис. 1, ε), к-рая, ускоряя его, отдаёт ему свою энергию, что приводит к некому росту электронного поглощения. При v_d , несколько большей скорости звука c , сгусток опережает волну (рис. 1, θ) и свою кинетич. энергию при торможении передаёт полю волны, увеличивая его амплитуду, а вследствие пьезоэффекта — и амплитуду самой звуковой волны. Т. о., при $v_d > c$ наблюдается усиление УЗ-вой волны. Процесс У. у. дрейфом электронов в полупроводнике напоминает работу лампы бегущей волны. Действительная картина У. у. значительно слож-

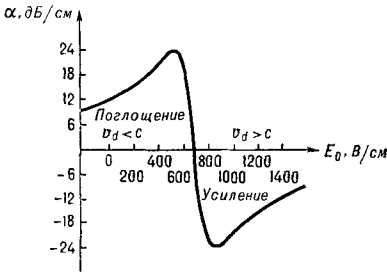


Рис. 2. Теоретическая зависимость коэффициента усиления сдвиговой ультразвуковой волны в CdS от дрейфового поля.

нее и в большой степени зависит от соотношения частоты звука ω и промежутков времени τ между столкновениями электронов, т. к. образование сгустков объёмного заряда возможно, если время τ значительно меньше периода волны $T = 2\pi/\omega$, т. е. $\omega\tau \ll 1$.

При распространении по кристаллу УЗ-вая волна отдаёт электронам проводимости мощность в единице объёма, равную: $w_0 = 2\alpha_{эл}I$, где $\alpha_{эл}$ — коэфф. электронного поглощения УЗ, I — интенсивность звука. При этом в кристалле возникает акустоэлектрич. ток $I_{ае} = -2\alpha_{эл}\mu I/c$, где μ — подвижность электронов (см. *Акустоэлектрический эффект*). Если к кристаллу приложено внешнее постоянное электрич. поле E_0 в направлении распространения УЗ, то из-за работы акустоэлектрич. тока против сил постоянного электрич. поля потери акустич. мощности в единице объёма из-

меняются и общая мощность потерь составит:

$$W = 2\alpha_{эл}I = W_0 + J_{ае}E_0.$$

Коэфф. общего поглощения УЗ при этом будет равен:

$$\alpha_E = \alpha_{эл} - \frac{\alpha_{эл}\mu}{c}E_0 = \alpha_{эл}\left(1 - \frac{v_d}{c}\right).$$

Т. о., при $v_d > c$ коэфф. поглощения УЗ $\alpha_E < 0$, т. е. поглощение сменяется усилением. Согласно теории У. у., в пьезопроводниках в линейном приближении коэфф. поглощения

$$\alpha = \frac{K^2 \omega_c}{2 \gamma c} \times \left\{ 1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2 \omega^2} \left[1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2 \omega^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D} \right)^2 \right] \right\}^{-1}.$$

где K — коэфф. электромеханич. связи, $\omega_c = \sigma/\varepsilon$ — т. н. максвелловская релаксационная частота, ε — диэлектрич. проницаемость, σ — проводимость кристалла, $\omega_D = c^2/D$ — диффузионная частота, D — коэфф. диффузии, $\gamma = 1 - v_d/c$. При $\gamma < 1$ коэфф. α отрицателен, т. е. волна усиливается (рис. 2). При значительном увеличении v_d по сравнению с c сгусток электронов выходит из синхронизма с волной и коэфф. усиления α уменьшается.

Оптимальное значение E_0 , соответствующее максимуму α , определяется выражением:

$$E_{\text{опт}} = \frac{c}{\mu} \left(1 + \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right).$$

При этом максимальный коэфф. усиления (в дБ/см) равен:

$$\alpha_{\text{max}} = \frac{8,68 K^2}{2c\gamma} \cdot \frac{\omega}{1 + 4\omega_c/\gamma^2\omega_D}.$$

С ростом частоты УЗ коэфф. усиления растёт и достигает максимума при частоте $\omega_{\text{max}} = \sqrt{\omega_c \omega_D}$. Т. к. частота ω_c определяется величиной σ , то, меняя проводимость кристалла, можно добиться оптимальных условий У. у. В пьезополупроводниках (CdS, CdSe) У. у. наблюдается на частотах 15—500 МГц и составляет 20—80 дБ/см.

Помимо пьезополупроводниковых кристаллов, для У. у. можно применить и обычные полупроводниковые кристаллы (напр., германий, кремний), в к-рых имеет место потенциал-деформационное взаимодействие волны с носителями заряда (см. *Взаимодействие ультразвука с электронами проводи-*

мости). Т. к. потенциал-деформационное взаимодействие растёт с частотой, применение обычных полупроводников в качестве усилителей эффективно на частотах порядка 1 ГГц и выше. Экспериментально У. у. в германии наблюдалось на частоте 10 ГГц при темп-ре жидкого гелия, при этом электронное усиление составляло 20 дБ/см.

Практич. применение эффект У. у. может найти при создании усилителей УЗ для компенсации потерь в УЗ-вых линиях задержки и для усиления колебаний СВЧ. Исследования эффекта У. у. в полупроводниках (особенно в сильном магнитном поле) позволяет оценить и измерить ряд характерных параметров и констант твёрдого тела.

Усилители ультразвука. В простейшем усилителе УЗ (рис. 3) радиочастотный импульс от генератора 1 поступает на преобразователь 2 (обычно кварцевую пластинку определён-

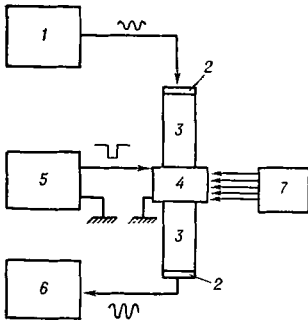


Рис. 3. Блок-схема установки по усилению ультразвука дрейфовым носителем: 1 — генератор радиочастотных импульсов; 2 — преобразователь; 3 — звукопроводы; 4 — кристалл Cds; 5 — генератор импульсов дрейфового поля; 6 — приемник-усилитель; 7 — осветитель.

ного среза), к-рый излучает УЗ-вой импульс в звукопровод 3 из диэлектрика (напр., плавяного кварца или сапфира). Далее УЗ-вой импульс попадает в активный кристалл 4, в качестве к-рого обычно применяется пьезополупроводниковый кристалл Cds, обладающий хорошими пьезоэлектрич. свойствами и фотопроводимостью (т. е. проводимость его сильно зависит от освещённости, и поэтому ею легко управлять в широких пределах). Через второй звукопровод импульс попадает на выходной пре-

образователь 2, после чего — на электронный усилитель 6, компенсирующий потери в УЗ-вой линии задержки 3—4—3, и на осциллограф. Постоянное напряжение подаётся на металлич. электроды, нанесённые на торцы кристалла. Для предотвращения разрушения кристалла из-за перегрева постоянным током применяется импульсный режим работы усилителя, т. е. дрейфовое напряжение подаётся в виде импульсов, длительность к-рых выбирается равной или несколько большей времени распространения УЗ-вого импульса в кристалле. Импульс дрейфового напряжения задерживается относительно момента подачи радиоимпульса на входной преобразователь 2 на время распространения УЗ в первом звукопроводе 3, чтобы дрейф электронов в активном кристалле совпал с моментом прохождения по нему УЗ-вого импульса. Однако импульсный режим работы ограничивает возможные применения усилителей.

Дрейфовое напряжение V_0 , необходимое для получения усиления, определяется из условия: $V_0 = cl\mu$, где l — длина активного кристалла в направлении распространения звука, а знак импульса выбирается таким, чтобы носители заряда под действием поля двигались в направлении распространения звука. Подбором интенсивности и спектрального состава света от осветителя 7 создаётся оптимальная проводимость кристалла. В нек-рых случаях усиление ультразвука бывает настолько значительным, что позволяет сэкономить все потери в линии задержки и получить дополнительный рост выходного сигнала.

При экспериментальном исследовании усилителей УЗ различают электронный коэфф. усиления, определяемый по превышению выходного сигнала при дрейфе над тем же сигналом в отсутствии дрейфа, и «чистый» коэфф. усиления — превышение выходного сигнала над сигналом на входном преобразователе. В последнем случае усиление определяется как разность электронного усиления и всех потерь в акустич. системе: потерь на преобразование электрич. сигнала в акустический и обратно в преобразователях, поглощение звука в звукопроводах и в активном кристалле, потерь

в акустич. контактах. Обычно коэфф. усиления измеряется в дБ или в дБ/см.

От частоты УЗ коэфф. усиления зависит мало — частотная зависимость нерезонансная (рис. 4), однако реаль-

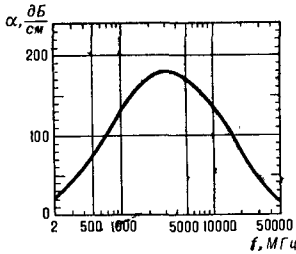


Рис. 4. Теоретическая частотная характеристика усиления ультразвуковой сдвиговой волны в CdS.

ная полоса усилителя, как и реальный коэфф. усиления системы, определяется свойствами входных и выходных преобразователей УЗ, и в частности их широкополосностью. Большие коэфф. усиления можно реально получить на гиперзвуковых частотах (в СВЧ диапазоне).

Динамич. диапазон усилителя УЗ ограничивается снизу уровнем шумов и сверху нелинейными эффектами. Последнее ограничение связано с тем, что при нек-рой амплитуде волны все свободные электроны уже сформированы в ступки и дальнейший рост переменной плотности заряда становится невозможным. Шумы усилителя УЗ обусловлены флуктуациями плотности тока, усилением тепловых шу-

мов (тепловых фононов), а также самовозбуждением усилителя из-за внутренней обратной связи, связанной с многократными отражениями УЗ-вой волны от границ кристалла. Кроме того, реальные кристаллы обычно имеют примесные энергетич. уровни — «ловушки», к-рые снижают подвижность электронов и вносят значительный вклад в общие шумы усилителя. Коэфф. шума усилителя УЗ зависит также от потерь в преобразователях. Для усилителей объёмных волн коэфф. шума составляет 10—15 дБ на частотах десятки — сотни МГц.

Кристаллы для усилителей ультразвука. К материалам для усилителей УЗ предъявляются следующие требования: малое поглощение звуковой волны и сильное взаимодействие её с электронами проводимости, хорошие пьезоэлектрич. свойства и высокая подвижность носителей тока и т. п. Основные свойства наиболее часто применяемых для этих целей кристаллов даны в табл. 1. Кристалл для усилителя УЗ должен обладать сильным пьезоэффектом, т. е. большим коэфф. электромеханич. связи K для данного типа волны; однако при сильном пьезоэффекте быстрее начинают проявляться нелинейные эффекты, ограничивающие динамич. диапазон усилителя УЗ. Одним из лучших материалов с точки зрения пьезоэлектрич. свойств является ZnO, однако этот кристалл трудно вырастить с необходимыми полупроводниковыми свойствами, обеспечивающими оптимальную проводимость. Для получения оптимального усиления на частоте

Табл. 1. — Свойства кристаллов, применяемых для усиления ультразвука

Кристалл	Тип решётки	Скорость звука c , 10^6 , см/с	Плотность ρ , г/см ³	Направление распространения УЗ	Поляризация УЗ-вой волны	Коэфф. электро-механической связи K	Подвижность электронов μ , см ² /с	Диэлектрическая проницаемость ϵ	Эффективность H , дБ·см ² /Вт
CdS . . .	гексагональная	4,47	4,82	оси C	оси C	0,15	300	10,33	0,0174
CdS . . .	»	1,75	4,82	⊥ оси C	»	0,19	300	9,35	0,494
CdS . . .	»	3,86	5,81	оси C	»	0,12	500	10,65	0,0447
CdSe . . .	»	1,52	5,81	оси C	»	0,13	500	9,7	0,945
ZnO . . .	»	6,1	5,68	оси C	»	0,28	180	8,5	0,01
ZnO . . .	»	2,74	5,68	оси C	»	0,32	180	8,5	0,145
GaAs . . .	кубическая	3,32	5,31	оси [110]	оси [001]	0,07	7000	12,53	3,99
InSb . . .	»	2,26	5,77	оси [110]	»	0,04	80000	15,9	6,65

Примечание. Ось C — гексагональная ось (6-го порядка) кристалла (см. Симметрия кристаллов).

ω необходимо, чтобы проводимость кристалла $\sigma = \varepsilon\omega$.

При оценке пригодности кристалла для использования в усилителе УЗ вводится параметр эффективности H ; для оптимальных условий

$$H = (\alpha_{\max}/P_0)_{\text{опт}} = 7,62 \cdot 10^{12} K^2 \mu^2 / \varepsilon c^3 \text{ [дБ} \cdot \text{см}^2/\text{Вт]},$$

где P_0 — мощность постоянного тока, рассеиваемая в единице объёма кристалла, в Вт/см³. Из табл. 1 видно, что наибольшим параметром H обладают кристаллы CdSe при усилении сдвиговой волны и кристаллы GaAs и InSb, большая проводимость к-рых, однако, затрудняет их применение.

Усиление поверхностных акустических волн. Наиболее эффективно применение У. у. для *поверхностных волн*, что обусловлено рядом причин: существуют эффективные методы возбуждения и приёма поверхностных волн, при к-рых потери на двойное преобразование не превышают нескольких дБ; удаётся значительно уменьшить коэфф. отражения от торцов кристалла и от преобразователей, что снижает вероятность самовозбуждения усилителя и соответствующие шумы; легче осуществить наиболее выгодный тепловой режим усилителя, т. к. скорость поверхностных волн самая низкая и соответственно меньше дрейфовое напряжение; легче осуществить хороший теплоотвод.

При усилении поверхностных волн можно использовать слоистые структуры из разных материалов, так что звукопровод и слой полупроводника, в к-ром происходит дрейф носителей,

разделяются: поверхностная акустич. волна распространяется в пьезодиэлектрич. звукопроводе, а сопровождающее её электрич. поле проникает в полупроводниковый кристалл, в

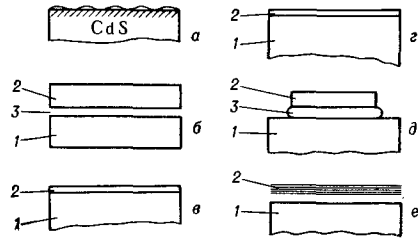


Рис. 5. а — поверхностная волна в пьезополупроводниковом кристалле; б — взаимодействие поверхностной волны в пьезодиэлектрике 1 с электронами в полупроводнике 2 через вакуумную щель 3; в — монокристалльный усилитель — полупроводниковая плёнка 2 на поверхности пьезодиэлектрика 1; г — монокристалльный усилитель — пьезоэлектрическая плёнка 2 на полупроводниковом кристалле 1; д — взаимодействие поверхностной волны в пьезоэлектрике 1 с электронами в пьезополупроводнике 2 через слой жидкости 3; е — взаимодействие поверхностной волны в пьезоэлектрике 1 с электронным лучом 2.

к-ром и происходит их взаимодействие и усиление. Такая структура позволяет использовать для звукопровода хороший пьезодиэлектрик (напр., ниобат лития), а для дрейфа электронов — либо полупроводник с большой подвижностью электронов и необходимой проводимостью, граничащий со звукопроводом через узкую вакуумную щель (рис. 5,б), либо плёнку из полупроводникового материала (монокри-

Табл. 2. — Основные параметры некоторых экспериментальных усилителей ультразвука

Кристалл	Структура усилителя	Тип волны	Частота, МГц	Кэфф. усиления α , дБ/см	Режим работы				
CdS	объёмный	сдвиговая	30	60	импульсный				
CdS			60	80					
CdS			700	45					
Ge			10 ⁴	20					
LiNbO ₃ + Si	слоистый со щелью	поверхностная	108	50	импульсный при 4,3 К				
LiNbO ₃ + Si			108	30					
CdS	плёночный	»	100	90	непрерывный				
CdS						100	100		
LiNbO ₃ + InSb	кристалла	»	»	55	импульсный				
LiNbO ₃ + InSb						»	»	70	»
LiNbO ₃ + InSb	монокристалльный	»	»	»	»				
LiNbO ₃ + InSb	плёночный	»	»	»	»				

ный усилитель, рис. 5,в и 5,г). В качестве звукопровода можно использовать подходящий полупроводниковый кристалл (напр., кремний), а для достижения хорошего взаимодействия и возбуждения поверхностной волны на его поверхность нанести тонкую пьезоэлектрич. плёнку. В нек-рых случаях взаимодействие в слоистой структуре осуществляется через жидкость (рис. 5,д). Применение слоистых структур улучшает характеристики усилителей УЗ и позволяет осуществить непрерывный режим усиления.

В табл. 2 приведены параметры ряда экспериментальных усилителей.

Усилители УЗ начинают находить применение в УЗ-вых линиях задержки, для усиления радиосигналов, в нелинейных акустич. устройствах обработки сигнальной информации (см. *Акустозлектроника*).

Лит.: Пустовойт В. И., «Успехи физ. наук», 1969, т. 97, № 2, с. 257—306; Гуляев Ю. В., Пустовойт В. И., «ЖЭТФ», 1964, т. 47, в. 6, с. 2251—53; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 1; Лямов В. Е., в кн.: Некоторые вопросы взаимодействия ультразвуковых волн с электронными проводимостями в кристаллах, М., 1965, с. 5—32; Hutson A. R., White D. L., «J. Appl. Phys.», 1962, v. 33, № 1, p. 40—47. В. Е. Лямов.



ФАЗА — аргумент функции $\cos(\omega t + \varphi)$, описывающей гармоническое колебание (ω — круговая частота, φ — начальная фаза, t — время). Φ определена с точностью до произвольного слагаемого, кратного 2π . Обычно существенны не сами Φ , тех или иных колебаний, а фазовые соотношения между колебаниями. Для равных частот фазовые соотношения характеризуются разностью Φ колебаний, к-рая всегда равна разности начальных Φ . $\Phi_1 - \Phi_2$ и, следовательно, не зависит от начала отсчёта времени. Для разных частот это понятие обобщают, вводя приведённую разность Φ . $\Phi_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \Phi_2$, также не зависящую от начала отсчёта времени.

При разности Φ ., равной 0, π и $\pm \frac{\pi}{2}$, говорят, что колебания синфазны, противофазны и находятся в квадратуре соответственно. Напр., в плоской бегущей волне колебательная скорость частиц v и звуковое давление p синфазны, в стоячей волне — находятся в квадратуре, а в сферич. бегущей волне разность Φ между v и p монотонно убывает от $\pi/2$ до 0 при увеличении расстояния от центра волны от 0 до ∞ . Отношение средней активной мощности к амплитуде реактивной мощности излучателя равно

косинусу разности Φ между колебательной скоростью и давлением на излучающей поверхности; с этим связана малая эффективность излучения при малом размере излучающей поверхности по сравнению с длиной волны (см. *Излучение звука*).

Слуховое восприятие направления прихода звука связано с различием Φ волны, приходящих к одному и к другому уху. Приведённые разности Φ между составляющими сложного звука, как правило, не ощущаются при слуховом восприятии.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959. М. А. Исакович.

ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ — скорость перемещения фазы гармонич. волны. Φ с. с выражается через частоту f и длину волны λ или через круговую частоту $\omega = 2\pi f$ и волновое число $k = 2\pi/\lambda$ Φ -лой $c = f\lambda = \omega/k$. Для применимости понятия Φ с. достаточно, чтобы гармонич. волны распространялись без изменения формы. Это условие всегда выполняется в линейных средах. При зависимости Φ с. от частоты или, что то же, от длины волны говорят о дисперсии скорости. В отсутствие дисперсии любые волны распространяются, не меняя формы, со скоростью, равной Φ с. При наличии дисперсии негармонич. волны изменяют свою форму, и обычное поня-

тие скорости делается неприменимым. В этих случаях важны понятия *групповой скорости* и скорости фронта. Экспериментально значение Φ с. можно определить из интерференционных опытов, измерив длину волны при заданной частоте, а также путём измерения частоты собственных колебаний образца из данного вещества известных размеров. Отношение Φ с. в двух данных средах может быть найдено по преломлению плоской волны на плоской границе этих сред.

ФЕРРИТЫ — химические соединения окиси железа Fe_2O_3 с окислами других металлов. У многих Φ сочетаются высокая намагниченность и полупроводниковые или диэлектрич. свойства, благодаря чему они широко применяются как магнитные материалы в радиотехнике, радиоэлектронике, вычислительной технике. Различают следующие виды Φ .: 1) ферриты-шпинели, имеющие структуру минерала шпинели с общей ф-лой $MeFeO_4$, где Me обозначает Ni^{2+} , Co^{2+} , Fe^{2+} , Mn^{2+} , Mg^{2+} , Li^{+} , Cu^{2+} ; 2) ферриты-гранаты редкоземельных элементов Tb^{3+} , Dy^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} , Sm^{3+} , Eu^{3+} и Y^{3+} (обозначающиеся R^{3+}) с общей ф-лой $R_3Fe_5O_{12}$, имеющие кубич. структуру граната; 3) ферриты гексагональной структуры (гексаферриты) с общей ф-лой $(MeO)(Fe_2O_3)_6$, где Me — ионы Ba , Sr или Pb . Нек-рые гексаферриты обладают высокой коэрцитивной силой и применяются для изготовления постоянных магнитов. Большинство Φ со структурой шпинели используются как магнитно-мягкие материалы, отличающиеся высокой магнитной проницаемостью и пригодные для использования на высоких частотах вследствие малой электропроводности. Нек-рые ферриты-шпинели и феррит-гранат иттрия обладают значительной *магнитострикцией* и применяются в качестве *магнито-стрикционных материалов*. Синтез поликристаллич. Φ осуществляется по технологии изготовления керамики (см. *Пьезокерамика*). Смесь исходных окислов синтезируют при тем-ре 700—1050 °С, затем измельчают и из полученного порошка прессуют изделие нужной формы, к-рые подвергают затем спеканию при тем-рах от 900 до 1500 °С на воздухе или в специальных газовых средах. Монокристаллич. Φ выращивают спец. методами.

Лит.: Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш., Ферриты. Строение, свойства, технология производства, М., 1968; Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 1—2, М., 1976.

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ — совокупность магнитных свойств, характерных для группы веществ в твёрдом кристаллич. состоянии (*ферромагнетиков*) и обусловленных положительным межэлектронным обменным взаимодействием, приводящим к параллельной ориентации моментов атомных носителей магнетизма.

