

Дж. Рэди
ДЕЙСТВИЕ
МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Перевод с английского
В. А. БАТАНОВА и И. К. КРАСЮКА

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук, проф.
С. И. АНИСИМОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
МОСКВА · 1974

**EFFECTS
OF HIGH-POWER LASER
RADIATION**

by

JOHN F. READY

Senior Principal Research Scientist
Honeywell Corporate Research Center
Hopkins, Minnesota



Academic Press
New York — London
1971

Дж. Рэди
ДЕЙСТВИЕ
МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Перевод с английского
В. А. БАТАНОВА и И. К. КРАСЮКА

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук, проф.
С. И. АНИСИМОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
МОСКВА · 1974

Книга посвящена систематическому изложению основных результатов исследований в области взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. Особое внимание уделяется области умеренных интенсивностей излучения, которая представляет интерес для лазерной технологии. Рассмотрены задачи плавления и испарения поглощающих твердых тел, электронной и ионной эмиссии, оптического пробоя газов и диэлектриков, действия лазерного излучения на биологические объекты. Отдельная глава посвящена промышленному применению лазеров.

Книга охватывает весьма обширную область физических и технических проблем, связанных с применением лазеров. Она представляет большой интерес для самого широкого круга физиков и инженеров, работающих в области лазерной физики и техники.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА РУССКОГО ИЗДАНИЯ

Первые сообщения о действии лазерного луча на вещество появились немногим более десяти лет назад — практически одновременно с созданием первых мощных лазеров. Речь шла о простейших экспериментах, в которых наблюдались плавление и испарение твердых тел и электронная эмиссия с их поверхности под действием лазерных импульсов. Однако уже эти простейшие опыты показали, что существуют широкие и разнообразные возможности применения мощных лазеров для решения ряда важных научных и технических задач. Проблема взаимодействия лазерного излучения большой мощности с веществом приобрела особую актуальность. Успехи в этой области и значительные достижения в разработке новых высокоэффективных лазерных систем привели к возникновению нового направления в технике — лазерной технологии.

Научная литература, связанная с проблемой действия лазерного излучения, чрезвычайно обширна и насчитывает в настоящее время несколько тысяч журнальных статей. Это обстоятельство наряду с очень быстрым развитием исследований и ростом числа исследователей ставит, естественно, вопрос о достаточно полном обзоре, в котором систематически и с единой точки зрения излагалась бы физика процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. Ранее опубликованные обзорные статьи [1—6] и монографии [7—9] не решают этого вопроса главным образом потому, что каждая из них посвящена вполне определенным частным задачам и рассчитана на специалистов, работающих в данной узкой области. Если же иметь в виду достаточно широкий и постоянно растущий круг исследователей, занимающихся практическим применением лазеров, то, по-видимому, наиболее удачным обзором если не проблемы в целом, то, во всяком случае, важнейших ее аспектов является предлагаемая вниманию читателя книга американского физика Дж. Рэди «Действие мощного лазерного излучения». Автор книги — один из ведущих специалистов Ханвеллского исследовательского центра. Ему принадлежат важные работы по действию лазерного излучения на поглощающие вещества, в частности по электронной и ионной эмиссии с поверхности металлов. Эти работы Дж. Рэди относятся к числу первых

исследований в области взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Основные достоинства книги заключаются в широте рассмотренного в ней круга вопросов и в относительной простоте изложения, которая делает книгу доступной широкому кругу читателей. Естественно, что собственные научные интересы автора отразились на отборе материала и характере изложения. В результате наиболее полными и содержательными оказались разделы книги, связанные с собственными исследованиями автора. В то же время ряд других интересных вопросов изложен менее подробно. К этим последним относится теория элементарных процессов поглощения и рассеяния лазерного излучения, задачи самофокусировки и дефокусировки луча, а также вопросы применения лазеров для получения и нагрева плазмы. Такое несколько неравномерное распределение внимания вполне понятно и даже неизбежно в книге, охватывающей весьма широкий круг физических и технических задач в столь стремительно развивающейся области.