Ферромагнитная структура параллельных магнитных моментов (рис. 1) устанавливается в ферромагнетиках в отсутствие внешнего магнитного поля H при тем-рах T ниже критической Θ (см. *Кюри точка*). Магнитная восприимчивость χ

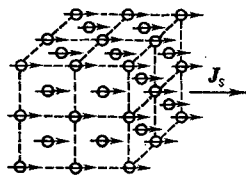


Рис. 1. Ферромагнитная атомная структура гранцецентрированной кубической решётки ниже точки Кюри Θ ; стрелками обозначены направления атомных магнитных моментов.

ферромагнетиков может достигать значений $\sim 10^4$ — 10^5 Гс/Э; их намагниченность J , проявляющаяся во внешнем поле H , растёт с величиной H нелинейно и в полях ~ 1 — 100 Э достигает предельного значения J_s , т. е. наступает магнитное насыщение. Намагниченность зависит также от «магнитной предистории» образца, что приводит к неоднозначности ф-ции $J(H)$, т. е. к магнитному гистерезису. В ферромагнитных монокристаллах наблюдается резкая магнитная анизотропия — различие магнитных свойств по разным кристаллографич. направлениям



Рис. 2. Зависимость намагниченности J от магнитного поля H для трёх главных кристаллографических осей монокристалла Fe (тип решётки — объёмноцентрированная кубическая, [100] — ось легчайшего намагничивания).

(рис. 2). В поликристаллах с хаотич. распределением ориентаций зёрен анизотропия в среднем по образцу отсутствует. Магнитные и прочие физич. свойства ферромагнетиков обладают специфич. зависимостью от T . Величина J_s имеет наибольшее значение при 0К и монотонно стремится к 0 при $T \rightarrow \Theta$ (рис. 3). Выше Θ ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние, а в нек-рых случаях (редкоземельные металлы) — в антиферромагнитное. Температурный ход магнитной проницаемости μ (или восприимчивости χ) ферромагнетиков имеет резко выраженный максимум вблизи Θ . При намагничивании ферромагнетика происходит изменение размеров и формы образца (см. *Магнитострикция*). Благодаря этому кривые намагничивания и петли гистерезиса зависят от внешних напряжений. Наблюдаются также аномалии в величине и температурной зависимости постоянных упругости ферромагнетиков (см. *Дельта-Е эффект*), коэфф. линейного и объёмного расширения. При адиабатич. намагничивании и размагничивании ферромагнетика изменяют свою темп-ру. Электрические, гальваномагнитные и термомагнитные, термоэлектрич., оптич. и тепловые свойства ферромагнетиков также имеют особый характер.

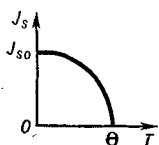


Рис. 3. Схематический ход температурной зависимости магнитного насыщения $J_s(T)$ ферромагнетика (Θ — точка Кюри).

Ферромагнетики широко применяются в технике в виде технических магнитных материалов, в том числе как материалы для *электроакустических преобразователей*.

Обменная энергия электронов в ферромагнетиках, ответственная за ферромагнитный порядок атомных магнитных моментов в кристалле, имеет электростатич. природу и объясняется законами квантовой механики. Магнитное взаимодействие электронов определяет магнитную анизотропию в ферромагнетиках. Необходимое условие Ф. — наличие постоянных магнитных моментов (спиновых или орбитальных или обоих вместе) электронных оболочек атомов. Это усло-

вие выполняется в кристаллах, построенных из атомов переходных элементов, обладающих внутренними электронными оболочками.

В отсутствии внешнего магнитного поля ($H = 0$) термодинамически устойчивому состоянию макроскопич. ферромагнитного образца отвечает размагнитченное состояние, т. к. в противном случае на поверхности образца возникают магнитные полюсы, обуславливающие размагничивающее поле и связанную с ним большую энергию. В то же время обменное взаимодействие стремится создать магнитный порядок с отличной от нуля намагнитченностью ($J \neq 0$). В результате этих противоположных тенденций ферромагнитный образец разбивается на домены — области однородной намагнитченности. Каждый домен характеризуется вектором t , н. спонтанной намагнитченности J_s . Равновесная структура доменов при $J = 0$ отвечает замкнутости магнитных потоков внутри образца. Между доменами существуют переходные слои конечной толщины, в к-рых J_s непрерывно меняет своё направление.

Кривые намагничивания и петли гистерезиса в ферромагнетиках в области технич. намагничивания (т. е. до магнитного насыщения) определяются изменением объема доменов с различными ориентациями J_s в них. Эти изменения происходят путём смещения границ доменов и путём вращения векторов J_s .

При рассмотрении магнитострикции со спонтанной намагнитченностью домена связывают его спонтанную деформацию λ_s , к-рая в области технич. намагничивания обусловлена магнитным взаимодействием в кристаллич. решётке. При этом магнитострикционная деформация ферромагнитного образца в процессе его намагничивания или особенность его поведения при различных механич. воздействиях также может определяться с помощью механизма смещения доменных границ и вращения векторов намагнитченности доменов. Доменная теория Ф. имеет важное значение для разработки новых и улучшения существующих магнитных материалов, предназначенных для того или иного применения, в т. ч. и для разработки и правильного использования *магнитострикционных материалов*.

Лит.: Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Вонсовский И. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Vesceker R., Döring W., Ferrromagnetismus, В., 1939.

ФЕРРОМАГНЕТИКИ — вещества (как правило, в твердом кристаллич. состоянии), в к-рых ниже определенной темп-ры (*Кюри точки* Θ) устанавливается ферромагнитный порядок магнитных моментов атомов или ионов (в неметаллич. кристаллах) или моментов коллективизированных электронов (в металлич. кристаллах, см. *Ферромагнетизм*). Среди химич. элементов ферромагнитны переходные элементы Fe, Co и Ni (*3d*-металлы) и редкоземельные металлы Gd, Tb, Dy, Ho, Er (см. табл.).

Значения точки Кюри Θ и намагниченности единицы объема J_{300} при температуре 0 К для ферромагнитных металлов

Металлы	Θ , К	J_{300} , Гс	Металлы	Θ , К	J_{300} , Гс
Fe . .	1043	1735, 2	Tb . .	223	2713
Co . .	1403	1445	Dy . .	87	1991, 8
Ni . .	631	508, 8	Ho . .	20	3054, 6
Gd . .	289	1980	Er . .	19, 6	1872, 6

В кристаллах *3d*-металлов и в Gd устанавливается коллинеарный порядок атомных магнитных моментов, т. е. коллинеарная ферромагнитная структура, а в остальных редкоземельных Ф.—неколлинеарная (спиральная и др.). Ферромагнитны также многочисленные металлические бинарные и более сложные (многокомпонентные) сплавы и соединения упомянутых металлов между собой и с другими неферромагнитными элементами, сплавы и соединения Сг и Мп с неферромагнитными элементами (т. н. Гейслеровы сплавы), соединения $ZrZn_2$ и $Zr_xM_{1-x}Zn_2$ (где М — это Ti, Y, Nb или Hf, $0 \leq x \leq 1$), Au_2V , Sc_3In и др.

Благодаря особым свойствам — высокой магнитной проницаемости, большой остаточной индукции и коэрцитивной силе, *магнитострикции* — различные Ф. находят широкое применение в технике, например как магнитно-мягкие материалы с высокой магнитной проницаемостью (типа пер-

маллоя, нек-рых ферритов), как магнитно-жесткие материалы для постоянных магнитов или как *магнитострикционные материалы* для электроакустич. преобразователей.

ФЕРРОЭЛЕКТРИКИ — встречающиеся в зарубежной литературе название *сегнетоэлектриков*. См. *Сегнетоэлектричество*.

ФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСТВО — термин, применяемый нек-рыми авторами вместо термина *сегнетоэлектричество* с целью подчеркнуть аналогю этого явления во внешних проявлениях с явлением *ферромагнетизма*.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКА. Акустич. колебания могут оказывать существенное влияние на течение неравновесных процессов в замкнутой системе. К ним относится целый ряд процессов химич. технологии — механич., гидромеханич., тепловые и массообменные. Характер воздействия УЗ на физико-химич. процессы может быть различным: стимулирующим — в тех случаях, когда он является движущей силой процесса, как, напр., в процессах УЗ-вого *диспергирования, распыления, эмульгирования, УЗ-вой коагуляции и очистки*; интенсифицирующим — в тех случаях, когда УЗ лишь увеличивает скорость процесса (напр., в процессах УЗ-вого растворения, травления, экстрагирования, УЗ-вой *кристаллизации и сушки*, при *воздействии ультразвука на электрохимич. процессы*); оптимизирующим — в тех случаях, когда УЗ лишь упорядочивает течение процесса, как, напр., в процессах акустич. грануляции и центрифугирования, при воздействии на режим *горения в ультразвуковом поле*.

Механизм воздействия УЗ зависит как от самого характера воздействия, так и от среды, в к-рой протекает процесс (жидкость, газ); это обусловлено тем, что подавляющее число процессов в УЗ-вом поле связано с эффектами второго порядка: *кавитацией, акустическими течениями* и др.

Примером стимулирующего действия УЗ в газовой среде является УЗ-вое распыление, в основе механизма к-рого лежит возбуждение УЗ стоячих капиллярных волн на поверхности жидкости. Распыление происходит вследствие отрыва капель жидкости от гребня этих волн. Не-

смотря на энергоёмкость такого метода распыления (при частоте 20 кГц и скорости распыления $1,3 \text{ см}^3/\text{с}$ необходима интенсивность $\sim 100 \text{ Вт}/\text{см}^2$), он нашёл применение в промышленности для получения порошков из расплавов. В ряде случаев этот метод распыления оказывается экономически выгодным. Так, для получения одной тонны свинцового порошка на шаровой мельнице необходимо затратить 375 кВт·ч электроэнергии, а при акустич. распылении — всего лишь 42 кВт·ч.

Пример стимулирующего действия УЗ в жидкой среде — УЗ-вое диспергирование. В этом процессе важную роль играет флотационное действие пульсирующих кавитационных пузырьков (см. Флотация ультразвуковая). При пульсации пузырьков на частицы, взвешенные в жидкости, действуют знакопеременные потоки жидкости, к-рые определяют величину и направление действующих на частицы сил. Сила Стокса, возникающая в результате торможения потока у поверхности частицы, ввиду сферич. симметрии колебаний пузырька стремится оттолкнуть частицу от пузырька. Сила Озеена, обусловленная инерционностью частицы, в связи с временной несимметрией колебаний пузырька стремится подтянуть частицу к пузырьку. Расстояние, на к-ром величина этих сил уравнивается, зависит от размеров пузырька и частицы, а также от плотности частицы и вязкости жидкости. Расстояние от центра пузырька до местоположения частицы, при к-ром имеет место равенство сил, наз. радиусом захвата, т. е. частицы, лежащие в этой зоне, притягиваются к пузырьку. Подтянутые к поверхности пузырька частицы разрушаются ударными волнами, возникающими при захлопывании кавитационного пузырька. Особенностью механизма УЗ-вого диспергирования является то, что очень мелкие частицы отталкиваются пузырьком, т. к. их радиус захвата лежит внутри наибольшего радиуса колеблющегося пузырька. Т. о., происходит сепарация частиц и разрушению подвергаются только частицы сравнительно крупных размеров. Другая особенность этого механизма состоит в том, что частицы не разламываются на более или менее крупные куски, а под воздействием ударных волн происходит обкалывание частиц

с поверхности, и через нек-рое время они принимают вид хорошо обкалыванной морской гальки. Т. к. для УЗ-вого диспергирования важную роль играют кавитационные пузырьки, его проводят на низких частотах (8—20 кГц) и при высоких интенсивностях УЗ (2—3 Вт/см²). В промышленности этот процесс применяется, когда необходимо получать очень тонкие суспензии красителей, окислов металлов и др.

Пример интенсифицирующего действия УЗ в газах — получение чистых полупроводниковых материалов (кремния, германия) из газовой фазы. Ускорение процесса в этом случае обуславливается акустич. течениями, возникающими как в объёме газа, так и у поверхности сильно нагретой затравки. Эти течения обеспечивают подведение свежих порций газа к поверхности затравки, а также способствуют разрушению поверхностного пограничного диффузионного слоя. При одинаковых прочих технологич. условиях полупроводниковые стержни при воздействии УЗ получаются более плотными и массивными, чем без УЗ. Кроме того, у стержней, полученных без УЗ, поверхность имеет столбчатую структуру, что уменьшает выход готового продукта. Для получения сильных акустич. течений необходимо воздействовать на процесс акустич. колебаниями низкой частоты (около 5 кГц), при уровне интенсивности 155—160 дБ.

Пример интенсифицирующего действия УЗ в жидкой среде — растворение в УЗ-вом поле. Ускорение растворения в этом случае происходит под воздействием трёх факторов. Во-первых, возникающие у твёрдой поверхности акустич. течения переводят процесс из области молекулярной диффузии в область конвективной диффузии, при к-рой скорость процесса значительно выше. Во-вторых, кавитационные пузырьки, разрушая твёрдую поверхность, значительно увеличивают площадь растворения. В-третьих, микротечения от колеблющихся кавитационных пузырьков турбулизуют жидкость у твёрдой поверхности, снимая тем самым диффузионные ограничения. В результате УЗ-вого воздействия удаётся ускорить процесс растворения в 5—10 раз. Т. к. для этого процесса также важна кавита-

ция, то необходимо работать на относительно низких частотах (8—20 кгц) и при больших интенсивностях (2—3 Вт/см²).

Примером оптимизирующего действия является УЗ в газах может служить акустич. гранулирование. Механизм этого процесса состоит в том, что на поверхности струи акустич. колебаниями создаётся гармонич. возмущение, принуждающее струю расплава разрываться на капли строго определённых размеров, к-рые, застывая, образуют гранулы одинакового размера. Ввиду того что в этом процессе акустич. колебания создают только начальное возмущение, а его развитие происходит за счёт энергии струи, для воздействия на процесс требуется малая интенсивность звука — 0,01—0,1 Вт/см². Частоту необходимо подбирать, руководствуясь формулой Рэлея: $f = u/4,51d$, где u — скорость истечения струи из сопла, d — диаметр сопла. Наибольшее распространение этот процесс получил при гранулировании минеральных удобрений.

Примером оптимизирующего действия УЗ в жидкости является акустич. центрифугирование. При движении продукта вдоль ротора центрифуги происходит разделение траекторий осаждения твёрдых частиц суспензии в зависимости от их размеров. Крупные частицы имеют более крутую траекторию осаждения и быстро выводятся из жидкости. Оставшиеся мелкие частицы флоатируются кавитационными пузырьками так же, как и при диспергировании. Под действием выталкивающей силы гидростатич. давления в поле центробежных сил эти пузырьки совместно с захваченными частицами двигаются к фильтрующей перегородке. Пузырёк проходит сквозь фильтрующую перегородку и уходит к границе раздела жидкость — газ, а собранные им частицы задерживаются перегородкой. Накапливаясь, эти частицы образуют агрегаты больших размеров, к-рые под действием центробежных сил отбрасываются на периферию ротора, где и выводятся из жидкости. Применение акустич. центрифугирования целесообразно для разделения мелкодисперсных суспензий, т. е. в этом случае удаётся резко снизить величину фактора разделения. Так, для разде-

ления суспензии красителя «красное красное» требуется фактор разделения, равный 12 000 g (g — ускорение силы тяжести), а при акустич. воздействии — всего лишь 1500 g . Поскольку в этом процессе важную роль играют кавитационные пузырьки, его необходимо проводить на относительно низких частотах и при больших интенсивностях УЗ.

Лит.: *Физические основы ультразвуковой технологии*, М., 1970; Ильин А. В. и др., Механизм флотационного действия пульсирующих газовых пузырьков, «Акуст. ж.», 1972, т. 18, в. 4. *Б. Г. Новичкин.*

ФИЛЬТР — устройство для выделения (или подавления) электрич. сигнала в заданной полосе частот. Наряду с электрич. контурами для этих целей используются пьезоэлектрич. Ф. и Ф. на поверхностных акустич. волнах. См. *Акустоэлектроника*.

ФЛОТАЦИЯ — процесс разделения мелких твёрдых частиц (гл. обр. минералов), основанный на различии в их смачиваемости водой. Ф. применяется для обогащения минерального сырья перед промышленной переработкой на предприятиях цветной и чёрной металлургии, а также при очистке сточных вод в условиях промышленного производства.

Процесс Ф. обусловлен тем, что гидрофобные (плохо смачиваемые водой) частицы избирательно **закрепляются** на границе раздела фаз (обычно газа и воды) и отделяются от гидрофильных (хорошо смачиваемых) частиц. При Ф. пузырьки газа или капли масла прилипают к плохо смачиваемым водой частицам и поднимают их к поверхности. Ф. осуществляется в смеси измельчённой руды с водой (т. н. флотационной пульпе), куда тем или иным способом вводятся пузырьки воздуха. Минеральные частицы прилипают к воздушным пузырькам и вместе с ними уносятся восходящими потоками в пенный продукт — концентрат. Частицы пустой породы остаются в пульпе и образуют отходы Ф. (в зависимости от состава полезных ископаемых возможен и другой вариант, — когда в пену всплывает пустая порода).

Возможность образования флотационного комплекса частица — пузырёк зависит от физико-химич. свойств поверхностного слоя минеральной частицы и воды. Для создания и усиления разницы в гидратированности

разделяемых минералов к пульпе добавляются флотационные реагенты, которые подразделяются на: собираватели, ухудшающие смачиваемость поверхности минералов водой, что способствует прилипанию воздушного пузырька к частице и улучшению флотуемости; пенообразователи, способствующие тонкому диспергированию вводимого во флотационную машину воздуха и образованию устойчивой пены; модификаторы, регулирующие действие собирателей, усиливая или ослабляя их, что способствует выделению в пенный продукт одного минерала или определенной группы минералов; депрессоры, улучшающие смачиваемость минеральных частиц, ухудшая при этом флотуемость; активаторы, улучшающие взаимодействие собирателей с поверхностью минералов. Тем не менее Ф. в ряде случаев характеризуется значительной длительностью процесса, неполным извлечением компонентов и высоким расходом дорогостоящих флотационных реагентов.

Для интенсификации различных стадий Ф. перспективным является использование УЗ высокой интенсивности, когда имеют место *акустические течения, кавитация и кавитационная эрозия*. Так, предварительное озвучивание воды перед Ф. приводит к существенному изменению её физико-химич. свойств: повышению окислительной способности и к структурным изменениям, влияющим на смачиваемость поверхности минералов. Применение УЗ при нормальном статич. давлении приводит к *дегазации* воды, а при избыточном — к обратному процессу — газонасыщению, что позволяет поддерживать необходимую концентрацию воздушных пузырьков. Использование при Ф. предварительного озвучивания воды повышает извлечение минералов в концентрат, сокращает время Ф. и расход реагентов.

УЗ-вая обработка пульпы перед Ф. способствует удалению с поверхности минералов окисных плёнок и загрязнений минерального происхождения. Если механич. методы очистки требуют многочасовой оттирки, то с воздействием УЗ частотой 18—22 кГц при интенсивности 3—4 Вт/см² загрязнения снимаются за 5—10 мин

(см. *Очистка*). УЗ действует также на гидратные соли, образованные молекулами воды вокруг минеральных частиц и воздушных пузырьков, уменьшая толщину гидратного слоя и повышая этим вероятность прилипания частицы к пузырьку. Деструкция гидратных слоёв наиболее эффективна при использовании УЗ-вых установок, работающих под повышенным статич. давлением.

При Ф. в УЗ-вом поле акустич. потоки осуществляют наряду с механич. мешалками интенсивное перемешивание пульпы и поддержание минеральных частиц во взвешенном состоянии. В зависимости от кавитационной стойкости частиц минералов под действием УЗ происходит их избирательное измельчение и разделение зёрен различных минералов, находящихся в сростках исходного материала (см. *Диспергирование*). Существенное значение имеет избирательность измельчения. Так, при УЗ-вой обработке бокситовой руды, состоящей из минералов каолинита и бемита, тонкодисперсный каолинит удаляется из флотационной машины, а обладающий большей плотностью бемит сохраняется и повышает содержание ценного компонента — окиси алюминия. УЗ способствует разделению флотационного коллективного концентрата на мономинеральные продукты, что в обычных условиях представляет значительные трудности.

Вследствие различия физико-химич. свойств поверхностного слоя минералов под действием УЗ происходит избирательное разрушение реагентных покрытий на отдельных минералах, изменяющее гидрофобность их поверхности и соответственно флотоактивность. Так, при воздействии УЗ адсорбционные слои флотореагентов на поверхности шрита полностью разрушаются, а на реагентные покрытия на поверхности халькопирита УЗ практически не действует.

УЗ эффективно применяется для *эмульгирования* флотореагентов, поскольку для Ф. часто используются флотореагенты, труднорастворимые в воде (углеводородные масла и др.). Получение высокодисперсной эмульсии, однородной по гранулометрич. составу и обладающей высокой стабильностью, повышает технологич. эффективность Ф. Кроме того, значи-

тельно сокращается расход флотореагентов, поскольку при высокой дисперсности увеличивается общая поверхность единицы массы реагента и повышается извлечение полезных ископаемых.

Лит.: Глембоцкий В. А., Колчманова А. Е., Устойчивость и методы разрушения адсорбционных слоев при флотации, М., 1967; Глембоцкий В. А. и др., Ультразвук в обогащении полезных ископаемых, А.-А., 1972; Справочник по обогащению руд, т. 2, М., 1974.

Б. А. Агранат.

ФОКУСИРОВКА ЗВУКА — создание сходящихся волновых фронтов сферич. или цилиндрич. формы. Ф. з. аналогична фокусировке световых волн: в процессе её происходит концентрация энергии волны, к-рая достигает максимальной величины в фокусе, совпадающем обычно с центром кривизны сходящегося волнового фронта. При Ф. з. осуществляется фокусирование звукового давления P , колебательной скорости частиц v и интенсивности звука I . Для Ф. з. пользуются фокусирующими системами, к-рые подразделяются на активные и пассивные; активная система представляет собой *излучатель ультразвука с вогнутой излучающей поверхностью*, к-рый непосредственно создаёт сходящийся волновой фронт, а пассивная изменяет акустич. длину пути kL (где k — волновое число, L — геометрич. длина пути) таким образом, что преобразует плоский или расходящийся волновой фронт в сходящийся. К пассивным фокусирующим системам относятся акустич. *линзы, рефлекторы; УЗ-вые концентраторы* могут быть как активными, так и пассивными.

Ф. з. используется: в устройствах для получения звукового изображения в системах звуковидения (см. *Звуковизор*), в *микроскопе акустическом*, в системах звуковой голографии и т. п.; в устройствах для формирования заданной диаграммы *направленности* акустич. излучателей и приёмников, в системах сканирования УЗ-вого луча в *гидролокаторах*, в *приборах медицинской диагностики* и др.; в устройствах для концентрации УЗ-вой энергии с целью использования её в технологич. процессах, в УЗ-вой *хирургии* и т. п.

При Ф. з. существенны следующие параметры. Угол раскрытия сходящегося волнового фронта ω_m —

угол между акустич. осью Az и прямой BF , соединяющей центр кривизны фронта с его краем (рис. 1). Величина

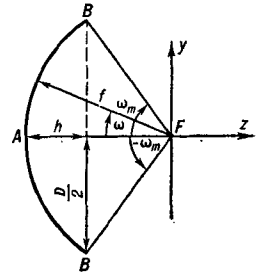


Рис. 1. Параметры волнового фронта, рассматриваемые при фокусировке звука: f — фокусное расстояние; h — глубина; D — диаметр; A — вершина; F — фокус; ω_m — угол раскрытия.

ω_m аналогична оптич. апертуре, однако может отличаться от неё, если точка наблюдения не лежит в центре кривизны фронта. Фокусное расстояние f — расстояние от фокуса F до поверхности фокусирующей системы в направлении акустич. оси фронта. При этом различают геометрич. фокус, т. е. центр кривизны сходящегося волнового фронта, и волновой фокус — точка на акустич. оси, в к-рой интенсивность максимальна. Для волновых фронтов, форма к-рых отличается от сферы или прямого кругового цилиндра, геометрич. и волновой фокус не совпадают. Конечность длины волны УЗ приводит к *дифракции звука*, в результате чего в фокусе образуется фокальное пятно, к-рое, напр., для простейшего случая осесимметричного круглого пучка, сходящегося под малым углом, имеет вид окружности радиусом $r_0 = 0.61\lambda f/R$, где λ — длина волны, R — радиус зрачка фокусирующей системы. Величина r_0 определяет разрешающую способность фокусирующей системы — с уменьшением r_0 разрешающая способность увеличивается. Размер зрачка D фокусирующей системы — диаметр выходного отверстия осесимметричной фокусирующей системы или расстояние между краями цилиндрич. фокусирующей системы (рис. 1). Величины ω_m , f и D связаны соотношением:

$$D = 2f \operatorname{tg} \omega_m \approx 2f \omega_m.$$

Приближённое равенство справедливо для длиннофокусных систем, у к-рых угол ω_m мал. Глубина волнового фронта h — расстояние от плоскости зрачка до волнового фронта в направлении акустич. оси Az . Коэффициент усиления K — отношение звукового давления

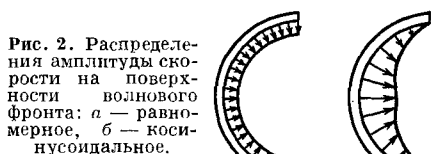
p_f , колебательной скорости v_f или интенсивности I_f в фокусе к соответствующей величине p_0 , v_0 , I_0 на поверхности волнового фронта $ВAB$ фокусирующей системы в точке A её пересечения с акуст. осью. Различают коэфф. K_p , K_v и K_I , K -рые характеризуют свойства фокусирующей системы как концентратора звукового давления, скорости или интенсивности. Величины K_p и K_I максимальны, когда амплитуда колебательной скорости распределена по сходящемуся волновому фронту равномерно (рис. 2, а), а K_v максимален, если амплитуда максимальна в центре и убывает к краям фронта по косинусоидальному закону (рис. 2, б). Коэфф. усиления тем больше, чем больше площадь сходящегося волнового фронта S_B и меньше площадь фокального пятна S_Φ , т. е. $K \sim S_B/S_\Phi$. Для сферич. фронта с равномерным распределением амплитуды p

$$K_p^c = S_B/f\lambda = f\Omega_m/\lambda = kh,$$

где $\Omega_m = 2\pi(1 - \cos \omega_m)$ — телесный угол раскрытия волнового фронта. Для цилиндрич. фронта единичной длины

$$K_p^n = S_B/\sqrt{f\lambda} = \sqrt{f\lambda} \cdot 2\omega_m \approx 2\sqrt{kh/\pi}.$$

Приближённое равенство справедливо при малых ω_m (индексом «с» обозначен сферич. фронт, а индексом «ц» — цилиндрич. фронт единичной длины). Выражение для K_v^c при косинусо-



идальном распределении амплитуды v имеет вид:

$$K_v^c = (f/\lambda) \sqrt{2} \sin(\omega_m - \pi/4) \times (1 - \cos^3 \omega_m/3).$$

Коэфф. усиления интенсивности равен: $K_I = K_p \cdot K_v$. На рис. 3 показаны зависимости K_p , K_v и K_I от ω_m .

Для характеристики степени использования фокусирующих свойств системы вводится фактор фокусирования $\kappa = K/K_{\max}$ — отношение имеющегося коэфф. усиления к максимально возможному при постоянном общем потоке энергии через сходящийся волновой фронт. Величина κ зависит только от характера распределения амплитуды по сходящемуся волновому фронту и угла его раскрытия и может меняться в пределах: $0 \leq \kappa \leq 1$. Для замкнутого волнового фронта при $\omega_m = \pi$ фактор фокусирования звукового давления максимален ($\kappa_p = 1$) при равномерном распределении амплитуды и минимален ($\kappa_p = 0$) при косинусоидальном её распределении. Фактор фокусирования скорости κ_v при этих условиях соответственно равен 0 и 1.

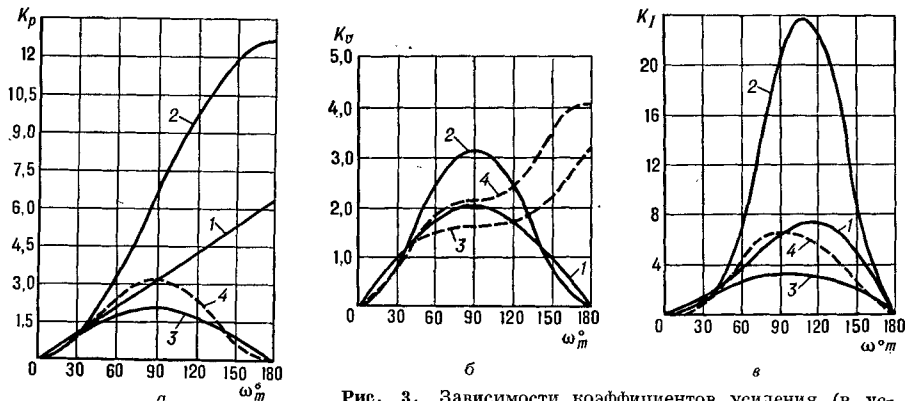


Рис. 3. Зависимости коэффициентов усиления (в основных единицах) от угла раскрытия волнового фронта (кривые 1 и 3 — цилиндрический волновой фронт, 2 и 4 — сферический, 1 и 2 — равномерное распределение амплитуды по волновому фронту, 3 и 4 — косинусоидальное).

Важной характеристикой фокусирующей системы является распределение звукового давления в фокальной области, к-рое формируется в результате интерференции волн, дифра-

Глубина фокальной области определяется величиной kz_0 (рис. 4, б). При проектировании фокусирующих систем часто задаются необходимыми размерами фокальной области в заданном направлении, которые зависят от угла раскрытия ω_m фокусирующей системы (рис. 5).

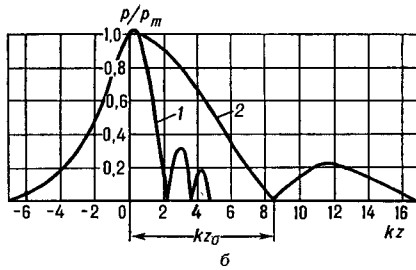
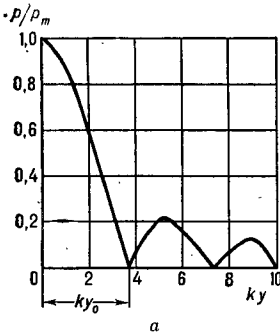


Рис. 4. Распределение звукового давления в главных направлениях сферического фронта в фокальной плоскости (а) и по акустической оси (б): 1 — для $K_p > 100$; 2 — для $K_p = 10$.

гировавших на выходном отверстии фокусирующего устройства (рис. 4). Ширина главного максимума ky_0 определяет диаметр фокального пятна сферич. фронта или ширину фокальной полосы цилиндрич. фронта. Распределение звукового давления и ширина главного максимума позволяют судить о пригодности системы для использования в конкретных устройствах. Напр., в звуковизорах целесообразно применять фокусирующие системы с узким главным максимумом, а в технологич. установках — с широким, поскольку в первом случае повышается разрешающая способность, а во втором — производительность. В системах звукового скапирования (гидролокаторах, приборах медицинской диагностики и т. п.) для увеличения разрешающей способности целесообразно иметь узкий главный максимум и минимальные побочные максимумы, чтобы избежать ошибок при локации объекта.

Сходящиеся волновые фронты, образованные реальными фокусирующими системами, как правило, отличаются от идеальных, т. е. не бывают по форме частью сферы или прямого кругового цилиндра, что обуславливает aberrацию. Геометрич. расстояние $AB = \Delta$ (рис. 6) между реальным

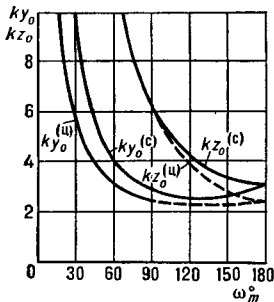
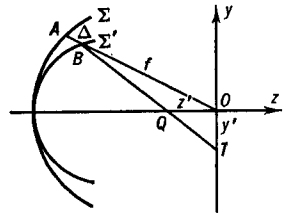


Рис. 5. Зависимость размеров фокальной области в фокальной плоскости ky_0 и по акустической оси kz_0 от угла ω_m (с — сферический, ц — цилиндрический фронт).

Рис. 6. Схема определения aberrации. Δ — волновая aberrация; лучевые aberrации: z' — продольная, y' — поперечная, $k\Delta$ — фазовая.



Σ' и идеальным Σ волновыми фронтами в направлении на точку наблюдения O наз. волновой aberrацией, а сдвиг фаз, обусловленный этим расстоянием и равный $\phi = k\Delta$, наз. фазовой aberrацией. Вызванная фазовой aberrацией смещение луча в направлении акустич. оси наз. продольной лучевой aberrацией $z' = OQ$, а смещение в фокальной плоскости — поперечной лучевой aberrацией $y' = OT$. Фазовая aberrация приводит к снижению интенсивности в фокусе, фокальное пятно при этом размывается и концентрация энергии падает. Отношение интенсивностей при наличии aberrации I и без неё I_m равно:
 $I/I_m = 1 - E_0$,

где $E_0 = \bar{\varphi}^2 - \bar{\varphi}^2$ — среднеквадратичная фазовая aberrация.

Все реальные волновые фронты обладают фазовой aberrацией, к-рая связана с неточностью изготовления фокусирующих систем и др. факторами.

Решающую роль при Ф. з. играет неравномерность распределения амплитуды по сходящемуся волновому фронту, к-рая обусловлена: изменением площади первоначального волнового фронта после отражения или преломления в фокусирующей системе и связанным с этим перераспределением энергии; зависимостью коэфф. прохождения волны через границу раздела сред от толщины среды; поглощением волн в материале фокусирующего устройства и окружающей его среде; многократными отражениями волн внутри фокусирующего устройства.

При использовании Ф. з. с целью концентрации энергии УЗ-вых волн интенсивность I_f в фокусе рассчитывается по-разному в зависимости от степени концентрации УЗ-вой энергии. Если интенсивность I_0 у поверхности излучателя и коэфф. усиления фокусирующей системы невелики, то поглощение волн происходит по экспоненциальному закону и интенсивность

$$I_f^u = \frac{W}{2\lambda} \sin \omega_m e^{-2\gamma f};$$

$$I_f^c = \frac{\pi W}{4\lambda^2} \sin^2 \omega_m e^{-2\gamma f},$$

где W — входная мощность звука, γ — коэфф. поглощения звука. В жидких средах, где коэфф. поглощения пропорционален квадрату частоты, можно положить $\gamma = b\lambda^{-2}$, где b — постоянная величина, определяемая свойствами среды. Существует оптимальная длина волны $\lambda = \lambda_{\text{опт}}$, при к-рой интенсивность в фокусе максимальна. Для цилиндрич. фронта единичной длины

$$\lambda_{\text{опт}} = \sqrt{2bf}, \quad I_{f_{\text{max}}}^u = \frac{1}{\sqrt{2}e} \cdot \frac{W}{\lambda_{\text{опт}}},$$

для сферич. фронта

$$\lambda_{\text{опт}} = \sqrt{bf}, \quad I_{f_{\text{max}}}^c = \frac{\pi}{e} \cdot \frac{W}{\lambda_{\text{опт}}}.$$

Существование оптимальной длины волны и соответственной ей частоты определяется тем, что, с одной стороны, с увеличением частоты увеличивается концентрация энергии вследст-

вие роста коэфф. усиления, а с другой — возрастает поглощение энергии в среде.

При Ф. з. большой интенсивности возникает *нелинейное поглощение звука* в среде, к-рое может возрасти с увеличением интенсивности I_0 столь сильно, что наступит равновесие между подводимой и поглощаемой энергией, вследствие чего интенсивность в фокусе I_f останется постоянной, несмотря на увеличение интенсивности у поверхности излучателя.

При использовании Ф. з. в устройствах интенсификации технологич. процессов под действием УЗ свойства фокусирующей системы характеризуются производительностью. При индексом производительности I . Величина I характеризует степень пригодности фокусирующей системы для проведения заданного технологич. процесса и определяется ф-лой: $Pr = I_{\text{к}} V_{\text{к}} / W$, где $I_{\text{к}}$ — критич. интенсивность, при к-рой начинает протекать технологич. процесс, в объёме $V_{\text{к}}$, W — затрачиваемая акустич. мощность.

Индекс производительности $I = Pr_{\text{фок}} / Pr_{\text{max}}^{\text{пл}}$, где $Pr_{\text{фок}}$ — производительность фокусирующего излучателя, а $Pr_{\text{max}}^{\text{пл}}$ — максимальная производительность плоского излучателя той же мощности.

Величина I характеризует степень уменьшения эффективности УЗ-вого преобразователя вследствие фокусирования звуковых волн.

Лит.: Розенберг Л. Д., Звуковые фокусирующие системы, М. — Л., 1949; его же, в кн.: Источники мощного ультразвука, М., 1967, ч. 3; Тартаковский Б. Д., «Акуст. ж.», 1958, т. 4, № 4, с. 355 — 60; Каневский И. Н., Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977. И. Н. Каневский.

ФОНОН — квант энергии звуковой волны, определяемый по аналогии со световыми квантами — *фотонами*. Квантовые свойства звуковых волн в кристалле проявляются в том, что существует наименьшая порция энергии колебаний кристалла с данной частотой. Это и позволяет сопоставить звуковой волне в кристалле квазичастицы — Ф. Понятие «Ф.» вводится при рассмотрении физич. свойств кристалла (теплоемкости, теплопроводности, электросопротивления и др.) как энергия одного из возможных

нормальных колебаний в кристалле (см. *Колебания кристаллической решётки*). Энергия Φ . равна: $\varepsilon = \hbar\omega$, а импульс $p = \hbar k + b$, где $\hbar = h/2\pi$, h — Планка постоянная, $\omega = 2\pi f$, f — частота звука, c — скорость его распространения, $k = \pi\omega/c$ — волновой вектор, n — единичный вектор в направлении распространения волны, b — вектор обратной кристаллич. решётки.

Плотность полной колебательной энергии атомов кристалла определяется суммой энергий всех Φ .:

$$\varepsilon = \sum_{k, \nu} \left(n_{k\nu} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{\nu}(k),$$

где $\nu = 1, 2, \dots, 3r$ — индекс поляризации Φ ., характеризующий направление колебаний и позволяющий различить продольные и поперечные Φ ., r — число атомов в элементарной ячейке кристалла, $n_{k\nu}$ — число Φ . с данным волновым вектором k и поляризацией ν в единице объёма. Среднее число Φ . в единице объёма определяется ф-лой Планка:

$$\langle n_{k\nu} \rangle = 1 / (e^{\hbar\omega_{\nu}/k_B T} - 1)$$

(T — абсолютная темп-ра, k_B — Больцмана постоянная), совпадающей с распределением частиц газа, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна, когда химич. потенциал равен нулю; оно не сохраняется постоянным, а зависит от температуры, т. е. Φ . могут рождаться и уничтожаться.

Нижняя граница частотного спектра Φ . определяется размерами кристалла и скоростью звука, верхняя ω_m — периодом кристаллич. решётки. Число Φ . n_{ν} увеличивается с увеличением частоты Φ . вплоть до предельного значения ω_m . Φ ., так же как и колебания кристаллич. решётки, разделяются на акустические и оптические. Акустич. Φ . — это кванты обычного звука в кристалле. Оптич. Φ . лежат в диапазоне более высоких частот, сравнимых с оптическими, и существуют в кристаллах со сложной структурой элементарной ячейки. В области высоких частот акустич. Φ . обладают дисперсией (рис. 1), т. е. их фазовая скорость зависит от частоты.

Наряду с тепловыми Φ ., всегда существующими в кристалле, в нём

могут быть возбуждены искусственно т. н. когерентные Φ . — гиперзвуковые волны (см. *Гиперзвук*).

Φ . взаимодействуют как между собой, так и с другими частицами (электронами проводимости, магнонами и т. п.). Сталкиваясь с другими Φ . или



Рис. 1. Дисперсионные характеристики фоновонного спектра: 1 — акустические и 2 — оптические ветви; $\omega_m^I, \omega_m^{II}, \omega_m^{III}$ — предельные частоты акустических фононов.

другими частицами, Φ . частично или полностью передаёт им свою энергию; при этом могут возникать новые Φ ., импульс и, следовательно, направление распространения к-рых отличаются от направления первичных Φ ., т. е. имеет место рассеяние Φ . (см. *Нелинейное взаимодействие*). Спектром Φ . и их взаимодействием определяются тепловые свойства кристаллов: теплоёмкость, теплопроводность, тепловое расширение и др. Следствием взаимодействия с тепловыми Φ . является рассеяние когерентных Φ ., от к-рого зависит *поглощение звука* в кристалле. При этом взаимодействие Φ . определяется ангармонизмом кристаллич. решётки, т. е. нелинейностью упругих свойств кристалла. Ряд эффектов имеет место при взаимодействии Φ . с электронами проводимости (см. *Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости, Акустоэлектрический эффект*). Особенно сильно взаимодействие акустич. Φ . с электронами в пьезополупроводниках, что используется для усиления когерентных Φ . (см. *Усиление ультразвука* в полупроводниках). Рассеяние электронов проводимости при взаимодействии с Φ . — основной механизм электросопротивления. Способность электронов проводимости излучать и поглощать Φ . приводит к притяжению электронов друг к другу, что при низких темп-рах является причиной перехода ряда металлов в сверхпроводящее состояние.

В магнитоупорядоченных кристаллах (антиферро- и ферромагнетиках, ферритах) Φ . могут взаимодейство-

вать с атомными магнитными моментами (*спинами*), колебания K -рых можно представить в виде т. н. *спиновых волн* или связанных с ними квазичастиц — магнонов. В результате взаимодействия Φ . с магнонами при определённых условиях магнон может превратиться в Φ . и наоборот (см. *Магнитоупругие волны*).

Изменение показателя преломления электромагнитной волны под действием упругой волны, а также возникновение упругой волны под действием электромагнитной волны в результате эффекта *электрострикции* могут быть представлены как взаимодействие Φ . с фотонами. Примерами такого взаимодействия являются *дифракция света на ультразвуке*, а также спонтанное и вынужденное *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*.

Φ . взаимодействуют также с различными дефектами кристалла: вакансиями, *дислокациями*, инородными примесями, с границами кристаллитов и поверхностью всего образца. Дефекты увеличивают рассеяние и поглощение Φ . в кристалле. Наличие вакансий или примеси приводит при определённых условиях к появлению частот колебаний решётки, лежащих выше предельной ω_m .

Исследования Φ . (фононного газа) можно производить прямыми или косвенными методами. Последние связаны с измерениями тепловых свойств вещества, а также с исследованием рассеяния частиц (нейтронов, фотонов) на тепловых Φ . Прямые методы — это акустич. эксперименты (напр., измерения скорости и поглощения звука) на гиперзвуковых частотах. Свойства Φ . изучают также в экспериментах по распространению тепловых импульсов (импульсов Φ .), проводимых при сверхнизких темп-рах. Исследования тепловых импульсов позволяют определить скорость тепловых Φ ., их рассеяние и времена релаксации в кристаллах. Тепловые импульсы создаются путём разогревания плёночных проводников 2 (рис. 2) короткими импульсами тока, СВЧ импульсами или лазерными импульсами. Прошедшие через исследуемый кристалл (напр., Al_2O_3) тепловые Φ . регистрируются сверхпроводящими плёночными болометрами 4.

При нек-рых условиях в газе тепловых Φ . можно возбудить волны фононной плотности, т. н. второй звук, скорость к-рого $c_2 = c/\sqrt{3}$, где c — скорость обычного звука в кристалле. Второй звук впервые наблюдался в жидком гелии. В твёрдых телах второй звук наблюдался в моно-

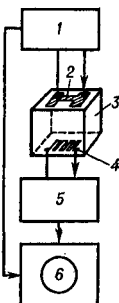


Рис. 2. Схема эксперимента с тепловыми импульсами: 1 — генератор импульсов тока; 2 — плёночный проводник; 3 — образец; 4 — детектор (болометр); 5 — усилитель; 6 — осциллограф.

кристаллах твёрдого гелия методом тепловых импульсов при $T = 0,51$ К и давлении 54 атм, скорость его $c_2 = 160$ м/с.

Лит.: Косевич А. М., Основы механики кристаллической решетки, М., 1972; Рейсленд Дж., Физика фононов, пер. с англ., М., 1975; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 5, М., 1973, гл. 6; Пятаевский Л. П., Второй звук в твердом теле, «Успехи физ. наук», 1968, т. 95, в. 1. В. Е. Лямов.

ФОНОННОЕ ЭХО — то же, что *электроакустическое эхо*.

ФОНОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — см. *Нелинейные взаимодействия в твёрдых телах*.

ФОТОН — квант поля электромагнитного излучения. Φ . обладает энергией $\epsilon = h\nu$, где ν — частота эквивалентной Φ . электромагнитной волны, распространяющейся со скоростью $c = 299,79 \cdot 10^8$ м/с, h — *Планка постоянная*. При частотах, соответствующих оптич. диапазону, Φ . наз. также световыми квантами, а при частотах, превышающих $\sim 10^{18}$ Гц, — *гамма-квантами*. Φ . не имеет ни электрич. заряда, ни магнитного момента. Спин Φ . равен 1 (в единицах \hbar , где $\hbar = h/2\pi$), а его импульс $p = \epsilon/c$ и направлен в сторону распространения волны. Φ . подчиняется статистике Бозе — Эйнштейна.

Φ . участвуют во взаимодействиях со всеми элементарными частицами, в т. ч. с *фононами* (см. *Дифракция света на ультразвуке, Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*).

ФОТОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — см. *Дифракция света на ультразвуке, Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*.

Х, Ч

ХИМИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКА — изменение скорости протекания химич. реакций в УЗ-вом поле или возникновение химич. реакций, обусловленных действием ультразвука.

К первой группе эффектов, характеризующихся изменением скорости реакции, относятся: ускорение гидролиза диметилсульфата, восстановление платинохлористоводородной кислоты с образованием каталитически высокоактивной металлич. платины, разложение диазосоединений с образованием соответствующих ароматич. углеводородов, ускорение эмульсионной полимеризации стирола, метакрилата и других непредельных соединений, ускорение нек-рых каталитич. реакций и т. д. Это ускорение обусловлено действием различных физико-химич. эффектов, связанных с УЗ: *дегазацией, диспергированием, эмульгированием, локальным нагреванием* и др. Ко второй группе относятся все эффекты возникновения химич. реакций под действием УЗ, к-рые в большинстве случаев наблюдаются лишь после возникновения в жидкости *кавитации*. Звукохимич. превращения наблюдаются при интенсивности УЗ от долей Вт/см² до десятков или сотен Вт/см² на частотах от 1 кГц до нескольких МГц. Т. к. эти частоты на много порядков меньше собственных частот колебаний молекул, химич. изменений в системе вследствие резонансного поглощения УЗ не наблюдается и варьирование частоты в указанном диапазоне мало сказывается на характере возникающих реакций.

Х. д. у. при кавитации в ряде случаев можно отнести за счёт образования на стенках кавитационной полости электрич. микрочарядов и последующего электронного пробоя. Однако многие экспериментальные факты в рамках такого представления объяснить не удаётся. Более оправданным является представление о тепловом механизме химич. действия кавитации, т. к. при адиабатич. сжатии кавитационного пузырька темп-ра

в нём может достигать 10⁴К; это предположение подтверждается экспериментальными данными.

Большинство химич. превращений под действием УЗ происходит в водных растворах. При высокой темп-ре молекулы воды внутри кавитационного пузырька переходят в возбуждённое состояние и расщепляются на радикалы Н, ОН, а также, возможно, ионизируются с образованием гидратированных электронов e_{aq}^- , т. е. электронов с присоединёнными к ним нейтральными молекулами воды. Частично радикалы рекомбинируют, причём состав конечных радикальных и молекулярных продуктов разложения воды в УЗ-вом поле зависит от природы растворённого в воде газа. В присутствии инертных газов (Не, Ne, Ar, Kr, Xe) конечными продуктами являются Н, ОН, e_{aq}^- , Н₂, Н₂O₂. В атмосфере кислорода первоначально образовавшиеся радикалы Н и e_{aq}^- с наибольшей скоростью реагируют с О₂ и основными продуктами расщепления воды являются НО₂, О₂, ОН и Н₂O₂; в атмосфере водорода разное образование продуктов разложения воды наименьшее и образуются только Н, e_{aq}^- , Н₂.

Химич. реакции, возникающие в жидкости при распространении УЗ, можно подразделить на четыре типа: 1) окислительно-восстановительные реакции, протекающие в жидкой фазе между растворёнными веществами и продуктами расщепления внутри кавитационного пузырька молекулы растворителя (воды) и газов, напр. окисление KI, FeSO₄, H₃PO₃, Na₃AsO₃, бензойной кислоты и др., восстановление KMnO₄, Ce(SO₄)₂, K₃[Fe(C₂O₄)₃] и др.; 2) реакции между растворёнными газами, водой и веществами с высокой упругостью пара, находящимися внутри кавитационного пузырька, напр. образование NO₂ из N₂ и O₂, NH₃ из N₂ и H₂, HCHO из CH₄ и H₂O; 3) цепные реакции в растворе, инициируемые радикалами, появляющимися в результате расщепления в кавитационной полости к.-л. вещества, помимо

воды, напр. стереоизомеризация малеиновой кислоты или её эфиров в фумаровую, сенсibiliзируемая атомами Вг, полученными при расщеплении в кавитационном пузырьке Вг_2 или алкилбромидов; 4) звукохимич. реакции с участием макромолекул. Реакции этого типа, в отличие от предыдущих, могут инициироваться УЗ и в отсутствии кавитации, в случае механич. деструкции первоначально присутствующих в системе молекул полимеров: под действием звукового поля происходит механич. разрыв макромолекул, а полученные макро-радикалы способны инициировать полимеризацию.

На химич. реакции затрачивается лишь часть поглощённой веществом энергии акустич. колебаний. Для звукохимич. реакций, протекающих в растворах, отношение энергии, затраченной на расщепление молекул воды (химико-акустич. энергии $E_{\text{ха}}$), к общей поглощённой акустич. энергии E наз. химико-акустическим кпд $\eta_{\text{ха}}$. При отсутствии в водном растворе веществ с высокой упругостью насыщенного пара внутри кавитационных пузырьков содержатся лишь пары воды и растворённый в ней газ; при этом энергия УЗ затрачивается в любом водном растворе лишь на расщепление молекул воды и $\eta_{\text{ха}}$ зависит только от природы растворённого газа. Напр., для реакций 1-го типа в атмосфере аргона $\eta_{\text{ха}} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ вне зависимости от конкретного состава раствора.

Основной энергетич. характеристикой звукохимич. реакций является энергетич. выход, к-рый выражается числом молекул продукта, образовавшихся при затрате 100 эВ химико-акустич. энергии. Энергетич. выход продуктов окислительно-восстановительных реакций обычно не превышает нескольких молекул на 100 эВ $E_{\text{ха}}$, а для цепных реакций он достигает тысяч молекул на 100 эВ $E_{\text{ха}}$.

Кинетика звукохимич. реакций определяется скоростью образования и расщепления радикалов. Она имеет ряд особенностей, напр.: для нек-рых реакций характерны эффекты последовательности, т. е. эти реакции, возникшие под действием УЗ-вых волн, протекают в растворе в течение многих часов после отключения УЗ; для реакций с участием макромолекул необ-

ходимо учитывать суперпозицию механич. деструкции с реакциями радикалов, образующихся в режиме кавитации (при достаточной интенсивности ультразвука).

Особенностью звукохимич. реакций является импульсный характер образования радикалов вследствие синфазного захлопывания кавитационных пузырьков (по аналогии с импульсным характером *звукoluminesценции*). Темп-ра внутри пузырька распределена неравномерно, с максимумом в его центре; соответственно и пространственное распределение радикалов имеет аналогичную форму (сферически симметричное гауссово распределение). Пузырёк представляет собой автономную с точки зрения характера протекающих реакций систему — радикалы, образовавшиеся в соседних пузырьках, практически не взаимодействуют между собой. Минимальный радиус кавитационного пузырька ($r_m \geq 10^{-5}$ см) и первоначальное число радикалов в нём ($\sim 10^4 - 10^6$) на много порядков превышают как размеры локальных областей ионизации жидкости («шпор»), образующихся при распространении ионизирующих излучений, и количество радикалов в каждой из них (напр., при действии γ -лучей их не больше 10), так и число радикалов в «клетке» при фотолизе. Х. д. у. по сравнению с фотолизом, ионизирующими излучениями, ударными волнами и другими физич. методами воздействия на вещество имеет следующие характерные особенности: первоначальное пространственное разделение радикалов и растворённого вещества, участие инертных газов в физико-химич. процессах внутри кавитационного пузырька и двойственная роль химически активных газов, импульсный характер генерирования радикалов, концентрация энергии в центральной части кавитационного пузырька.

В большинстве технологич. процессов в растворах, связанных с применением УЗ, возникают различные химич. реакции. Напр., уже в простейшем случае воздействия УЗ на воду, в к-рой растворён воздух, образуются окислы азота и перекись водорода. Это обстоятельство следует учитывать при разработке и проведении различных технологич. процессов. Во многих случаях целесообразно использовать

УЗ-вые волны для иницирования химич. реакций, осуществления ряда новых путей синтеза и ускорения медленных реакций в системе. Несмотря на значительное разнообразие звукохимич. реакций, в настоящее время предпринимаются лишь первые шаги, направленные на их промышленное внедрение, напр. для процессов полимеризации нек-рых мономеров. Возможность возникновения звукохимич. реакций в животных и растительных клетках необходимо учитывать при применении ультразвука в биологии, медицине, фармакологии и других областях.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Эльпинер И. Е., Ультразвук, Физико-химическое и биологическое действие, М., 1963; Маргулис М. А., «Акуст. ж.», 1969, т. 15, в. 2, с. 153—73; его же, «Ж. физ. химии», 1976, т. 50, в. 1, с. 3—18. М. А. Маргулис.

ХИРУРГИЯ у л ь т р а з в у к о в а я — хирургия, основанная на применении УЗ-вых методов. Для разрушения тканей в хирургии применяются два УЗ-вых метода: первый основан на разрушении тканей организма собственно УЗ-выми колебаниями, второй связан с наложением УЗ-вых колебаний на хирургический инструмент.

В первом случае используется как непосредственный контакт УЗ-вого излучателя с тканью, так и воздействие на ткани фокусированным УЗ (см. *Фокусировка звука*). Применение фокусированного УЗ особенно целесообразно для создания локальных разрушений в глубинных тканях организма, напр. в структурах головного мозга. Рабочим элементом фокусирующего излучателя в этом случае служит вогнутая пьезокерамич. пластинка 2 (рис. 1), резонансная частота к-рой обычно выбирается в диапазоне 0,5—4 МГц. Для создания гистологически различных разрушений в мозге необходимо, чтобы интенсивность УЗ в фокальной области и время УЗ-вого воздействия были в определённой зависимости (рис. 2). Аппаратура, подобная изображённой на рис. 1, применялась для нек-рых нейрохирургич. операций на головном мозге человека. Были достигнуты положительные результаты при лечении болезни Паркинсона, а также заболеваний, связанных с возникновением непроизвольных беспорядочных дви-

жений, фантомных болей и других ощущений беспокойства.

Разрушения тканей под действием фокусированного УЗ связаны с двумя

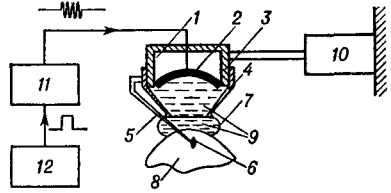


Рис. 1. Блок-схема фокусирующей ультразвуковой аппаратуры для создания локальных разрушений в глубинных структурах головного мозга: 1 — фокусирующий излучатель; 2 — вогнутая пьезокерамическая пластинка; 3 — корпус излучателя; 4 — конус; 5 — съемный указатель фокуса; 6 — фокальная область; 7 — мешок из тонкой звукопрозрачной пленки; 8 — облучаемый объект; 9 — дегазированная вода; 10 — координатное устройство, на котором укрепляется излучатель; 11 — ультразвуковой генератор; 12 — генератор модулирующих импульсов.

факторами: теплом, к-рое выделяется при поглощении УЗ тканями, и явлением кавитации (см. также *Действие*

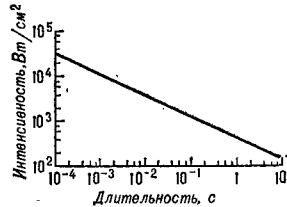


Рис. 2. Интенсивности ультразвука в фокальной области и длительности ультразвукового воздействия, необходимые для создания разрушений в мозге при частоте 1 МГц.

ультразвука на биологические объекты). В зависимости от выбранной интенсивности УЗ тот или иной фактор оказывает преобладающее действие. При сравнительно небольших интенсивностях УЗ (до нескольких сотен Вт/см²) и продолжительном воздействии (до единиц и десятков с) основную роль играет тепловой фактор. При очень больших интенсивностях (несколько тысяч Вт/см²) и при малых длительностях облучения (единицы — десятки мс) решающее значение приобретают кавитационные эффекты. Существуют и нек-рые промежуточные

УЗ-вые дозы, при к-рых оба фактора проявляются совместно. Разрушение тканей при непосредственном контакте их с УЗ-вым инструментом определяется в основном теми же факторами. Этот метод используется, напр., для воздействия УЗ на опухоли, в т. ч. и злокачественные.

Второй метод УЗ-вой Х. связан с наложением УЗ-вых колебаний на хирургич. инструмент и применяется при резке мягких тканей и распиливаниях костей. Для этой цели применяются УЗ-вые инструменты на частоту 20—50 кГц с магнитоотрижционными или составными пьезокерамич. преобразователями стержневого типа и УЗ-выми *концентраторами*, обычно двухступенчатыми, так что колебательная система имеет трёхполуволновую длину. В зависимости от цели предстоящей операции конец второй (съёмной) ступени затачивается в виде скальпеля для резки мягких тканей или пилки для распиливания костей; применяется также заточка рабочего конца инструмента в виде долота, распатора, иглы и т. п. Амплитуда колебательного смещения режущего инструмента обычно составляет несколько десятков мкм. В итоге снижаются усилия резания, уменьшается травматичность операции, достигается большая мягкость и манёвренность работы с инструментом, обеспечивается гемостатич. эффект (предотвращение кровотечений), уменьшаются болевые ощущения, снижается трудоёмкость операции (так, распиливание костей занимает не более нескольких мин).

УЗ применяется также при хирургич. операциях, связанных с соединением сломанных или намеренно расщеплённых в ходе операции костей. При этих операциях пространство между сломанными костями заполняется костной стружкой, смешанной с жидкими пластмассами, напр. диакрином. УЗ-вые колебания способствуют более глубокому проникновению диакрина в поры костной ткани и вызывают ускоренную его полимеризацию, вследствие чего образуется надёжное соединение отломков на период естественных процессов регенерации костей. Использование этого хирургич. метода позволяет, в частности, избежать применения металлич. конструкций, к-рые требуется

удалять из организма в повторной операции.

УЗ-вые методы резки и соединения тканей успешно применяются в клинич. и экспериментальной хирургии и травматологии (резка и соединение костей конечностей, операции на грудной клетке и внутренних органах, лечение переломов, соединение костей позвоночника и т. д.), в оториноларингологии (операции на трахее, в полости носа, гортани и т. д.), в офтальмологии (операции на орбите и в различных участках глаза), в нейрохирургии (операции на костях черепа и на головном мозге). Контактное воздействие УЗ-выми инструментами со специальными наконечниками применяются также в оториноларингологии для удаления новообразований и в офтальмологии при операциях по поводу отслойки сетчатки и для механич. дробления содержимого хрусталика на мелкодисперсные частицы (т. н. УЗ-вая факэмульсификация катаракты). Специальные исследования послеоперационного состояния больных подтвердили безвредность УЗ-вых хирургич. методов.

Лит.: Гаврилов Л. Р., Применение фокусированного ультразвука высокой интенсивности для локального воздействия на ткани организма, «Акуст. ж.», 1971, т. 15, в. 3; Петровский Б. В., Петров В. И., Ложилов В. И., Ультразвуковая резка и сварка биологических тканей (в торакальной хирургии), М., 1972; Поляков В. А. и др., Ультразвуковая сварка костей и резка живых биологических тканей, М., 1973; Голямина И. П., в кн.: Acoustics 1974. Invited Lectures, L., 1975, p. 63—69.

Л. Р. Гаврилов.

ХЛАДНИ ФИГУРЫ — фигуры, образуемые накаливанием вблизи узловых линий мелких частиц сухого песка, насыпанного на поверхность колеблющейся пластинки или другой механич. системы. Каждому собственному колебанию (стоячей волне) пластинки соответствует своё расположение узловых линий. На свободной

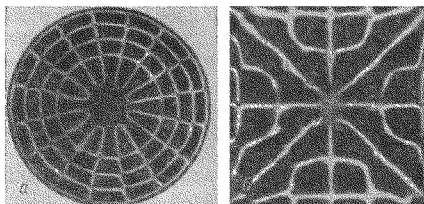
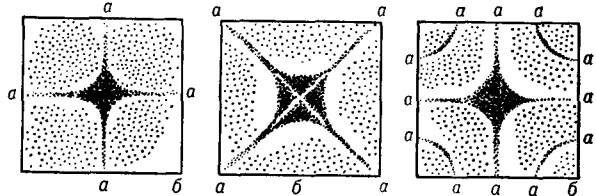


Рис. 1. Фигуры Хладни: а — на круглой и б — на прямоугольной пластинках.

круглой пластинке (рис. 1,а) узловые линии могут быть круговыми или радиальными; на прямоугольной (рис. 1,б) или треугольной пластинке они параллельны сторонам или диагоналям. Меняя места возбуждения и закрепляя пластинки в разных точках, можно получить разнообразные Х. ф. (рис. 2). Х. ф. используются

характер отдельных импульсов, разделённых паузами, говорят о частоте повторений. Для гармонических колебаний удобно пользоваться величиной $\omega = 2\pi f$, называемой циклической или круговой частотой. В технике применяются колебания всего достижимого диапазона частот — от самых малых до

Рис. 2. Фигуры Хладни на квадратной пластинке, закреплённой в центре: а — точки дополнительного закрепления; б — места возбуждения.



в дефектоскопии (т. н. топографич. метод) для исследования изделия в целом (например, пластинки или оболочки).

ЧАСТОТА КОЛЕБАНИЙ — число f полных циклов колебаний за одну секунду. Единица частоты — Герц (Гц) — одно колебание за одну секунду. Ч. к. связана с периодом колебания T соотношением $f = 1/T$. В случае периодич. процесса, носящего

самых больших. Например, при изучении внутреннего трения в металлах и в полимерах доходят до колебаний частотой всего в доли Гц. В ультразвуковой технологии применяют *упругие волны* частотой от нескольких сотен Гц до сотен кГц. При изучении физич. свойств веществ и внутри- и межмолекулярных процессов используют колебания частотой от единиц МГц до десятков ГГц.

Э, Я

ЭЛЕКТРЕТЫ — диэлектрики, способные длительное время находиться в наэлектризованном состоянии.

Наиболее распространены Э. из органич. диэлектриков — высокомолекулярных (политетрафторэтилен и сополимеры тетрафторэтилена, поливинилденфторид, поликарбонаты, полиамиды, полиметилметакрилат, полиэтилентерефталат, эбонит, карнаубский и пчелиный воск) и низкомолекулярных (парафин, нафталин, антрацен, дифенил) и неорганич. диэлектриков (сера, селен, слюда, стёкла, ситаллы, стеатит, титанаты щёлочноземельных металлов CaTiO_3 , SrTiO_3 и др., сернистые цинк и кадмий).

Э. подразделяются на группы в зависимости от способа получения. Термоэлектриеты образуются

при нагревании диэлектрика до темп-ры стеклования или фазового перехода (или выше этой темп-ры) с последующим охлаждением его в постоянном электрич. поле. Под воздействием поля, вследствие высокой подвижности диполей, ионов, электронов, последние ориентируются или смещаются, образуя ориентационную дипольную поляризацию, поляризацию на границе раздела фаз (поляризацию Максвелла — Вагнера — Силларса) или поляризацию смещения (рис. 1). При охлаждении в поле эта поляризация «замораживается», и в диэлектрике образуются поверхностные заряды, противоположные по знаку потенциалам на прилегающих электродах (герозаряды). Такие гетерозаряженные Э. являются электр. ана-

логами постоянных магнитов. В полях высокой напряжённости и при наличии воздушных зазоров между электродами и поверхностью диэлектрика происходят электрич. разряды, при к-рых носители зарядов (ионы и электроны) инжектируются в диэлектрик и

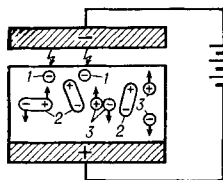


Рис. 1. Схема получения электрета в результате инжектирования зарядов (1), ориентации диполей (2) и смещения ионов (3).

захватываются энергетич. ловушками — центрами захвата, расположенными на поверхности диэлектрика и в приэлектродных областях (обычно на глубине до 1 мкм). При этом на поверхности диэлектрика образуются заряды, знак к-рых совпадает со знаком потенциалов на прилегающих электродах (гомозаряды). Плотность поверхностного заряда на образце Э. σ_3 равна разности плотностей гомозарядов σ_r и гетерозарядов P : $\sigma_3 = \sigma_r - P$. Источником носителей зарядов, поступающих в диэлектрик, может служить холодная эмиссия электронов и разряды в зазоре, в результате которых могут образовываться как электроны, так и ионы.

Э. из полимерных диэлектриков, поверхностные заряды к-рых обусловлены поляризацией, могут быть получены при проведении в электрич. поле высушивания плёнки полимера из раствора, отверждения или вулканизации полимера (хемозэлектреты), а в отсутствие поля — механич. деформацией полимера (механоэлектреты). Э. с инжектированными зарядами могут быть получены выдержкой диэлектриков в полях высокой напряжённости (электроэлектреты), обработкой их коронным разрядом (короноэлектреты), воздействием пучком заряженных частиц, радиоактивного излучения, статич. электричества (напр., при трении), при отрыве от подложки диэлектрич. плёнок, разрыве контакта металл — диэлектрик. Фотоэлектреты получают при освещении фотопроводящих диэлектриков в электрич. поле.

При этом происходит оптич. переадресация примесных центров. Под воздействием света электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости и после смещения в электрическом поле захватываются на свободных уровнях, а смещённые полем дырки локализируются на заполненных уровнях.

Важнейшие характеристики Э.: поверхностная плотность зарядов σ_3 , потенциал поверхности V_3 и время релаксации τ_3 зарядов (т. н. время жизни). Для плоской электретной пластинки $V_3 = L\sigma_3/\epsilon\epsilon_0$, где L — толщина образца, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — абсолютная диэлектрич. проницаемость вакуума, ϵ — диэлектрич. проницаемость диэлектрика.