Одной из наиболее важных проблем, которой в последние годы уделяется большое внимание, является проблема лазерной плазмы и лазерного термоядерного синтеза. Исследования в этой области ведутся в течение ряда лет после того, как было выдвинуто предложение [10] об использовании лазерного излучения для получения плотной высокотемпературной плазмы. Обзор большого числа экспериментальных и теоретических работ по лазерной плазме дан в статьях [11, 12]. Новым направлением, привлекающим большое внимание в последние два года, является идея термоядерного микровзрыва в сверхплотном веществе, предложенная в работах [13, 14]. С точки зрения термоядерного синтеза преимущество в этом случае связано с тем, что, как показывает простая оценка [15, 18], энергия, которую нужно вложить в реагирующее вещество для получения заданного значения $n\tau$ (т. е. заданного отношения энергии, выделившейся в результате термоядерной реакции, к тепловой энергии вещества), обратно пропорциональна квадрату плотности вещества.

Возможность использования мощного лазерного излучения для сжатия вещества до сверхвысоких плотностей можно понять из следующего рассуждения. При действии лазерного излучения на мишень с начальной плотностью порядка плотности твердого тела передача энергии от поглощающего слоя к внутренним более плотным слоям происходит посредством электронной теплопроводности. Вследствие сильной температурной зависимости коэффициента электронной теплопроводности распространение тепла в глубь мишени носит характер тепловой волны. Особый интерес представляет случай дозвукового распространения тепловой волны. Фронт такой волны излучает звуковые возмущения, которые, взаимодействуя между собой, вызывают обычно образование ударной волны. Идея состоит в подборе такого режима подвода энергии

и такого режима распространения тепловой волны, чтобы сильная ударная волна не образовывалась и сжатие было по возможности близким к адиабатическому.

Оценки, основанные на чрезвычайно упрощенных моделях, позволяют определить требуемую форму лазерного импульса [15—17]. Например, для сферически симметричного сжатия среды с показателем адиабаты $5/3$ интенсивность лазерного излучения должна нарастать со временем по закону $(1 - t/t_0)^{-2}$, где t_0 — начальный размер сжимаемой капли, деленный на начальную скорость звука. Численные расчеты [13, 14, 17] подтверждают, что при специальной форме лазерного импульса типа приведенной выше действительно удастся достичь весьма высоких степеней сжатия. Из этих расчетов следует, что для осуществления термоядерной реакции с положительным энергетическим выходом достаточны энергии порядка 10^5 Дж, т. е. по крайней мере на три порядка меньше, чем в обычном режиме с инерционным удержанием.

Чрезвычайно важной проблемой, возникающей при лазерном методе нагревания плазмы, является проблема поглощения света весьма высокой интенсивности. Известно, что в этом случае механизм классического столкновительного поглощения становится неэффективным и основную роль начинают играть коллективные механизмы поглощения. Последние подробно исследовались теоретически и экспериментально. Обзор основных результатов можно найти в статье [18]. Отметим также работы [19, 20], в которых получено экспериментальное подтверждение аномального поглощения лазерного излучения в плазме.

Значительные успехи достигнуты за последние годы и в других областях взаимодействия лазерного излучения с веществом. Подробно исследованы испарение конденсированных тел, экранировка поверхности продуктами испарения, пробой газов и диэлектриков, самофокусировка излучения, многофотонные процессы. Соответствующие дополнения и ссылки на работы последних лет даны в примечаниях, сделанных переводчиками и редактором перевода.

Можно надеяться, что книга Дж. Рэди окажется полезной для широкого круга читателей, чьи научные интересы лежат в области применения лазеров и взаимодействия лазерного излучения с веществом. Особый интерес она представляет для специалистов в области лазерной технологии; однако и те исследователи, кого интересует в первую очередь физика процессов взаимодействия, найдут в этой книге много полезного.

В заключение хотелось бы с благодарностью отметить помощь, оказанную автором при подготовке русского издания книги. Помимо ряда исправлений, Дж. Рэди любезно предоставил нам новые материалы по вопросам безопасности при работе с лазерами, которые включены в гл. 7 настоящего издания.

С. Анисимов

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П., УФН, 87, 29 (1965).
2. С. De Michelis, IEEE Journ. Quant. Electr., QE-5, 188 (1969).
3. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Thermophys. Proc. of Heating of Metals by Laser Radiation, USSR Natl. Welding Committee, М., 1972.
4. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Склизков Г. В., Труды ФИАН, 52, 171 (1970).
5. Consoли T., High Temp.-High. Press., 2, 259 (1970).
6. Райзер Ю. П., УФН, 108, 429 (1972).
7. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В., Действие излучения большой мощности на металлы, «Наука», М., 1970.
8. Demtröder W., Laser Spectroscopy, Springer Verlag, 1969.
9. Thomas J. J., Electrochemical, Electroerosion and Laser Machining, Oxford Univ. Press., Oxford, 1970.
10. Басов Н. Г., Крохин О. Н., ЖЭТФ, 46, 171 (1964).
11. Mulser P., Sigel R., Witkowski S., Phys. Reports, 6с 187 (1973).
12. Hora H., Laser, 4, 3 (1972).
13. Nuckolls J., Wood L., Thiessen A., Zimmerman G., Nature, 239, 139 (1972).
14. Nuckolls J., Wood L., Thiessen A., Zimmerman G., Preprint UCRL-74116, Livermore, October, 26, 1972.
15. Kidder R., Preprint UCRL-74040, Livermore, July, 18, 1972.
16. Анисимов С. И., Письма в ЖЭТФ, 16, 570 (1972).
17. Clarke J. S., Fischer H. N., Mason R. J., Phys. Rev. Lett., 30, 89 (1973).
18. Кадомяцев Б. Б., Ковальский Н. Г., Настоящий А. Ф., Вводная статья в сб. «Лазеры и термоядерная проблема», Атомиздат, 1973.
19. Fabre E., Stenz C., Maignan J., VI th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Moscow, 1973.
20. Saleres A., Cognard D., Redon D., Floux F., Bobin J. L., Congres Centenaire Societe Francaise Physique, Vittel, 1973.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Лазеры представляют собой новый тип мощных источников света, с помощью которых можно получать интересные и полезные эффекты. В наши дни становится все более привычным явлением спол искр, летящих с поверхности металла, на которую сфокусирован луч лазера. Исследования эффектов, производимых лучом лазера, существенно расширились за последние несколько лет, и в настоящее время они составляют важную часть всех лазерных исследований. Предлагаемая вниманию читателя книга имеет целью собрать и обобщить информацию о действии лазерного излучения. Подобного обзора в этой новой области до сих пор не имелось ¹⁾.

Под действием лазерного излучения мы будем в этой книге понимать взаимодействие между мощным лучом лазера и веществом. Оно включает такие процессы, как нагревание, плавление, испарение и получение плазмы. Кроме того, для замкнутости изложения в книгу включены достаточно подробные сведения о свойствах лазеров, измерительной технике и технике безопасности при работе с лазерами. Мы намеренно не останавливаемся на таких вопросах, как нелинейная оптика, параметрическое взаимодействие и процессы рассеяния (например, вынужденное комбинационное рассеяние). Эти явления также сопровождают процессы взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом, поэтому иногда их связывают с проблемой действия лазерного излучения. Однако они не подпадают под определение действия лазерного излучения в том смысле, в каком этот термин используется в настоящей книге.

Мы попытались сделать книгу полезной как для ученых, интересующихся физикой взаимодействия лазерного излучения с веществом, так и для инженеров, занимающихся практическим использованием лазерного излучения. Несколько глав посвящено обзору и интерпретации экспериментальных данных, полученных многочисленными исследователями. Мы приводим также информацию, касающуюся применения лазеров. Этому, в частности, посвящена

¹⁾ Из обзоров, посвященных более узкому кругу вопросов, связанных с проблемой взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом, можно отметить работы [73—77].— *Прим. ред.*

гл. 8. Описание применения лазеров для обработки материалов следует рассматривать как введение для тех, кто хочет заниматься практическим использованием лазерного излучения.

В книге основное внимание уделяется физическим механизмам, действующим в каждом частном случае. Это важно для обеих групп читателей.

Книга рассчитана на читателей с высшим образованием или студентов старших курсов. Предполагается знание математического анализа, преобразований Лапласа и специальных функций. Это необходимо не для того, чтобы сделать изложение строго математическим, а для того, чтобы дать краткое описание основных расчетов, с целью внести ясность в изучаемые физические явления. В предварительном детальном знакомстве с лазерами нет необходимости. Свойства лазеров, имеющие отношение к действию излучения большой мощности, описаны в специальной главе.