Максимальная величина плотности гетерозаряда P_0 , обусловленная дипольной ориентацией, связана с ϵ соотношением:

$$P_0 = \epsilon_0 [\epsilon(T_{\text{п}}) - (T_{\text{к}})] E_{\text{п}} \approx \approx \epsilon_0 (\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty}) E_{\text{п}},$$

где $E_{\text{п}}$ — напряжённость поляризуемого поля, $\epsilon(T_{\text{п}})$ и $\epsilon(T_{\text{к}})$ — значения диэлектрич. проницаемости при темп-ре поляризации и комнатной темп-ре (т. е. темп-ре, до к-рой охлаждался образец в поле), $\epsilon_{\text{ст}}$ и ϵ_{∞} — значения диэлектрич. проницаемости при низких частотах ($\omega \rightarrow 0$) и высоких частотах ($\omega \rightarrow \infty$) соответственно.

Максимально возможная поверхностная плотность заряда Э. σ_m определяется электрич. прочностью среды, геометрич. размерами образца Э. и его диэлектрич. свойствами. В нормальных условиях хранения на воздухе

$$\sigma_m = 100\epsilon_{\text{п}} [200 + (3\epsilon/L)^{1/2}]^2.$$

На пластинках толщиной $L = 1-2$ мм можно получить $\sigma_3 = 3-5 \cdot 10^{-5}$ Кл/м² (термоэлектрет из полиметилметакрилата), на плёнках с $L = 10$ мкм $\sigma_3 = 10^{-3}-10^{-4}$ Кл/м² (термо- и короноэлектреты из политетрафторэтилена, полиэтиленерефталата, поликарбоната). Со временем наблюдается уменьшение поверхностных зарядов Э., обычно более быстрое в первое время после изготовления Э., а после периода стабилизации заряды Э. меняются незначительно в течение длительного времени. Для лучших Э., применяемых в электроакустических преобразователях, вре-

мя T_0 составляет после стабилизации 3—5 лет и более. Повышение темп-ры, увеличение влажности окружающей среды, воздействие ионизирующей радиации ускоряет спад зарядов Э. Поскольку гетерозаряд часто спадает быстрее гомозаряда, в процессе хранения может происходить инверсия знака поверхностной плотности зарядов σ_0 . Нагреванием Э. по определённом закону, напр. с постоянной скоростью, и измерением токов разряда в процессе нагрева можно измерять токи термостимулированной деполяризации, по к-рым можно прогнозировать поведение Э. во времени, определять величину гетеро- и гомозаряда (интегрируя ток по времени). Этим же методом можно изучать релаксационные процессы в диэлектриках, количество и величину диполей для гетерозарядов, глубину и количество центров захвата для гомозарядов.

Э. обладают пьезоэлектрич. свойствами (см. *Пьезоэлектричество*). Величина продольного пьезомодуля Э. в направлении поляризации d_{33} и поперечного пьезомодуля d_{31} зависит от величины остаточной поляризации P , модуля упругости E и коэффициента Пуассона ν :

$$d_{33} = -2\nu P/E; \quad d_{31} = -(1 - \nu) P/E. (*)$$

Время сохранения пьезоэлектрич. свойств определяется временем сохранения остаточной поляризации.

Ряд фторсодержащих полимеров имеет повышенную склонность к захвату инжектированных зарядов. Некоторые из этих полимеров обладают, кроме того, полярными группами с высокими дипольными моментами, свободно (при комнатной темп-ре) ориентирующимися в электрич. поле, образованном инжектированными зарядами. В Э. из этих полимеров (поливинилфторид и поливинилиденфторид) пьезомодули описываются теми же ф-лами (*) с учётом того, что величина P определяется величиной инжектированного гомозаряда σ_0 . Время сохранения пьезоэлектрич. свойств определяется временем сохранения гомозаряда. Ориентационная вытяжка поливинилиденфторида вызывает перестройку кристаллич. структуры, в результате чего образуются микрокристаллич. области, представляющие собой макродиполи большой величины. Такая структура обуславливает воз-

растание пьезомодулей. В таблице приведены характеристики некоторых полимерных Э.

Значения поверхностной плотности зарядов σ_0 и пьезомодуля d_{31} для некоторых электретных материалов

Материал	Толщина образца L	$\sigma_0, 10^{-9}$ Кл/см ²	$d_{31}, 10^{-12}$ Кл/Н
Карнаульский воск	2 мм	3—5	—
Титанат кальция	2 мм	10*—5	—
Политетрафторэтилен	20 мкм	20—50	0,007
Поликарбонат	15 мкм	50—75	0,12
Полиметилметакрилат	2 мм	2—5	0,33*
Поливинилиденфторид	15 мкм	150*	6—17

* Показатель уменьшается со временем.

Э. применяются как источники постоянного поляризующего электрич. напряжения в электроакустич. преобразователях — *электроакустических приёмниках* звука (рис. 2), телефонах, виброметрах электроакустич. типа и т. п.

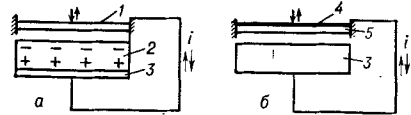


Рис. 2. Схемы электретных приёмников звука: а — с металлической мембраной 1; б — с мембраной из полимерного электрета 5; 2 — электрет; 3 — электроды; 4 — электрод (металл, напылённый на плёнку). При движении мембраны во внешней цепи протекает ток i .

Пьезоэлектрические полимерные Э. начинают использовать для изготовления *пьезоэлектрических преобразователей* — приёмников и излучателей инфразвуковых, звуковых и УЗ-вых сигналов, в УЗ-вой технике, электроакустике, *акустоэлектронике*, а также для изготовления гидрофонов. Некоторые из полимерных электретов обладают заметными пьезоэлектрич. свойствами и начинают находить применение и в этом своём качестве.

Лит.: Губкин А. Н., Электреты, М., 1978; Лушайкин Г. А., Полимерные электреты, М., 1976; Лушайкин Г. А., Джуманбаев Х. Д., «Пластические массы», 1977, № 10, с. 7—9; Brodhurst M. G.,

Davis G. T., Mc Kinney J. E., «J. Appl. Phys.», 1978, v. 49, № 10, с. 4992—97; Kerper R. G., Anderson R. A., там же, № 9, с. 4918—21. Г. А. Лушпейкин.

ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — устройство, преобразующее электрич. энергию в акустическую (энергию упругих колебаний среды) и обратно. В зависимости от направления преобразования различают Э. п. излучатели и приёмники. Наиболее распространённые Э. п. линейны, т. е. удовлетворяют требованию неискажённой передачи сигнала, и обратимы, т. е. могут работать и как излучатели, и как приёмники и подчиняются принципу взаимности. В большинстве Э. п. имеет место двойное преобразование энергии (рис. 1): электромеханич., в результате к-рого часть подводимой к преобразователю электрич. энергии переходит в энергию колебаний нек-рой механической системы, и механоакустич., при котором за счёт колебаний механической системы в среде создаётся звуковое поле.

Существуют Э. п., не имеющие механич. колебательной системы и создающие колебания непосредственно в среде. К ним относятся, напр., электроискровой излучатель, возбуждающий интенсивные звуковые колебания в результате электрич. разряда в жидкости, излучатель, действие к-рого основано на электрострикции жидкостей. Эти излучатели необратимы и применяются редко. К особому классу Э. п. относятся приёмники звука (также необратимые), основанные на изменении электрич. сопротивления чувствительного элемента под влиянием звукового давления, напр. угольный микрофон или полупровод-

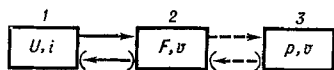


Рис. 1. Энергетическая блок-схема электроакустического преобразователя: 1 — электрическая сторона; 2 — механическая колебательная система; 3 — звуковое поле; сплошные стрелки — электромеханическое (механоэлектрическое) преобразование, пунктирные — механоакустическое (акустомеханическое).

Задача теории Э. п. — расчёт звукового давления p в поле излучателя по известным величинам напряжения U и тока i на его входе, а также расчёт напряжения или тока на выходе приёмника по заданному полю (звуковое давление p , колебат. скорость v). В теории Э. п. рассматриваются: колебания механич. систем, электромеханич. преобразование, механоакустич. (акустомеханич.) преобразование (включая теории излучения и дифракции волн).

Колебательными механич. системами Э. п. могут быть стержни, пластинки, оболочки, полые цилиндры, сферы, совершающие различного вида колебания, механич. системы более сложной конфигурации, совершающие поршневые колебания на гибком подвесе, механич. системы в виде комбинации перечисленных элементов. Цель расчёта механич. систем — установление связи между скоростями колебаний их частей и приложенными внешними силами, а также нахождение распределения деформаций, образующихся в системе под воздействием сил, распределённых по её объёму. В ряде случаев в механич. системе можно указать элементы, колебания к-рых с достаточным приближением характеризуются только кинетич., потенциальной энергией и энергией механич. потерь. Эти элементы имеют характер соответственно массы M , упругости $1/C$ и активного механич. сопротивления r (т. н. системы с сосредоточенными параметрами). В общем случае как потенциальная, так и кинетич. энергии имеют распределённый характер и их определение связано с интегрированием по объёму механич. системы. Однако часто реальную систему удаётся искусственно свести к эквивалентной ей в смысле баланса энергий системе с сосредоточенными параметрами, определив т. н. эквивалентную массу $M_{\text{эвк}}$, упругость $1/C_{\text{эвк}}$ и сопротивление трению $r_{\text{мп}}$ (сопротивление механических потерь). Расчёт механич. систем с сосредоточенными параметрами может быть произведён методом электромеханических аналогий (см. *Электромеханические и электроакустические аналогии*).

В большинстве случаев при электромеханич. преобразовании преобладает преобразование в механич. энергию

никовые приёмники, в к-рых используется т. н. тензорезистивный эффект — зависимость сопротивления полупроводников от механич. напряжений.

либо энергии электрич. поля, либо магнитного (и обратно), соответственно чему обратимые Э. п. могут быть разбиты на две основные группы: 1) электродинамич. преобразователи, действие к-рых основано на электродинамич. эффекте (*электродинамические излучатели*) и электромагнитной индукции (*электродинамические приёмники*); электростатические, действие к-рых основано на изменении заряда или напряжения при относительном перемещении обкладок конденсатора (см. *Электростатические приёмники*) и изменении силы притяжения обкладок при изменении напряжения; *пьезоэлектрические преобразователи*; 2) электромагнитные преобразователи, основанные на притяжении железного якоря магнитом и изменении магнитного потока при движении якоря; *магнитострикционные преобразователи*. В электродинамич., электростатич. и электромагнитных преобразователях преобразование не зависит от распределения динамич. напряжений в механич. системе и может быть охарактеризовано т. н. коэфф. электромеханич. трансформации n , не зависящим от вида механич. колебательной системы. Напр., при электродинамич. преобразовании

$$n = \frac{F}{i} \Big|_{v=0} = \frac{U}{v} \Big|_{i=0} = Bl,$$

где B — индукция в зазоре магнитной цепи, l — длина проводника, F — сила, действующая на заторможенную ($v = 0$) механич. систему при протекании по проводнику тока i . Коэфф. электромеханич. трансформации вводят и для других Э. п. при сведении реальной колебательной системы к системе с сосредоточенными параметрами. При этом под n понимают отношение возбуждающей механич. колебания силы к электрич. напряжению.

Преобразование энергии характеризуют также величиной эффективного коэфф. электромеханич. связи $K_{эфф}$:

$$K_{эфф}^2 = \frac{W_{мех}^E}{W_{эл} + W_{мех}^E},$$

где $W_{мех}^E$ — часть подводимой к преобразователю электрич. энергии, преобразующейся в квазистатич. режиме в упругую энергию, $W_{эл}^{v=0}$ —

электрич. энергия, к-рая была бы сообщена при этом заторможенному преобразователю. Величина $K_{эфф}$ используется при расчёте Э. п.—излучателей, а также является важной характеристикой электромеханич. преобразователей, используемых в качестве фильтров или резонаторов. Значение $K_{эфф}$ зависит от свойств самого физич. эффекта преобразования (напр., от коэфф. электромеханич. связи пьезоэлектрич. или магнитострикционного материала), а также от конструкци и геометрич. параметров преобразователя.

Механоакустич. преобразование характеризуется общей величиной акустич. энергии и её распределением в пространстве. Величина акустич. мощности $W_{ак}$ излучателя может быть определена как $W_{ак} = Z_n |v_m|^2$, где

v_m — комплексная колебательная скорость некоторой точки на поверхности излучателя, выбираемой в качестве центра приведения, Z_n — механич. сопротивление акустич. нагрузки. В случае, когда излучающая поверхность контактирует со сплошной средой, Z_n является сопротивлением излучения Z_s (см. *Излучение звука*), зависящим от формы излучающей поверхности и характера распределения v на ней. Характеристики *направленности* и Z_s определяют путём решения волнового ур-ния при заданных граничных условиях. Аналогичным образом определяется сила $F_{эвб}$, действующая со стороны звукового поля на поверхность преобразователя в режиме приёма. Для определения характеристик *направленности*, Z_s и $F_{эвб}$ в отдельных случаях можно пользоваться также приближёнными методами, основанными на непосредственном суммировании эффектов, создаваемых в окружающей среде каждой точкой колеблющейся поверхности. В общем случае $F_{эвб}$ — любая сила, приложенная к поверхности Э. п. в центре приведения.

Ур-ния, описывающие работу преобразователя, составляются гл. обр. на основе двух методов: а) решения дифференциального ур-ния колебаний механич. системы с учётом условий электромеханич. преобразования и реакций акустич. нагрузки; б) энергетич. метода с применением ур-ний Лагранжа для системы, к-рая пред-

ставляет собой совокупность электрич. и механич. сторон преобразователя, а также акустич. поле. Как правило, при использовании обоих методов решение задачи удаётся свести к расчёту эквивалентной электромеханич. схемы.

Решение по методу б) приводит к эквивалентной схеме (рис. 2, а), где ток в механич. контуре эквивалентен скорости колебаний центра приведения на поверхности механич. системы. В случае системы с сосредоточенными параметрами величины C , M и r не

электрич. потребляемой мощности $W_{эл}$. Различают кпд: механоэлектрич. $\eta_{м/эл}$ и акустомеханич. $\eta_{а/м}$, к-рые характеризуют потери энергии при соответствующих преобразованиях, причём $\eta_{а/эл} = \eta_{м/эл} \cdot \eta_{а/м}$. Перечисленные параметры зависят от частоты. Величины p и $\eta_{а/эл}$ достигают максимального значения на частотах механич. резонанса, вследствие чего мощные излучатели делают, как правило, резонансными.

Для расчётов в соответствии со схемой рис. 2, в Э. п.— излучатель удобно

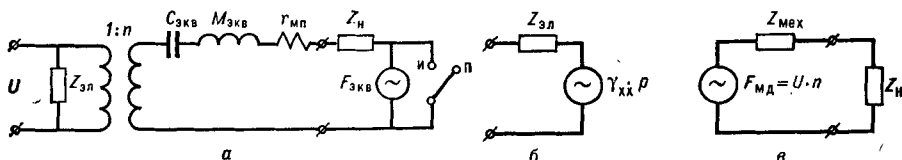


Рис. 2. а — энергетическая эквивалентная схема электроакустического преобразователя: в положении переключателя и — излучателя, в положении п — приёмника; б — упрощённая схема для режима приёма; в — упрощённая схема для режима излучения.

зависят от частоты. В общем же случае элементы схемы имеют характер эквивалентных параметров, о к-рых говорилось выше, и зависят от частоты. На участках частотного диапазона, где распределение колебаний в механич. системе остаётся практически неизменным (область частот ниже первого резонанса и в окрестности резонанса), эквивалентные параметры можно считать частотно-независимыми, и расчёт преобразователя существенно упрощается.

Свойства Э. п.— приёмника характеризуются его чувствительностью в режиме холостого хода $\gamma_{хх} = U/p$ и внутренним сопротивлением $Z_{эл}$ (рис. 2, б). По виду частотной зависимости U/p различают широкополосные и резонансные приёмники. Потенциальные возможности приёмника при работе на нагрузку оценивают величиной удельной чувствительности $\gamma_{уд} = \gamma_{хх}/\sqrt{|Z_{эл}|}$.

Работу Э. п.— излучателя характеризуют: чувствительность, равная отношению p на определённом расстоянии от него на оси характеристики направления к U или i ; внутреннее сопротивление, представляющее собой нагрузку для источника электрич. энергии; акустоэлектрич. кпд $\eta_{а/эл}$, равный отношению активной акустич. мощности в нагрузке $W_{ак}$ к активной

характеризовать величиной механич. движущей силы $F_{мд}$, равной произведению Un , и внутренним механич. сопротивлением:

$$|Z_{мех}| = r_{мп} \sqrt{1 + Q_{мех}^2 \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)^2},$$

где $Q_{мех}$ — добротность механич. колебательной системы, f_0 — её резонансная частота. Характер изменения $|Z_{мех}|$ определяет частотные характеристики излучателя и возможность его согласования с акустич. нагрузкой.

Кпд резонансного излучателя существенно зависит от активной компоненты сопротивления нагрузки r_n и от величин $r_{мп}$ и $R_{эл}$, где $R_{эл}$ — активная компонента сопротивления электрич. потерь $Z_{эл}$ (рис. 2, а). В соответствии с этой схемой величину $\eta_{а/эл}$ на резонансе можно определить:

$$\eta_{а/эл} = \frac{r_n}{r_n + r_{мп}} \cdot \frac{n^2 R_{эл}}{n^2 R_{эл} + r_{мп} + r_n}.$$

Значение $r_{мп}$ удобно оценивать по ф-ле: $r_{мп} = \omega_0 M_{экр} / Q_{мех}$, определив предельно резонансную частоту ω_0 и величину $Q_{мех}$ из частотной характеристики Э. п.

Конструкции Э. п. существенно зависят от их назначения и применения и поэтому весьма разнообразны. При расчёте и проектировании Э. п. большой мощности необходимо учитывать

возможность возникновения нелинейности в различных звеньях Э. п.: нелинейность электрич. сопротивления, электромеханич. связи, механич. колебательной системы, а также среды. В водной среде, напр., при малых гидростатич. давлениях нелинейность, вызываемая явлением *кавитации*, ограничивает интенсивность непрерывного излучения величиной 0,3—0,5 Вт/см². Излучаемая мощность ограничивается также пределами электрич. и механич. прочности Э. п., а иногда нагреванием его элементов из-за большой величины потерь.

Лит.: Фурдуйев В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; Харкевич А. А., Теория преобразователей, М.—Л., 1948; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972; Гутин Л. Я., Избр. труды, Л., 1977.

Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОЕ ЭХО

(фонное, или поляризованное, эхо) — появление дополнительных радиоимпульсов при воздействии на пьезоэлектрик двух или более радиоимпульсов. Э. э. — нелинейный эффект, наблюдаемый в пьезоэлектрич. монокристаллах, иногда в порошках пьезоэлектрич. кристаллов. Различают двухимпульсное и трёхимпульсное Э. э.

Для наблюдения двухимпульсного Э. э. исследуемый кристалл 2 (рис. 1) помещают в ёмкостный зазор СВЧ-резонатора или между обкладками конденсатора 1, включённого в контур ВЧ генератора ЯМР-спектрометра 4, в зависимости от выбранного диапазона частот. В момент времени $t = 0$ на образец подаётся сигнал — радиоим-

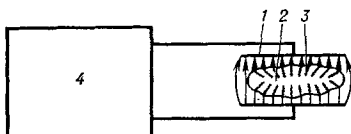


Рис. 1. Схема наблюдения электроакустического эха в пьезоэлектрическом кристалле, помещённом в электрическое поле: 1 — конденсатор; 2 — кристалл; 3 — акустические волны; 4 — импульсный ЯМР-спектрометр.

пульс с частотой заполнения ω , а через промежуток времени τ — второй импульс с частотой 2ω . Эффект Э. э. состоит в появлении дополнительного сигнала (отклика) с частотой ω через время τ после подачи второго импуль-

са. Этот отклик может быть задержан на любой, достаточно большой, промежуток времени, не кратный времени прохождения звуковой волны в кристалле.

Механизм эффекта двухимпульсного Э. э. состоит в следующем. Радиоимпульс в момент $t = 0$ (рис. 2, а) возбуждает с поверхности пьезокристалла УЗ-вые волны, к-рые распространяются в глубь кристалла. Частота этих волн — ω , волновой вектор — k , а амплитуда зависит от анизотропии пьезоэлектрич. свойств и упругости кристалла, его ориентации в электрич. поле конденсатора, качества обработки поверхности и амплитуды возбуждавшего их электрич. поля. Поле радиоимпульса с частотой 2ω , подаваемого в момент времени τ , взаимодействует велинейно с системой бегущих УЗ-вых волн (см. *Нелинейное взаимо-*

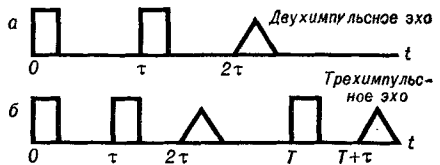


Рис. 2. Временное распределение импульсов двухимпульсного (а) и трёхимпульсного (б) электронного эха.

действию). Это взаимодействие обусловлено нелинейностью пьезоэффекта, т. е. членами вида:

$$\sigma_{ij} \sim e_{nijkl} u_{kl} E_n,$$

$$D_m \sim e_{mijhl} u_{ij} u_{kl}$$

в ур-ниях состояния пьезоэлектрич. кристалла (σ_{ij} — тензор механич. напряжений, D_m — вектор электрич. индукции, u_{ij} — тензор деформации, E_n — вектор электрич. поля, e_{nijkl} — тензор нелинейных пьезоэлектрич. коэффициентов). Как видно из дисперсионной диаграммы (рис. 3, а), взаимодействие прямой акустич. волны (ω, k) и внешнего электрич. поля ($2\omega, 0$) приводит к генерации обратной волны ($\omega, -k$). Поэтому второй импульс с частотой 2ω в момент τ меняет направление распространения всех акустич. волн на обратное, а ещё через один промежуток времени τ эти волны приходят в исходные точки, т. е. на поверхность пьезоэлектрич. кристалла, причём в момент прихода все вол-

ны вновь находятся в фазе. На поверхности кристалла происходит преобразование акустич. волн (ω , k) в электрич. сигнал частотой ω , k -рый и воспринимается приёмной системой спектрометра как отклик, т. е. сигнал Э. э. Амплитуда последнего зависит от эффективности преобразования переменного поля в УЗ-вые колебания и обратно, от затухания УЗ-вых волн в кристалле, а также от степени нелинейности. Форма импульса определяется анизотропией линейных и нели-

распространения акустич. волн, возбуждённых первым импульсом. Т. о., в кристалле навстречу друг другу распространяются прямые и обратные волны, нелинейное взаимодействие к-рых приводит к появлению в пространстве взаимодействия постоянной составляющей, как это следует из дисперсионной диаграммы (рис. 3, б). При наличии в кристалле примесей постоянная составляющая выводит их из состояния равновесия, и таким образом в пространстве фиксируется информация о взаимодействии прямой и обратной волн. Третий импульс в момент времени T воздействует на неоднородные в пространстве примесные состояния и возбуждает акустич. волну, k -рая от этих примесей распространяется к поверхности кристалла, где благодаря пьезоэффекту восстанавливается в виде электрич. сигнала. При этом время T должно быть меньше времени релаксации, в течение к-рого восстанавливается равновесное распределение примесей, нарушенное взаимодействием волн. При низких темп-рах время T может достигать ~ 1 месяца.

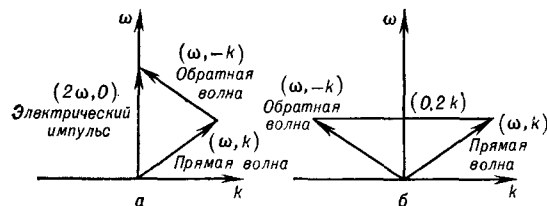


Рис. 3. Дисперсионные диаграммы, поясняющие образование двухимпульсного (а) и трёхимпульсного (б) электроакустического эха.

нейных пьезоэлектрич. коэффициентов. При увеличении времени задержки t амплитуда импульса Э. э. уменьшается, т. к. увеличивается время пробега УЗ-вого импульса и его затухание в кристалле. В принципе, величина t может быть значительно больше времени пробега звука в кристалле в одном направлении, т. е. УЗ-вая волна до поворота её вторым импульсом может испытывать многократные отражения. Такой эффект наблюдается в пьезоэлектрич. порошках. Понижение темп-ры снижает поглощение УЗ-вых волн и, следовательно, увеличивает сигнал Э. э.

Трёхимпульсное эхо наблюдается примерно по такой же схеме, но в этом случае, помимо второго импульса в момент t (рис. 2, б), на кристалл подаётся ещё третий импульс в момент T с частотой 2ω . При этом отклик наблюдается в момент $T + t$. Временная структура наблюдаемых в этом случае сигналов более сложна. При этом, как и раньше, первый импульс возбуждает с поверхности пьезоэлектрика УЗ-вые волны, распространяющиеся по всем направлениям в глубь кристалла. Второй импульс в момент t производит две операции: возбуждает, как и первый, УЗ-вые волны и меняет на обратное направление

восстанавливается равновесное распределение примесей, нарушенное взаимодействием волн. При низких темп-рах время T может достигать ~ 1 месяца.

С физич. точки зрения эффекты двухимпульсного и трёхимпульсного эха подобны явлениям генерации обратной волны и акустич. памяти (см. *Акустоэлектроника*). Однако детальная картина Э. э. значительно сложнее. Эксперименты по Э. э. проводят на частотах от нескольких десятков МГц до нескольких ГГц. В пьезоэлектрич. порошках сигнал отклика возрастает на резонансных частотах частиц порошка. Эффект Э. э. типичен для акустоэлектроники в том смысле, что преобразование электрич. сигналов осуществляется посредством акустич. волн. Он может найти применение в системе обработки радиосигналов.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ — электроакустические преобразователи для возбуждения акустич. колебаний звуковых и УЗ-вых частот, принцип действия к-рых основан на взаимодействии переменного электрич. тока с магнитным полем. Основа конструкции Э. и. — помещённый в постоянное магнитное поле проводник (в виде витка или катушки),

В. Е. Лянов.

по к-рому протекает переменный ток. Переменная сила, возникающая при этом, вызывает колебания с частотой тока подвижной системы Э. и. В подвижную систему, помимо проводника с током, входит связанное с ним излучающее устройство в виде диафрагмы или твёрдого тела к.-л. другой формы.

Широкополосные Э. и. выполняются в виде звуковой катушки из нескольких десятков витков, помещённой в радиальный зазор магнита и связанной с бумажным диффузором (в конусных громкоговорителях) или с металлич. мембраной (в рупорных громкоговорителях). Такие Э. и. широко используются в радиовещании и других системах передачи слышимого звука. В УЗ-вой технике применяются более мощные Э. и., работающие на частоте резонанса подвижной системы. Резонансные Э. и. бывают двух типов: с подвижной катушкой и с неподвижной. Первые по конструкции аналогичны широкополосным громкоговорителям. С целью увеличения резонансной частоты с 50—200 Гц (у диффузорных Э. и.) до 20—25 кГц используются заземлённые металлич. диафрагмы, к к-рым приклеивается звуковая катушка. Подобные системы в УЗ-вом диапазоне частот применяются сравнительно редко, т. к. при излучении в газовую среду их мощность не превышает 1—2 Вт, а КПД очень низок.

В жидкости Э. и. используют для излучения звука низких частот, на к-рых применение резонансных магнитострикционных преобразователей и пьезоэлектрических преобразователей становится затруднительным. Для излучения значительной мощности на низких частотах требуется большая амплитуда смещений излучающей поверхности. Это относительно просто реализуется в Э. и. с помощью податливой подвески диафрагмы. Кнд Э. и. при работе в жидкости невысок и составляет 5—6%. Известны мощные импульсные Э. и., предназначенные для излучения в жидкость коротких импульсов акустических и работающие по принципу ударного возбуждения (напр., путём пропускания через виток подвижной системы разрядного тока от накопителя электрич. энергии).

Э. и. с неподвижной катушкой известны под названием излучателей

Сент-Клера; они применяются для излучения акустич. волн в газовой среде в диапазоне частот 8—75 кГц. Для излучения звука значительной интенсивности в среду с малым акустич. сопротивлением, какой являются газы, необходимо сообщить излучающей поверхности большую колебательную скорость. При сравнительно небольшой возбуждающей силе это достигается путём использования вибраторов с очень малыми механич. потерями и соответственно с весьма высокой добротностью. В Э. и. Сент-Клера вибраторами служат дюралюминиевые или латунные цилиндры с добротностью Q до 20 000—30 000, резонансная частота к-рых f_0 опреде-

ляется по Ф-ле: $f_0 = \frac{1}{2l_{ц}} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, где $l_{ц}$ — длина цилиндра, E и ρ — модуль Юнга и плотность материала цилиндра. Закрепляется цилиндр 1 в узловой плоскости (рис. 1) с помощью

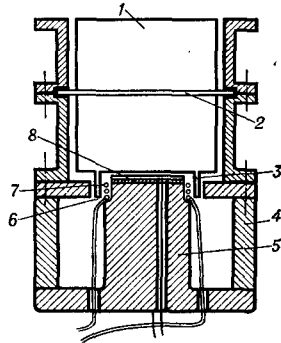


Рис. 1. Схема электродинамического излучателя Сент-Клера.

фланца 2 или трёх игл с острыми концами либо подвешивается в центре тяжести. Для предотвращения возникновения паразитных мод колебаний отношение $d/l_{ц}$ должно быть равно 1,178 (где d — диаметр цилиндра). Звуковая катушка 7 располагается на центральном керне 5 магнитной системы и представляет собой первичную обмотку трансформатора, имеющего вторичной обмоткой короткозамкнутый виток в виде тонкостенного кольца 3, расположенного на торце цилиндра и выточенного заодно с ним. Кольцо входит в воздушный зазор 6 магнита 4. При подаче возбуждающе-

го напряжения на звуковую катушку в короткозамкнутом витке индуцируется большой ток, к-рый и взаимодействует с магнитным полем. При совпадении частоты тока с собственной частотой цилиндра-вибратора кольцо, вытягиваясь и выталкиваясь из зазора, возбуждает в вибраторе продольные колебания. Благодаря очень острой резонансной характеристике системы (полоса пропускания на частотах 17—25 кГц обычно составляет 2—4 Гц) такие Э. и., как правило, работают в режиме самовозбуждения. Напряжение обратной связи, получаемое с помощью ёмкостного или пьезоэлектрич. датчика колебаний 8, через предварительный усилитель и фазовращатель подаётся на мощный усилитель, питающий звуковую катушку. Кпд η Э. и. такого типа зависит в основном от магнитной индукции B_0 в зазоре, внутреннего трения в материале цилиндра и способа крепления вибратора. Так, при $B_0 = 10—20$ кГс $\eta = 7—9\%$, а при $B_0 = 120$ кГс и при $Q \sim 10\,000$ величина η может достигать 30%. Уровень звукового давления достигает у Э. и. Сент-Клера 160 дБ, акустич. мощность составляет 10—50 Вт. Если торцы цилиндра имеют сферич. форму, можно получить сфокусированное излучение. Преимущество излучателя Сент-Клера перед газоструйными излучателями состоит в возможности получения высокой плотности энергии в диапазоне высоких звуковых и низких УЗ-вых частот при малом уровне амплитуд гармонич. составляющих. Такие Э. и. используются гл.

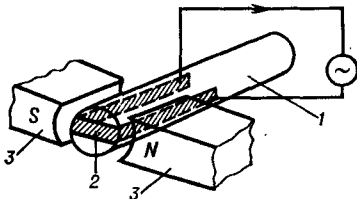


Рис. 2. Схема электродинамического способа возбуждения колебаний в твёрдых телах.

обр. для прецизионных акустич. измерений в газовых средах и для исследовательских целей.

Э. и. применяются также для возбуждения УЗ-вых колебаний в твёр-

дых телах, напр. для возбуждения крутильных резонансных колебаний в стержнях из изоляционных материалов. В этом случае (рис. 2) виток 2, к к-рому подводится переменное электрич. напряжение, выполняется в виде проводящей обкладки, нанесённой на поверхность цилиндрич. стержня 1 (стеклянного, керамического), закреплённого посередине. При создании магнитного поля в плоскости витка, напр. путём помещения стержня в зазор магнита 3 и пропускания через виток переменного тока с частотой, совпадающей с собственной частотой крутильных колебаний стержня $f_n = (n/2l_c) \sqrt{G/\rho}$ (где l_c — длина стержня, G — модуль сдвига, $n = 1, 3, 5, \dots$), в стержне возникают крутильные колебания. Если магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости сечения витка, в стержне возбуждаются продольные колебания.

Лит.: Clair H. W. St., «Rev. Sci. Instrum.», 1941, v.12, № 5, p. 250—56; G a v r e a u V., M i a n e M., «Acustica», 1954, v. 4, № 3, p. 387—95; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Сиротюк М. Г., «Технико-информац. бюлл. Особого конструкт. бюро электротехнич. оборудования», 1959, № 1, с. 29—50.

Ю. Я. Борисов.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРИЁМНИКИ з в у к а — приёмные электроакустические преобразователи, работа к-рых основана на явлении электромагнитной индукции. Согласно закону электромагнитной индукции, в проводящем контуре возникает электродвижущая сила E_i , если поток Φ вектора магнитной индукции B , проходящий через него, меняется со временем, причём $E_i = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}$, где $\Phi = \int_S \mathbf{B}ndS$, n — нормаль к поверх-

ности, охватываемой контуром, S — площадь этой поверхности. В звуковом диапазоне частот Э. п. используются для измерения звукового давления в воздушной среде. В этих Э. п. изменение потока происходит при колебаниях проволочной катушки относительно постоянного неоднородного магнитного поля. Конструкция их при этом практически не отличается от конструкции электродинамич. микрофонов, применяемых для приёма речи и музыки; звуковая катушка 3 связывается с колеблющейся под действием

звука диафрагмой 1 и помещается в зазор магнитной цепи, создаваемой постоянным магнитом 6 (рис. 1), фланцами 4 и 5 и керном 7. Чувствительность Э. п. в воздухе ~1—10 мВ/Па, динамич. диапазон — в пре-

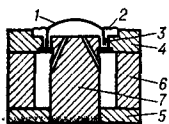


Рис. 1. Электродинамический приёмник звука для воздушной среды: 1 — принимающая звук диафрагма; 2 — гофрированный воротник; 3 — звуковая катушка; 4, 5 — фланцы; 6 — постоянные магниты; 7 — керн.

делах 15—140 дБ, неравномерность частотной характеристики ~ 3—4 дБ. Достоинство Э. п. — малое внутреннее сопротивление, поэтому кабель мало влияет на их свойства, недостаток — восприимчивость к внешним полям, чувствительность к изменению темп-ры и влажности.

Э. п. применяются также для измерения амплитуды колебательной скорости на поверхности твёрдых тел в звуковом и УЗ-вом диапазоне частот. При этом изменение магнитного потока достигается закреплением на колеблющемся теле катушки или магнита. Такой принцип конструкции используется, напр., для приёма продольных или сдвиговых волн (рис. 2, а, б). Возможно также бесконтактное измерение колебаний поверхности ферромагнитных тел (или любых твёрдых тел с наклеенной ферромагнитной

ферромагнитного тела, меняющегося под действием УЗ-вой волны. Для абсолютных измерений колебательной скорости v поверхности твёрдых тел применяют Э. п. в виде полоски проводника длиной l (изолированной от тела, если оно электропроводно), помещённой в однородное постоянное магнитное поле соответствующей для данного вида колебаний ориентации. При колебаниях полоски нормально к направлению магнитного поля, на концах полоски индуцируется переменная эдс $= vBl$. Э. п. для твёрдых тел обладают малой чувствительностью и требуют применения электронных усилителей с большим коэфф. усиления. Недостаток их — подверженность влиянию внешних электромагнитных полей.

Лит.: Блинов А. П., Колесников А. Е., Ланганс Л. Б., Акустические измерения, М., 1971. Л. К. Зарембо.

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ АНАЛОГИИ — аналогии в законах движения (колебаний) механич. колебательных систем и электрич. контуров. Основное достоинство Э. и э. а. — воз-

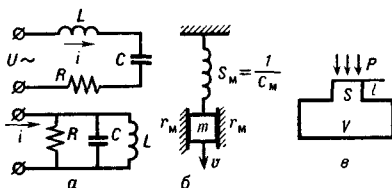


Рис. 1.

можность применения методов расчёта и анализа электрич. колебательных систем при рассмотрении свойств механич. и акустич. систем.

Э. и э. а. основаны на сходстве дифференциальных ур-ний, описывающих состояние этих систем. Напр., ур-ния колебаний в последовательном и параллельном одиночных электрич. контурах (рис. 1, а)

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int idt = U(t),$$

$$C \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{R} + \frac{1}{L} \int U dt = i(t)$$

аналогичны ур-нию колебаний механич. системы с одной степенью свободы (рис. 1, б)

$$m \frac{\partial v}{\partial t} + r_m v + \frac{1}{C_m} \int v dt = F(t)$$

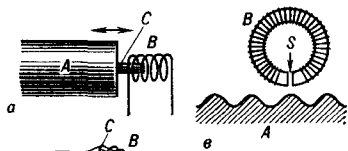


Рис. 2. Схема электродинамических приёмников продольных (а), крутильных (б) и поверхностных (е) волн в твёрдых телах: А — колеблющееся тело; В — катушка; С — укрепленный на теле магнит; S — зазор.

плёнкой). В этом случае приёмная катушка В имеет сердечник в виде постоянного магнита с зазором S (рис. 2, е), магнитный поток в ней зависит от расстояния до поверхности

(обозначения см. в табл.). Подобным же уравнением описываются колебания в акустическом резонаторе (рис. 1, в). При этом m , r_m и C_m заменяются соответственно на m_a , r_a и C_a (см. табл.).

На основании сопоставления сходных ур-ний составляется таблица соответствия электрич., механич. и акустич. аналогов, причём в зависимости от того, ур-ние последовательного или параллельного электрич. контура выбрано для сопоставления, различают 1-ю (прямую) и 2-ю (инверсную) системы аналогий. При рассмотрении

нич. систем с заданными частотными характеристиками; при этом производится построение механич. аналога электрич. схемы, обладающей нужными

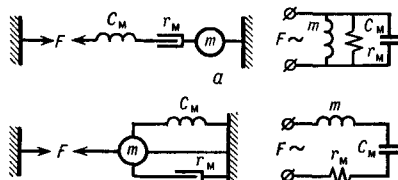


Рис. 2.

Электрические и механические аналоги

Электрические величины	Механические величины		Акустические величины
	1-я система	2-я система	
Напряжение (эде) U	Сила F	Скорость v	Звуковое давление p
Ток i . . .	Скорость v	Сила F	Объёмная скорость Sv
Индуктивность L	Масса m	Податливость (гибкость) C_m	Акустическая масса $m_a = \rho l/S$
Емкость C	Податливость (гибкость) C_m	Масса m	Акустическая податливость $C_a = V/cv^2$
Активное сопротивление R	Сопротивление механических потерь r_m	Активная механическая проводимость $1/r_m$	Сопротивление акустических потерь r_a

S — площадь, ρ — плотность среды, c — скорость звука в среде, V — объём.

акустических систем наибольшее распространение получила 1-я система аналогий.

Э. и э. а. особенно удобны при определении свойств сложных механич. систем с несколькими степенями свободы, аналитич. исследование к-рых решением дифференциальных ур-ний движения весьма трудоёмко. Такие системы представляют в виде совокупности электрич. контуров, и полученную электрич. схему (эквивалентную схему) анализируют приёмами электротехники. Метод Э. и э. а. успешно применяется также при синтезе меха-

ми свойствами. Способ соединения электрич. аналогов связанных механич. элементов определяется специальными правилами с учётом выбранной системы аналогий. Так, напр., механич. двухполюсники, развивающие одинаковые усилия (соединённые в цепочку), изображаются в 1-й системе аналогий параллельным соединением электрич. аналогов (рис. 2, а), а имеющие одинаковые относительные скорости (соединение в узел) — последовательным (рис. 2, б).

Важными элементами, часто применяемыми при построении схем Э. и э. а., являются устройства, осуществляющие трансформацию обобщённых сил и скоростей и согласование импедансов. В механич. системах — это абсолютно жёсткий и невесомый рычаг, в акустических — камера с разными площадями входного и выходного отверстий, в электрических — идеальный трансформатор с коэфф. трансформации, равным отношению плеч рычага $n = l_2/l_1$ или площадей отверстий $n = S_2/S_1$ (рис. 3, а, б, в).

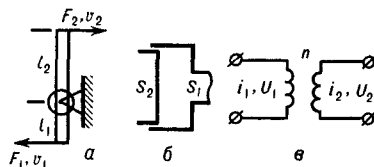


Рис. 3.

Метод Э. и э. а. применяется для расчёта электромеханич. и электроакустических преобразователей. Он даёт возможность построить единую эквивалентную схему преобразователя,

на основе к-рой средствами электро-техники может быть проведён весто-ронный анализ его работы. Хотя метод Э. и э. а. разработан в основном применительно к системам с сосредото-ченными параметрами, он может быть распространён и на системы с рас-пределёнными параметрами. Суще-ствует, напр., аналогия между продоль-ными колебаниями стержней, распро-странением звуковых волн в акустич. волноводах и волн в электрич. длин-ных линиях, основанная на том, что перечисленные процессы описываются ур-ниями, аналогичными телеграф-ному ур-нию.

Лит.: Фурдурев В. В., Электроаку-стика, М.—Л., 1948; Олссон Г., Дина-мические аналогии, пер. с англ., М., 1947; Маташук И., Ультразвуковая техни-ка, пер. с нем., М., 1962; Скучик Е., Простые и сложные колебательные систе-мы, пер. с англ., М., 1971.

Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ЭЛЕКТРОН — стабильная элемен-тарная частица с отрицательным электрич. зарядом $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл ($4,803 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ). Образует элект-ронные оболочки атомов, Э. являются основными структурными единица-ми материи. Масса покоя Э. $m_e = = 9,109 \cdot 10^{-28}$ г. Э. обладает собствен-ным моментом количества движения, или спином

$$s = \hbar/2,$$

где $\hbar = h/2\pi$, h — Планка постоянная. Благодаря спину Э. обладает посто-янным магнитным моментом $\mu_e = = 9,285 \cdot 10^{-24}$ Дж/Т ($9,285 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс), направленным противоположно спину. Классич. радиус электрона

$$r_0 = e^2/mc^2 = 2,82 \cdot 10^{-13}$$
 см.

В металлах и полупроводниках Э. от-ветственны за электрическую проводи-мость.

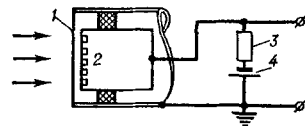
ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТ-НЫЙ РЕЗОНАНС акустиче-ский и й — см. Акустический парамаг-нитный резонанс электронный.

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМО-ДЕЙСТВИЕ — см. Взаимодействие ультразвука с электронами проводи-мости.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ПРИЁМ-НИКИ — приёмные электроакустиче-ские преобразователи, работа к-рых основана на принципе изменения электрич. ёмкости воздушного кон-денсатора при колебаниях одного из электродов. Для преобразования из-менений ёмкости в электрич. сигнал

к неподвижному электроду Э. п. обык-но подводится постоянное напряже-ние $U_0 \sim 100-200$ В. Переменное электрич. напряжение U_{\sim} , пропор-циональное смещению подвижного электрода, снимается с включённого последовательно с конденсатором на-грузочного сопротивления. При этом чувствительность Э. п. $\sim U_0 C_0$, где C_0 — ёмкость конденсатора. Исполь-зуется также включение конденса-тора в контур высокочастотного генера-тора, частота к-рого модулируется в такт с изменением ёмкости. Глубина частотной модуляции колебаний тока в контуре пропорциональна амплитуде колебательного смещения электрода. Э. п. применяются для измерения зву-кового давления в газовых средах или для бесконтактного измерения вибра-ций твёрдой поверхности.

Э. п., используемые в газовой среде, аналогичны конденсаторным микро-фонам и представляют собой тонкую металлич. или пластмассовую металли-зованную мембрану (подвижный элект-род 1), расположенную на неболь-шом ($20-40$ мкм) расстоянии от не-подвижного электрода 2 (базы) (рис.).



Схема, поясняющая принцип действия электростатического приёмника: 1 — подвижный электрод; 2 — неподвижный электрод; 3 — нагрузочное сопротивление; 4 — источник напряжения поляризации.