Дж. Рэди

Глава 1. СВОЙСТВА ЛАЗЕРОВ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к лазерам и возможность их практического применения связаны с тем, что лазерное излучение обладает необычными свойствами, отличающими его от излучения обычных источников света. Эти необычные свойства сделали возможным широкое применение лазеров — от измерения расстояний до голографии, от регистрации угловых скоростей до нелинейной оптики. Для целей данной книги существенно то, что эти свойства позволяют, в частности, получать чрезвычайно интересные эффекты при взаимодействии луча с мишенью и использовать лазер для плавления, испарения и нагревания.

В этой книге рассматриваются явления, возникающие при взаимодействии мощных лазерных пучков с веществом. Круг этих явлений включает в себя нагрев, плавление и испарение твердых материалов, эмиссию заряженных частиц, получение плазмы и электрический разряд в газах. Рассматриваются также применения этих явлений в таких областях, как обработка материалов. Книга не претендует на охват всего круга вопросов, связанных с лазерами, а настоящая глава не является обзором всех важных свойств лазеров. Мы считаем само собой разумеющимся, что основные особенности лазеров уже хорошо известны читателю, и поэтому не будем описывать принципы действия, историю развития, теорию лазеров и подробности их конструкции. Этим вопросам посвящено много обзоров [1—22].

Для нашей цели необходимо описать лишь те свойства лазеров, которые непосредственно связаны с действием лазерного излучения. Чтобы сделать изложение полным, в настоящей и следующей главах сообщаются необходимые для дальнейшего сведения о лазерах и технике измерений.

Благодаря своим необычным свойствам лазерный луч способен вызывать эффекты, представляющие научный интерес и находящие практическое применение. Рассмотрим прежде всего эти свойства и выясним, какое отношение они имеют к действию лазерного излучения на вещество. Основными свойствами, отличающими лазерное излучение от излучения обычных световых источников, являются интенсивность, направленность, монохроматичность и когерентность.

Рассмотрим сначала интенсивность. Именно это свойство в наибольшей степени принесло лазерам известность. Способность лазеров генерировать световые пучки очень высокой мощности представляет собой как раз ту особенность, которая сильнее всего действует на воображение неспециалистов. Сноп искр и световая вспышка у поверхности металла, на которую падает луч лазера, стали уже привычным явлением.

Простые лазерные системы позволяют легко генерировать короткие импульсы красного или инфракрасного света с мощностями порядка миллионов ватт. При помощи более сложных систем получены мощности в импульсе от нескольких миллиардов до триллионов ватт. Столь мощные импульсы лазерного излучения способны за долю секунды испарить поверхность металла или огнеупорного материала. Именно с такими эффектами мы и будем в основном иметь дело в дальнейшем. Мощности, получаемые от лазеров, работающих в непрерывном режиме, более умеренны; однако благодаря последним достижениям в создании CO_2 -лазеров уровень мощности, получаемый от этих систем в непрерывном режиме, поднялся до нескольких киловатт. Отметим, что важное значение имеет не только величина пиковой мощности, но также и возможность выделить энергию в заданной точке пространства. Для действия лазерного излучения более важной характеристикой, чем абсолютная величина мощности, является мощность, приходящаяся на единицу поверхности мишени ¹⁾. Обычные световые источники непрерывного действия с мощностью порядка киловатт использовались уже давно, однако их излучение нельзя было сфокусировать столь же хорошо, как излучение лазера, и поэтому они не позволяли получить те эффекты, которые достигаются с помощью CO_2 -лазеров непрерывного действия. Более детально свойства фокусировки и уровни удельной мощности, достижимые для конкретных типов лазеров, мы обсудим позже. Сейчас достаточно отметить, что световые пучки большой мощности, получаемые с помощью лазеров, дают возможность использовать лазеры для воздействия на материалы.

Второе свойство лазерного излучения, представляющее интерес при исследовании его воздействия на вещество, — это направленность луча. Лазерное излучение заключено в узкий телесный угол. По порядку величины типичные значения углов расходимости пучка для газовых лазеров составляют несколько десятых миллирадиана, а для твердотельных лазеров — несколько мил-

¹⁾ Для обозначения мощности, приходящейся на единицу площади в лазерном луче, мы будем пользоваться общепринятым в радиометрии термином «интенсивность падающего излучения». В качестве единиц измерения интенсивности излучения в настоящей книге приняты ватты на квадратный сантиметр. Иногда для мощности, приходящейся на единицу площади, употребляются также термины «поток» и «плотность потока».