При колебаниях мембраны под дей-ствием акустич. волн ёмкость такого конденсатора меняется с частотой воз-буждающего звукового поля. Для получения прямой пропорциональ-ности между напряжением U_{\sim} и звуко-вым давлением необходимо, чтобы смеще-ние подвижного электрода под дей-ствием давления определялось упру-гостью, т. е. частота собственного меха-нич. резонанса Э. п. лежала бы вы-ше рабочего диапазона воспроизводи-мых частот. В ранних конструкциях Э. п. повышение резонансной частоты достигалось натяжением мембраны, а в современных микрофонах опре-деляется упругостью воздуха, находя-щегося между электродами.

Достоинства Э. п. состоят в высокой чувствительности, равномерной частотной характеристике и низком уровне собственного шума, а также в малой температурной зависимости свойств (чувствительности, резонансной частоты, электрич. импеданса и др.). Их недостатки — сравнительная сложность конструкции и необходимость применения согласующих каскадов в непосредственной близости от капсулы микрофона: малая ёмкость конденсатора (несколько десятков пикофарад) и большое сопротивление нагрузки исключают возможность присоединения Э. п. к усилительному устройству соединительным кабелем даже малой длины, т. к. в этом случае чувствительность резко падает в результате того, что ёмкость микрофона шунтируется ёмкостью кабеля. В качестве согласующих устройств используются либо катодные повторители на миниатюрных электронных лампах, либо каскады, выполненные на полевых транзисторах.

Для увеличения чувствительности Э. п. на неподвижном электроде делают канавки или выемки и повышают поляризующее напряжение U_0 , однако величина U_0 ограничена опасностью электрич. пробоя между обкладками конденсатора и возможностью залипания мембраны в результате её прогиба из-за действия электрич. сил. Обычно U_0 не превышает 250 В. Э. п. могут работать и без поляризующего напряжения. Это достигается применением в устройствах материалов, несущих на себе постоянный электрич. заряд (*электреты*). Электрическая полимерная плёнка помещается в зазор между электродами. Свойства полимерных электретов позволяют обеспечить стабильную работу микрофонов в течение десятков лет при заряде, соответствующем напряжению 150 В.

В диапазоне звуковых частот чувствительность Э. п. колеблется в пределах 5—50 мВ/Па при динамич. диапазоне 10—150 дБ. У более высокочастотных Э. п. (известны миниатюрные Э. п. с линейной характеристикой вплоть до 100—140 кГц) чувствительность снижена до 0,5—3 мВ/Па, зато они могут работать в полях со звуковыми давлениями до 174—184 дБ.

Разновидностью Э. п. являются акустич. зонды, предназначенные для измерений в малых объёмах и трудно-

доступных местах. Для этого служат трубчатые звукопроводы. Такие зонды могут выполняться как обычные конденсаторные микрофоны, но снабжённые трубчатými насадками разной длины и диаметра, либо иметь «бесконечную» длинную линию, обеспечивающую режим бегущей волны в приёмной трубке с целью устранения в ней нежелательных резонансов.

Э. п., предназначенные для измерения колебаний поверхностей твёрдых тел, устроены, в принципе, аналогично Э. п. для воздушной среды, только подвижным электродом служит сама колеблющаяся поверхность тела, амплитуду колебаний к-рой необходимо измерить. В таких Э. п. чаще применяется способ измерения амплитуды колебаний, основанный на частотной модуляции. Детектируя полученный высокочастотный сигнал, можно определить частоту и амплитуду колебаний вибрирующей поверхности.

Лит.: Беранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952; Эфрусси М. М., Микрофоны и их применение, М., 1974; Блинова Л. П., Колесников А. Е., Ланганс Л. Б., Акустические измерения, М., 1971. Ю. Я. Борисов.

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ — деформация твёрдых, жидких и газообразных диэлектриков в электрич. поле, обусловленная их поляризацией и пропорциональная квадрату напряжённости электрич. поля. Квадратичная зависимость деформации от поля E означает, в частности, что знак Э. (т. е. расширяется или сжимается вещество в электрич. поле) не зависит от направления поля. В переменном поле в результате Э. механич. колебания происходят с частотой вдвое большей, чем частота поля. В твёрдых телах Э. выражается квадратичной формой:

$$u_{im}(E) = \sum_i \sum_j q_{ijlm} E_i E_j, \quad (*)$$

где u_{im} — компонента тензора деформации, E_i и E_j — составляющие электрич. поля, q_{ijlm} — коэффициенты Э.; все индексы i, j, l, m принимают значения 1, 2, 3 или соответственно x, y, z . В газах и жидкостях Э. описывают ф-лой: $\Delta V/V = A E^2$, где $\Delta V/V$ — относительная объёмная деформация, A — постоянная Э.

Э. обусловлена поляризацией диэлектриков в электрич. поле, т. е. смещением под действием поля ато-

мов, несущих на себе электрич. заряды (ионы, электрич. диполи), или изменением ориентации диполей. Э. обладают все твёрдые диэлектрики независимо от их структуры и симметрии в отличие от *пьезоэффекта*, к-рый наблюдается только у сред, не имеющих центра симметрии (см. *Пьезоэлектричество*). С другой стороны, создание механнч. напряжений в веществах, обладающих Э., но не являющихся пьезоэлектриками, не сопровождается возникновением электрич. поляризации и соответственно электрич. поля: в средах, обладающих центром симметрии, однородная деформация, возникающая под действием механнч. напряжений, вызывает однородное изменение расстояний между зарядами атомов и, следовательно, не приводит к появлению электрич. момента, т. е. поляризации. Поэтому, в принципе, Э. можно использовать для возбуждения звука (с удвоенной по отношению к электрич. полю частотой), но не для преобразования звуковых колебаний в электрические.

Количественно электрострикционная деформация твёрдых тел меньше, чем пьезоэлектрическая. Величина q у кристаллов имеет порядок 10^{-14} — 10^{-10} ед. СГСЭ. В поле $E = 1$ ед. СГСЭ (300 В/см) обусловленная Э. деформация в кристаллах не превышает по порядку величины $3 \cdot 10^{-10}$, в то время как пьезоэлектрич. деформация даже при относительно малом пьезомодуле $d_{ik} = 10^{-8}$ ед. СГСЭ имеет порядок 10^{-8} , а в нек-рых случаях достигает $\sim 10^{-5}$.

Э. наблюдается в газах, обладающих дипольными моментами. Среди жидкостей наибольшей Э. также обладают дипольные, хотя, в принципе, зависимость плотности от электрич. поля имеет место в любой диэлектрич. жидкости. Согласно термодинамич. теории, в изотропном веществе $A = \frac{\beta}{8\pi} \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)$, где β — сжимаемость, ρ — плотность, ε — диэлектрич. проницаемость. Величина A в таких жидкостях, как ксилол, толуол, нитробензол, имеет порядок 10^{-12} ед. СГСЭ.

Наличие свободных зарядов (электронов и ионов) не исключает Э., к-рая наблюдается не только у чистых диэлектриков, но и у ионизированных газов, электролитов и полупроводни-

ков, однако, вследствие экранирования свободными зарядами, поле, действующее на связанные с атомами заряды, оказывается уменьшенным. В сильно проводящих средах, напр. в металлах, электрич. поле равно нулю и, следовательно, Э. отсутствует.

Особую роль играет Э. у *сегнетоэлектриков*, где аномально большой пьезоэффект обусловлен т. н. линейризованной Э., к-рая имеет место благодаря наличию в сегнетоэлектриках постоянной, не зависящей от внешнего поля, спонтанной поляризации P_s (см. *Сегнетоэлектричество*) и, следовательно, большого спонтанного внутреннего поля E_s , пропорционального P_s . При воздействии переменного внешнего поля с амплитудой $E \sim < E_s$ основную роль в выражении для эффекта Э. приобретает член с частотой переменного поля и амплитудой $\sim E_s E$, т. е. напряжённость поля E_s входит в качестве одного из сомножителей в выражение (*), тем самым линеаризируя и усиливая деформацию, возникающую в результате приложения внешнего поля. Характерный пример линеаризации эффектов Э. — поляризация *пьезокерамики* постоянным полем.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1957; Тамм И. Е., Основы теории электричества, 3 изд., М.—Л., 1946; Желеudev И. С., Физика кристаллических диэлектриков, М., 1968. Р. Е. Пасенков.

ЭМИССИЯ акустическая — изучение упругих волн, возникающее в процессе перестройки внутренней структуры твёрдых тел. Акустич. Э. появляется при пластич. деформации твёрдых материалов, при возникновении и развитии в них дефектов, напр. при образовании трещин, при фазовых превращениях, связанных с изменением кристаллич. решётки, а также при резании твёрдых материалов. Физич. механизм, объясняющим ряд особенностей акустич. Э., является движение в веществе *дислокаций* и их скоплений. Неравномерность, прерывистость дислокационных процессов, связанных с отрывом дислокаций от точек закрепления, торможением их у препятствий, возникновением и уничтожением отдельных дислокаций, является причиной, обуславливающей излучение волн напряжённая, т. е. акустич. Э. Соответственно акустич. Э. имеет «взрывной», им-

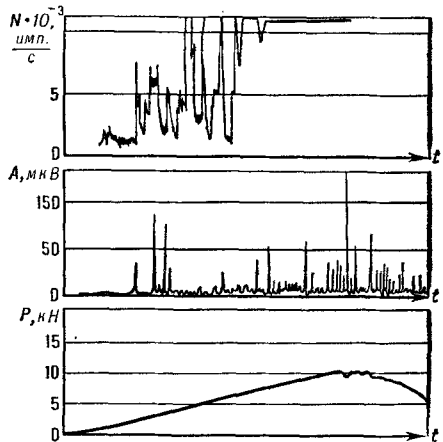
пульсный характер; длительность импульса может составлять 10^{-8} — 10^{-4} с, энергия отдельного импульса — от 10^{-9} до 10^{-6} Дж.

В качестве источника акустич. Э. можно рассматривать расположенный в глубине образца твёрдого тела элемент объёма, испытывающий изменение напряжённого состояния. Сигналы акустич. Э. проявляются в виде колебаний поверхности образца, смещение при к-рых составляет 10^{-14} — 10^{-7} м; иногда эти сигналы достаточно сильны и могут восприниматься на слух (напр., «крик олова» при пластич. деформировании этого материала). Сигнал Э., распространяясь от источника к поверхности образца, претерпевает существенное искажение вследствие *дисперсии скорости звука*, трансформации типа и формы волны при отражении, затухания звука и др. Если время затухания сигнала и время переходных процессов в образце меньше промежутка времени между излучаемыми импульсами, Э. воспринимается в виде последовательности импульсов и наз. дискретной или импульсной. Если же интервал между отдельными актами излучения меньше времени затухания, Э. имеет характер непрерывного излучения, в подавляющем большинстве случаев нестационарного, и наз. непрерывной или сплошной. Дискретная Э. имеет место, напр., при образовании трещин, непрерывная — в процессе резания. Частотный спектр акустич. Э. весьма широк — он простирается от области слышимых частот до десятков и сотен МГц.

Акустич. Э. пользуются для получения информации о процессах, происходящих внутри вещества, для неразрушающих испытаний материалов и, в частности, для обнаружения дефектов в деталях и конструкциях. Сигналы Э. принимают на поверхности образца обычно посредством контактных виброметров, велосиметров или акселерометров или же бесконтактными оптич. виброметрами (см. *Приёмники и индикаторы ультразвука*). В большинстве методов испытаний материалов применяют механич. нагружение образца: сигналы Э. регистрируются в процессе возрастания или убывания приложенного к образцу внешнего механич. напряжения. Деформация всего образца при таком

нагружении обычно не выходит за предел упругости материала, однако концентрация напряжений вблизи дефектов вызывает локальное пластич. деформирование и соответственно появление Э. Объём области пластич. деформации зависит от размера дефекта, его локализации по отношению к действующему напряжению и от величины этого напряжения. От этого объёма зависит, в свою очередь, интенсивность сигналов Э.

Для неразрушающего контроля важно сопоставление параметров излучаемых акустич. сигналов с параметрами дефекта — его размерами и положением или с характеристиками происходящих в веществе процессов. К основным параметрам, характеризующим акустич. Э., относятся: общее число импульсов дискретной Э. за исследуемый промежуток времени; т. н. суммарная (или интегральная) Э. — число превышений сигналом Э. установленного уровня за исследуемый промежуток времени; интенсивность Э. — число превышений сигналом Э. установленного уровня в единицу времени; амплитуда Э. — мак-



Зависимость интенсивности акустической эмиссии N и её амплитуды A на выходе преобразователя от времени при возрастании приложенной к образцу растягивающей силы P . Образец из алюминиевого сплава сечением 30×4 мм² с надрезом глубиной 10 мм и начальной трещиной.

симальное значение сигнала Э. в течение заданного промежутка времени; уровень сигналов Э. — среднее квадратичное сигнала за рассматривае-

мый промежуток времени. Корреляцию этих параметров с развитием дефектов устанавливают при лабораторных испытаниях образцов, в процессе которых регистрируют в функции времени параметры акустич. Э. и действующую внешнюю силу или деформацию образца (рис.). Если акустич. Э. имеет квазистационарный характер, параметром Э., дающим информацию о состоянии материала и о происходящих в нём процессах, может служить её частотный спектр.

Для регистрации параметров акустич. Э., а также для записи формы сигналов и их длительности применяют специальную аппаратуру, к-рая должна обеспечивать приём слабых сигналов Э. на фоне шумов, обладать необходимым быстродействием (интенсивность Э. меняется в пределах от 0 до 10^5 импульсов в секунду) и малыми собственными шумами, вносить минимальные искажения. В качестве приёмников колебаний в большинстве случаев используются пьезокерамич. преобразователи; при определении местоположения дефекта на испытуемом образце иногда располагают несколько приёмных преобразователей. Используются также оптич. интерференционные методы измерения колебаний с применением лазерного излучения. Сигналы с датчиков колебаний усиливают и подвергают дальнейшей обработке с помощью электронной аппаратуры. Обычно рабочий диапазон аппаратуры ограничивают снизу частотой ~ 30 кГц, чтобы уменьшить влияние окружающих шумов, а сверху — частотой \sim нескольких МГц, поскольку создание более высокочастотной аппаратуры представляет большие технич. трудности.

Применяемые при испытаниях материалов и конструкций нагружающие устройства должны обеспечивать создание необходимых сил (для металлов обычно до 10^4 — 10^5 Н) при заданной скорости нагружения, варьируемой от 0 до 70 Н/с. Наряду со специальными механич. устройствами и с использованием грузов, для создания напряжений в образцах применяются гидравлич. и тепловые методы. Ввиду весьма низкого уровня сигналов акустич. Э. вносимые нагружающими устройствами шумы (в т. ч. в местах закрепления образцов) должны быть сведены к минимуму.

Методы Э. находят широкое практическое применение. Они используются для раннего распознавания трещин при испытаниях материалов на ползучесть, для выявления скрытых дефектов на стадии их зарождения, для исследования коррозии металлов под напряжением, для определения дефектов в металлич. и неметаллич. композиционных материалах, для локализации дефектов и изучения кинетики развития трещин в сварных швах и др. По параметрам Э. судят о процессах в кристаллич. телах при их нагревании и охлаждении, напр. регистрируют в металлич. материалах фазовые превращения мартенситного типа. Акустич. Э. используется также при выборе режимов резания металлов. В производственных условиях методы акустич. Э. применяются для локализации и определения параметров дефектов и наблюдения за их развитием при испытаниях сосудов высокого давления, элементов конструкций различного типа, в т. ч. элементов ракет и самолётов.

Лит.: Грешников В. А., Дробот Ю. Б., Акустическая эмиссия, М., 1976; Коттрел А. Х., Дислокации и пластическое течение в кристаллах, М., 1958; Dunegan H., Haggis D., «Ultrasonics», 1969, в. 7, № 3, p. 160—66; Mason W. P. и др., там же, 1975, в. 13, № 3, p. 128—75; Gabes I., Leskovac P., там же, 1977, в. 15, № 1, p. 17—20.
И. П. Голымина, Г. И. Эскин.

ЭМУЛЬГИРОВАНИЕ ультразвуковое — переход одной из взаимно нерастворимых жидкостей в дисперсное состояние в среде другой под действием акустич. колебаний, или, иначе, УЗ-вое диспергирование жидкости в жидкости. УЗ-вое Э. позволяет получать высокодисперсные, практически однородные и химически чистые эмульсии. Для протекания УЗ-вого Э. необходима кавитация, условия возникновения и протекания к-рой определяют основные зависимости Э. от интенсивности и частоты УЗ, темп-ры, давления, наличия растворённых газов и т. п. Детальный механизм образования капель эмульсии под действием кавитации не известен, существуют лишь гипотезы. В соответствии с одной из них кавитационная полость в одной из жидкостей вблизи раздела двух фаз в стадии захлопывания увлекает и отрывает капельки от общей массы другой жидкости. Другая гипотеза объясня-

ет образование эмульсии распадом на капельки кумулятивных струй, образующихся при несимметричном захлопывании кавитационных полостей. Э. начинается, когда интенсивность I УЗ превышает нек-рое пороговое значение $I_{п}$, ниже к-рого процесс не протекает. Напр., $I_{п}$ для систем масло — вода на частоте 25 кГц лежит в пределах от долей Вт/см² до нескольких Вт/см². Величина $I_{п}$ снижается, если Э. протекает вблизи поверхности твердой фазы, инициирующей образование кавитации. При $I > I_{п}$ скорость образования эмульсии растёт с увеличением интенсивности УЗ. С увеличением времени экспонирования концентрация эмульсии возрастает, достигая нек-рого предельного значения. Существование предельной концентрации обусловлено одновременным протеканием процесса противоположного направления — акустич. коагуляции — и изменением в ходе процесса условий для возникновения кавитации. Выражение, описывающее кинетику УЗ-вого Э. с учётом протекания коагуляции, имеет вид:

$$\frac{\partial (VC)}{\partial t} = \alpha C - \beta VC^n,$$

где V — объём рассматриваемой эмульсии, C — концентрация, A — площадь границы раздела двух жидких фаз, α и β — параметры, зависящие от акустич. поля, свойств границы раздела и других условий эксперимента, αC — скорость образования дисперсной фазы, βVC^n — скорость коагуляции, n — показатель коагуляции, равный числу взаимодействующих частиц. Э. может протекать в широком диапазоне частот; практически используемые частоты не превышают 2—3 МГц. Диаметр капель дисперсной фазы не зависит от интенсивности УЗ и незначительно зависит от частоты. Так, напр., при увеличении частоты УЗ с 20 кГц до 2 МГц диаметр капель уменьшается лишь вдвое. Минимальный размер капель при УЗ-вом Э. — 10^{-1} мкм. Образование дисперсной фазы облегчается с понижением вязкости исходных компонентов. С уменьшением межфазного натяжения снижается значение $I_{п}$, а при заданных надпороговых значениях I можно получать более концентрированные эмульсии.

В зависимости от типа *излучателя ультразвука*, применяемого в эмульгирующем устройстве, различают два способа Э.: 1) с использованием магнитострикционных или пьезоэлектрич. преобразователей, создающих УЗ-вое поле в сосуде со смешиваемыми жидкостями. Это сравнительно дорогой способ Э., позволяющий получать высококачественную, практически монодисперсную эмульсию. Производительность УЗ-вого Э. составляет десятки и сотни литров эмульсии в час. 2) С использованием *гидродинамических излучателей*. В этом случае струи смешиваемых жидкостей подаются из сопла на острый край вибратора жидкостного свистка. Помимо кавитации, диспергирующее действие здесь оказывают турбулентные пульсации скорости и давления в струе. Такие эмульгирующие устройства просты в изготовлении и эксплуатации, позволяют достигнуть больших производительностей — порядка тысяч и десятков тысяч л/ч, однако качество эмульсии ниже, чем при первом способе Э.

Лит.: Недужий С. А., Исследование процесса образования эмульсий, вызываемого действием звуковых и ультразвуковых колебаний, «Акуст. ж.», 1961, т. 7, в. 3; е го же, О характере возмущений, вызывающих образование дисперсной фазы эмульсии в акустическом поле, там же, 1964, т. 10, в. 4; Агранат Б. А. и др., Ультразвук в гидрометаллургии, М., 1969, с. 127—33; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, с. 462—69; Агранат Б. А. и др., Ультразвуковая технология, М., 1974. О. К. Эпштейн.

ЭНЕРГИЯ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ — добавочная энергия среды, обусловленная наличием звуковых волн. Э. з. в. единицы объёма среды наз. плотностью звуковой энергии E и равна:

$$E = \frac{\rho v^2}{2} + \frac{\beta p^2}{2},$$

где первый член — плотность кинетич. энергии $E_{кин}$, а второй — плотность потенциальной энергии $E_{пот}$, ρ — плотность среды, $\beta = 1/\rho c^2$ — сжимаемость среды, c — скорость звука, v — *колебательная скорость частиц*, p — звуковое давление. Для плоской бегущей волны $E_{кин} = E_{пот}$ и плотность полной энергии $E = \rho v^2 = \beta p^2$. В произвольной волне такое же выражение имеет место для среднего по времени значения плотности полной звуковой энергии.

Плотность звуковой энергии в системе единиц СИ измеряется в Дж/м³, в системе СГС — в эрг/см³; 1 эрг/см³ = = 10⁻¹ Дж/м³. Для гармонич. плоской бегущей звуковой волны средняя по времени плотность энергии равна: $E = \frac{1}{2} \rho v_0^2 = \frac{1}{2} \beta p_0^2$, где v_0 и p_0 — амплитуды колебательной скорости и давления.

В стоячей волне в отличие от бегущей средние по времени значения кинетич. и потенциальной энергии не равны друг другу в каждой точке:

$$\bar{E}_{\text{кин}} = \frac{1}{8} \beta p_0^2 (1 - \cos 2kx),$$

$$\bar{E}_{\text{пот}} = \frac{1}{8} \beta p_0^2 (1 + \cos 2kx),$$

где k — волновое число, а координата x отсчитывается от пучности давления. Значение $\bar{E}_{\text{кин}}$ достигнет максимума в узлах, а $\bar{E}_{\text{пот}}$ — в пучностях давления. Средняя по времени (или по пространству) плотность полной звуковой энергии в стоячей волне равна $\frac{1}{4} \beta p_0^2$.

При наличии в среде нескольких гармонич. волн разных частот плотности энергии складываются; для волн же одинаковой частоты плотности энергии не аддитивны, напр. при сложении двух одинаковых волн, когда амплитуды во всех точках среды удваиваются, плотность энергии учетверяется.

ЭХО — волна, отражённая от к.-л. препятствия и принятая наблюдателем. Акустич. Э. можно наблюдать, напр., при отражении импульса акустического от хорошо отражающих границ. Э. различимо на слух, если принятый и посланный импульсы разделены интервалом времени $\tau \geq 50$ —60 мс. Э. становится многократным, если имеется несколько отражающих поверхностей. В замкнутых объёмах отдельные многочисленные Э. сливаются в сплошной отзвук, наз. *р е в е р а ц и е й*. Последняя может возникнуть также в открытом пространстве, например в море, при наличии очень большого числа отражающих объектов.

Э. используется как средство измерения расстояния r от источника сигнала до отражающего объекта: $r = ct/2$, где c — скорость распространения волн в среде. На этом принципе основаны различные применения эхо-

сигналов в гидролокации, в навигации; существуют специальные эхолоты для измерения глубины морского дна. Эхo-методы используются в УЗ-вой дефектоскопии, УЗ-вых уровнемерах и других приборах, связанных с контрольно-измерительными применениями ультразвука. Акустич. Э. служит для неких животных средством ориентировки и поиска добычи (см. Локация).

ЭХОЛОТ — навигационный прибор, предназначенный для определения глубины водоёмов с помощью акустических эхо-сигналов. Действие Э. основано на измерении промежутка времени t , прошедшего от момента послышки зондирующей звуковой импульса до момента приёма отражённого от дна эхо-сигнала. Глубина дна $h = ct/2$, где c — скорость звука в воде. В качестве зондирующей послышки в Э. используются импульсы акустические длительностью порядка нескольких мс и с частотой заполнения от единиц до нескольких десятков (иногда сотен) кГц. Малые длительности и высокие частоты используются при измерении малых глубин, большие длительности и низкие частоты — при измере-

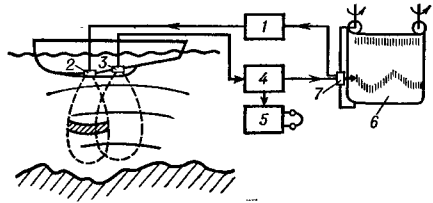


Рис. 1. Принципиальная схема устройства эхолота.

нии больших глубин. Упрощенная схема действия Э. приведена на рис. 1. Мощный УЗ-вой импульс от генератора 1 поступает на направленный излучатель (антенну) 2 и излучается в воду; отраженный сигнал принимается антенной 3, усиливается усилителем 4 и подается на блок слухового контроля 5 и индикатор или регистратор 6. В качестве излучателя и приёмника пользуются гл. обр. магнитострикционными преобразователями или пьезокерамич. преобразователями (см. Пьезоэлектрические преобразователи), работающими на одной или нескольких резонансных частотах. Нередко один и тот же преобразователь служит излучателем и приёмником.

В качестве индикаторов глубин применяются проблесковые указатели с вращающейся неоновой лампой, вспыхивающей в момент приёма эхосигнала, стрелочные, цифровые, электронолучевые указатели, а также регистраторы-самописцы, записывающие измеряемые глубины на движущейся бумажной ленте электротермич. или химич. способом. При регистрации принятого, усиленного и прорежектированного сигнала с помощью химич. рекордера глубины применяется специальная электрохимич. бумага, пропитанная раствором иодистого калия; эта бумага находится между двумя контактами, один из к-рых помещён на равномерно движущейся каретке, а другим является неподвижная металлич. пластина; почернение бумаги пропорционально силе тока, проходящего через эти контакты. Запуск генератора импульсов 1 (рис. 1) управляется при помощи реле, к-рое включается в начальный момент движения каретки 7; после того как каретка прошла всю шкалу рекордера, она быстро возвращается в первоначальное положение и вновь запускает генератор. Бумага регистратора медленно движется перпендикулярно движению каретки, и таким образом осуществляется развёртка по расстоянию и по времени (рис. 2). Линия 1 соответствует приходу прямого излучаемого импульса, линия 2 — отражением от дна; на этой же записи видны отражения 3 от слоя, состоящего из большого скопления рассеивателей биологич. происхождения на глубине 50 м, и более глубокого слоя 4 на глубине 150 м, состоящего из небольшого количества крупных рыб, дающих характерные записи в виде отрезков гипербола (т. н. птичек). Большинство современных Э. имеет довольно широкую диаграмму направленности ($\sim 30^\circ$) и довольно большие боковые лепестки, поэтому существует нек-рая неопределённость при расшифровке рекордограмм. Для подробной и более точной

съёмки дна в последнее время создаются УЗ-вые Э. с очень узкой шириной луча (около 1°) и стабилизированной в пространстве платформой, на к-рой расположены излучатель и приёмник.

Э. изготавливаются на разные интервалы глубин, в пределах от 0,1 м до 12 000 м, и работают при скоростях судна до 50 км/ч и более. Разрешающая способность по глубине определяется в основном длительностью зондирующего импульса и в меньшей мере — шириной характеристики на-

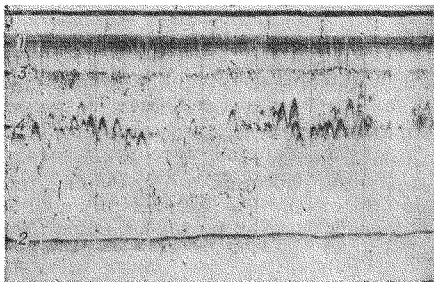


Рис. 2. Типичный вид записи рекордера эхолота (каретка рекордера при записи двигалась вертикально).

правленности. Погрешность Э. составляет от 1% до сотых долей %.

Э. используют также в качестве рыболокаторов для поиска косячков рыбы и для разнообразных гидроакустич. исследований. В зависимости от назначения и измеряемых глубин вес Э. может быть от нескольких кгс до сотен кгс, а потребляемая мощность — от нескольких Вт до нескольких кВт.

Лит.: Логинов К. В., Гидроакустические поисковые приборы, М., 1964; Федоров И. И., Эхолоты и другие гидроакустические средства, Л., 1960; Толмачев Д., Федоров И., «Техника и вооружение», 1977, № 1, с. 18.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС акустический — см. *Акустический ядерный магнитный резонанс*.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абберация 369
 Акустическая ветвь колебаний решётки 164
 Акустические единицы 24
 Акустические течения 23, 233
 Акустический ветер 26
 Акустический излучатель 26
 Акустический парамагнитный резонанс 26
 Акустический ядерный магнитный резонанс 28
 Акустическое излучение кавитации 160
 Акустическое сопротивление 31
 Акустооптика 31
 Акустооптическая дифракция 126
 Акустооптические устройства 33
 Акустооптическое качество материала 39, 40, 128
 Акустоэлектрический эффект 40
 Акустоэлектроника 42
 —, устройства 45
 Акустоэлектронное взаимодействие 50, 52
 Акцепторы 265
 Амплитуда колебаний 50
 — волны 67
 Антисегнетоэлектрики 319
 Ахизера механизм поглощения звука 261
- Бернулли сила 267
 Биения 51
 Блага — Лангенеккера эффект 250
 Больдмана постоянная 52
 Брэгга угол 128
 Брэгговская дифракция 128
 Бьеркнеса силы 52, 266
- Вайрайха соотношение 40
 Взаимодействие ультразвука с электронами проводимости 52
 Видемана эффект 200
 Видемана — Франца закон 211
 Визуализация звукового поля 57
 Вискозиметры 61
 Воздействие ультразвука на электрохимические процессы 63
 Волновод 44, 65
 Волноводная линза 178
 Волновое сопротивление 65
 Волновое уравнение 71
 — — Гельмгольца 72
 Волновой вектор 67
 Волны 66
 Волны конечной амплитуды 72, 231
 Вторая вязкость 238
 Вынужденное Мандельштама — Бриллюэна рассеяние 208
 Вынужденные колебания 72
 Выпрямленная диффузия 157
- Газоструйные излучатели 73
 Гальтона свисток 74
 Гармоническая волна 67, 75
 Гармонические колебания 75
 Гартмана генератор 76
 Генерация гармоник 225
 Геометрическая акустика 77
 Гидроакустические антенны 78, 83
 Гидродинамические излучатели 79
 Гидродинамические силы в звуковом поле 81, 267
 Гидролокатор 81
 Гидролокация 83
 Гидрофон 85
 Гиперзвук 86
 Глубина волнового фронта 367
 Голограмма 90
 Голографический интерференции метод 59
 Голография акустическая 89
- Горение в ультразвуковом поле 95
 Грина — Кристоффеля уравнение 293
 Групповая скорость 70, 97
 Гука закон 223, 224
 Гуляева — Блюхштейна волны 257
- Давление звукового излучения 99, 233
 Девиация частоты 100
 Дегазация 100
 Действие ультразвука на биологические объекты 102
 Дельта G-эффект 104
 Дельта E-эффект 104
 Дефектоскоп 105
 — — эходфектоскоп 106
 — — велосиметрический 112
 — — резонансный 110
 Дефектоскопия 105
 —, методы: акустико-топографический 112
 — — велосиметрический 112
 — — импедансный 111
 — — резонансный 110
 — — свободных колебаний 111
 — — теневой 109
 — — эхометод 106, 108
 Дефлекторы 34
 Деформационный потенциал 113
 Децибелл 114
 Джоуля эффект 200
 Диагностика 114
 Динамический диапазон приёмников ультразвука 270
 Динамической голографии метод 93
 Дислокации 116
 Дислокационное поглощение 116
 Диспергирование 118
 Дисперсионных диаграмм метод 224
 Дисперсия скорости звука 120
 — — — в газах 120
 — — — в жидкостях 121
 — — — в микронеоднородных средах 123
 — — — в твёрдых телах 122
 — — —, обусловленная границами тела 124
 — — —, свойствами среды 120
 Дифракция волн 68
 — звука 124
 Дифракция света на ультразвуке 126
 — — — — Брегговская 128
 — — — — в анизотропной среде 129
 — — — — Рамана — Ната 128
 — — — — резонансная 127
 Диэлектрики 131
 Длина волны 67, 132
 Добротность 132
 Домены 133
 Доноры 265
 Доплера эффект 71, 133
- Запирающий слой 238
 Зародыши кавитации 100, 134, 156
 Затухание звука 135
 Звуковизор 135
 Звуковое давление 137
 Звуковое поле 137
 Звуковой ветер 25, 140
 Звукокапиллярный эффект 140
 Звуколюминесценция 141
 Звукопровод 43, 44
 Зеркало 142
 Зонд акустический 270, 384
- Изгибные волны 142
 Излучатели ультразвука 13, 144
 — — нулевого порядка 146
 — — первого порядка 148

- Излучение звука 145
 — — поршневое 146
 Изонормальные волны 293, 296
 Импеданс акустический 148
 — — удельный 149
 Импульс 66
 — акустический 149
 — звуковой волны 149
 Индикаторы ультразвука 271
 Интенсивность звука 150
 Интерференция волн 68
 — звука 150
 Интерферометр 151
- Кавитационная эрозия 154
 Кавитационно-абразивная эрозия 155
 Кавитационные эффекты 159
 Кавитация 100, 156
 Квазипоперечные волны 293
 Квазипродольные волны 293
 Квант действия 249
 Кёнига формула 267
 Коагуляция акустическая 161
 Колебания 162
 — кристаллической решётки 163
 Колебательная скорость частиц 165
 Колебательное смещение частиц 166
 Коввольвер 47, 166
 Ковволотор 47, 166
 Коническая рефракция 295
 Контрольно-измерительные применения
 — ультразвука 166
 Концентратор 44, 169
 — стержневой 170
 — фокусирующий 169
 Коэффициент магнитомеханической связи
 104, 172
 — усиления 367
 — электромеханической связи 172, 279
 Кристаллизация 173
 Кристаллоакустика 292
 Кристаллографические оси 323
 Кронекера символ 266, 293
 Кюри закон 248
 — точка 175, 248
 Кюри — Вейсса закон 176
- Ландау — Румера механизм поглощения
 звука 261
 Линза акустическая 176
 — волноводная 178
 — Льюнеберга 178
 Линза Максвелла 178
 — неоднородная 178
 — с переменным фокусным расстоянием 178
 Линии задержки 46, 178
 — — калибрационные 181
 — — многоотводные 181, 185
 — — переменные 181, 184
 — — на объёмных волнах 180
 — — на поверхностных волнах 183
 — — гиперзвуковые 182
 — — дисперсионные 182, 185
 — — волноводные 186
 Логарифмический декремент затухания 257
 Локация 187
 Лужение 189
 Лэмба волны 189
 Люминесценция 191
 Льюнеберга линза 178
 Лява волны 191
- Магнитоотрицательные материалы 191
 Магнитоотрицательный преобразователь 196
 Магнитоотрицательность 200
 Магнитоупругие волны 203
- Магнотон 205
 Магнетон-фононное взаимодействие 205
 Максвелла линза 178
 Манделъштама — Бриллюэна рассеяние 205
 — — — вынужденное 208
 Маха число 209, 231
 Междуплоскостные символы классов симметрии 322
 Мёртвая зона 107, 209
 Металлизация и пайка 209
 Металлы 211
 Механическая обработка ультразвуком 212
 Механическое сопротивление 149, 216
 Миллеровские индексы 324
 Микроскоп акустический 216
 Микроскоп ультразвуковой 217
 Модуляторы 35
 Модуляция колебаний 217
 Моды колебаний 219
 Молекулярная акустика 219
 Монохроматическая волна 220
 Мощность звука 220
- Направленная диффузия 157
 Направленность излучателей и приёмников 221
 Неялая точка 248
 Нелинейное взаимодействие 223
 — — акустических волн 226
 — — акустических и электромагнитных волн 229
 — —, механизм взаимодействия 227
 — —, экспериментальные исследования 228
 Нелинейные устройства акустоэлектроники 46
 Нелинейное поглощение звука 230
 Нелинейные эффекты 231
 Нормальные волны 234
 — — в пластинах и стержнях 235
 Нормальные колебания 237
 Нуссельта критерий 342
 Ньютон 238
- Обеднённый слой 238, 274
 Объёмная вязкость 238
 — скорость 239
 Ом акустический 240
 — механический 240
 Оптическая ветвь колебаний решётки 164
 Отражение звука 240
 — волн 69
 Очистка 242
 —, виды загрязнений 243
 —, механизм очистки 242
 —, роль физико-хим. свойств моющей жидкости, 244
 — — характеристик звукового поля 245
 —, травление 247
 —, установки для очистки 245
 — шлифовального круга 216
- Пайка 210, 247
 Парамагнетизм 247
 Паскаль 24, 248
 Период колебаний 248
 — волны 67
 Пироэлектрики 248, 277
 Пироэлектричество 248
 Планка постоянная 249
 Пластическая деформация 249
 Плёночный преобразователь 252
 — — магнитоотрицательный 252
 — — пьезополупроводниковый 252
 Плоская волна 253
 p — n -переход 253
 Поверхностная обработка металлов 254

- Поверхностного рельефа метод 93
 Поверхностные волны 255
 —, усиление 359
 Поглощение звука 257
 — — в высокополимерах, резинах и пласт-
 массах 260
 — — в газах 258
 — — в жидкостях 259
 — — в твёрдых телах 260
 — — методы измерения 263
 — — ультразвук электронное 54
 Поккельса постоянная 128
 Полевой преобразователь 264
 Полупроводники 264
 — дырочные 265
 — электронные 265
 Полупроводниковый переход 253, 265
 Поляризация волн 69
 Пондеромоторные силы 265
 — — Бернулли 267
 — — Бьеркнеса 266
 — — гидродинамические 267
 — — постоянные 266
 Поперечные волны 66, 267
 Порог кавитации 267
 Потенциал-деформационное взаимодействие
 53, 267
 Преломление звука 267
 — волн 69
 Преобразователь с диффузионным слоем 268
 Преобразователь с запирающим слоем 268
 Приемники и индикаторы ультразвука 269
 — — — индикаторы 271
 — — — приемники 15, 269
 Присоединённая масса 147
 Проводимость акустическая 272
 — полупроводника 264
 Продольные волны 272
 Производительность излучателя 272
 Процессоры 36
 Пучность 272
 Пьезокерамика 272
 Пьезомодуль 287
 Пьезополупроводник 274
 Пьезополупроводниковый преобразователь
 274
 Пьезоэлектрики 277
 Пьезоэлектрические материалы 278
 — преобразователь 282
 — взаимодействие с электронами проводи-
 мости 53
 Пьезоэлектричество 286
 Пьезоэлемент 288
 Пьезоэффект 289
 — уравнения 287

 Радиационное давление 290
 Радиометр 290
 Размер зрачка фокусирующей системы 367
 Размерная обработка материала 212
 Рама — Ната дифракция 128
 Распространение ультразвука 291
 — — в кристаллах 292
 Распыление 297
 Рассеяние звука 299
 Расходомер 300
 Реверберация 395
 Резание 214, 301
 Резонанс 301
 — геометрический 56
 — магнетоакустический 56
 — циклотронный 56
 Резонансная дифракция 127
 Резонатор 44, 46
 Рейнольдса число 303
 Релаксация акустическая 304
 Рефлектор 306
 Рефракция 268
 — коническая 295

 Рёля волны 255, 308
 Рёля диск 309

 Сварка 310
 — металлов 310
 — полимеров 312
 Свёртка 47, 48, 49, 50
 Свистки 313
 — вихревой 314
 — Гальтона 74
 — губной 314
 — Левассера 314
 Свободные колебания 315
 Сдвиговая вязкость 238
 Сдвиговые волны 315
 Сегнетоэлектрики 277, 316
 Сегнетоэлектричество 317
 Сент — Клера излучатели 385
 Сигнализаторы уровня 319
 Сила звука 150, 321
 Символы Миллера 327
 Симметрия кристаллов 321
 Сирены 324
 Сканеры 34
 Скин — слой 211
 Скин — эффект 211
 Скорость звука 326
 — — в газах и жидкостях 326
 — — в твёрдых телах 328
 Снеллиуса закон
 — — первый 240
 — — второй 241
 Снятие заусенцев 215
 Собственная частота 330
 Собственные колебания 237, 330
 Сонолюминесценция 330
 Спектр колебаний 330
 Спектроскопия ультразвуковая 331
 Спин 331
 Спиновые волны 332
 Спин-решёточная релаксация 333
 Спин-фононное взаимодействие 333
 — — электронное 333
 — — ядерное 335
 Стокса формула 267
 Стояли волны 256, 335
 Стоячие волны 68, 335
 Струхала число 338
 Сушка 338

 Твёрдомер 340
 Температурный коэффициент задержки 179
 Тенлера метод 58
 Теплообмен в ультразвуковом поле 340
 Терапия 342
 Термические приёмники 343
 Течеискатели 345
 Толщиномер 110, 345
 Травление 247, 346
 Трение 346

 Удельный акустический импеданс 149
 Узел 347
 Ультразвук 9
 — в металлургии 347
 Ультразвуковая технология 350
 Упрочнение ультразвуковое 254, 351
 Упругие волны 351
 Упругооптическая постоянная 128
 Уровень звукового давления 353
 — интенсивности звука 150, 353
 — ложных сигналов 179
 Уровнемеры
 Усиление ультразвука 355
 — —, усилители 357
 — —, кристаллы для усилителей 358
 — — поверхностных акустич. волн 359

Условия синхронизма 224
 Усилители ультразвука 357
 — — на ПАВ 46
 Устройства акустоэлектроники 45

Фаза 67, 360
 Фазовая скорость 70, 360
 Фазового контраста метод 59
 Ферми поверхность 212
 Ферми энергия 212
 Ферриты 361
 Ферромагнетизм 361
 Ферромагнетики 363
 Ферроэлектрики 363
 Ферроэлектричество 363
 Физико-химическое действие ультразвука 363
 Фильтры 45, 363
 — акустооптические 36
 — акустоэлектронные на ПАВ 45, 46
 Флотация 365
 Фокусировка звука 367
 Фонон 370
 Фононное эхо 372, 383
 Фононной вязкости механизм 261
 Фонон-фононное взаимодействие 223
 Фотон 372
 Фотон-фононные взаимодействия 126, 205, 372
 Френеля формулы 241
 Фронт волны 67
 Фронт кристаллизации 173

Характеристика направленности 221
 — —, ширина 222
 Химическое действие ультразвука 373
 Хирургия ультразвуковая 375
 Хладни фигуры 376
 Холла эффект 211

Циклотронная частота 212

Частота колебаний 67, 377
 Число кавитации 158
 Чувствительность приёмников 270

Эккартовы потоки 25, 341
 Экранирование электрон-фононного взаимодействия 54
 Электреты 377
 Электроакустические преобразователи 380
 Электроакустическое эхо 383
 Электродинамические излучатели 384
 Электродинамические приёмники 386
 Электрозвуковые волны 257
 Электромеханические и электроакустические аналоги 387
 Электрон 389
 Электронная акустическая нелинейность 57
 Электронно-дырочный переход 253
 Электронное поглощение ультразвука в металлах 54
 — — в полупроводниках 56
 Электронный парамагнитный резонанс акустический 26, 389
 Электрон-фононное взаимодействие 52, 389
 Электростатические приёмники 389
 Электрострикция 390
 Эмиссия акустическая 391
 Эмульгирование 393
 Энергия звуковой волны 394
 Эхо 395
 Эхограмма 115
 Эхолот 395

Ядерный магнитный резонанс акустический 396

Ультразвук. Маленькая энциклопедия. Глав. ред.

У51 И. П. Голямина. — М.: «Советская энциклопедия», 1979. — 400 с., илл.

Энциклопедия «Ультразвук» знакомит читателя с различными физическими явлениями, связанными с распространением ультразвука и гиперзвука, а также с использованием их в науке и технике.

Книга представляет интерес для инженеров, преподавателей вузов, студентов, врачей и др.

У 20404—012
 007(01)—79 БЗ—45—9—1979. 1704030000

534(03)

ИБ № 49

Сдано в набор 6. 12. 78. Подписано в печать 11. 5. 79. Т-10101. Формат бумаги 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 1. Гарнитура обыкновенно-новая. Печать высокая. Объем издания: 25,0 усл. печ. л.; 39,98 уч.-изд. л. Тираж 40000 экз. Зак. № 2154. Цена 2 руб. 90 коп.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Советская Энциклопедия», 109817. Москва, Ж-28, Покровский бульвар, 8.

Ордена Трудового Красного Знамени Московская типография № 2 «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. Москва, 129085. Проспект Мира, 105.