лирадиан. Благодаря малой расходимости лазерного луча все излучение легко собрать при помощи простой системы линз. Малый угол расходимости луча позволяет, кроме того, сфокусировать свет лазера в пятно малого размера. Таким образом, направленность излучения служит важным фактором для создания высокой интенсивности на мишени, а следовательно, и для возникновения интересующих нас явлений.

Третьим свойством является монохроматичность лазерного излучения. Это означает, что частотный интервал лазерного света намного уже, чем у света от обычных источников. Разумеется, эта полоса частот не является бесконечно узкой, хотя в случае газовых лазеров получение монохроматичности $\Delta f/f$ порядка 10^{-10} не вызывает особых затруднений. В специальных устройствах достигается еще более высокая монохроматичность. Частотный интервал твердотельных лазеров обычно порядка нескольких мегагерц. Эта величина не столь мала, как у газовых лазеров, но тем не менее она достаточно впечатляюща¹⁾.

Вообще говоря, монохроматичность сама по себе играет второстепенную роль при взаимодействии лазерного излучения с веществом. Например, при испарении металлической поверхности почти безразлично, является ли излучение монохроматическим или же обладает широким спектром, если в том и другом случае на квадратный сантиметр поверхности падает одинаковое количество энергии. Однако высокая монохроматичность излучения, безусловно, облегчает фокусировку, поскольку при этом хроматическая aberrация линзы становится несущественной.

Наконец, кратко остановимся на когерентности. Это свойство представляет значительный интерес с точки зрения потенциальной возможности применения лазеров для связи, однако для лазерного воздействия оно имеет второстепенное значение. Когерентность связана с малой угловой расходимостью луча. Некогерентный источник можно сфокусировать на малую площадку лишь ценой больших потерь в полной мощности источника, так что когерентные свойства имеют отношение, хотя и косвенное, к возможности создания с помощью лазеров большой интенсивности облучения. Тем не менее когерентность лазерного луча не столь важна. Вооб-

¹⁾ Указывая эти частотные диапазоны, мы имеем в виду спектральную ширину одной моды лазерного резонатора. Большинство же лазеров работают в многомодовом режиме, так что спектр выходного излучения состоит из некоторого количества линий, разделенных характеристическим частотным интервалом, величина которого зависит от длины резонатора. Полный частотный интервал лазера, включающий в себя моды резонатора, часто перекрывает почти всю ширину линии люминесценции активного лазерного вещества. Однако каждая из мод резонатора может занимать значительно более узкий частотный интервал, и правильнее характеризовать частотную стабильность лазера именно этим интервалом.

ще говоря, если на квадратный сантиметр поверхности мишени приходится определенная мощность, то эффект не зависит от того, когерентно излучение или нет.

Так как термин «когерентность» часто понимают неправильно, а когерентность имеет некоторое отношение к фокусировке лазерных пучков, мы обсудим это свойство несколько подробнее, нежели другие, более очевидные из перечисленных выше свойств. Рассмотрим некоторую комплексную функцию $V(t)$. Допустим, что вещественная часть функции $V(t)$ представляет собой компоненту вектора электрического поля в фиксированной точке пространства. Электрическое поле обусловлено присутствием световой волны. Мнимая часть комплексной функции $V(t)$ получается из вещественной в результате применения преобразования Гильберта ¹⁾. В теории связи такую комплексную функцию $V(t)$ часто называют аналитическим сигналом, связанным с полем световой волны. Введем функцию

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V_1(t + \tau) V_2^*(t) \rangle, \quad (1.1)$$

где индексы у аналитических сигналов соответствуют точкам, в которых берется этот сигнал, а скобки означают интегрирование по целому числу периодов колебания поля световой волны. Величина $\Gamma_{12}(\tau)$ лежит в основе теории когерентности [23]. Ее можно представить в нормированном виде:

$$\gamma_{12}(\tau) = \Gamma_{12}(\tau) / [\Gamma_{11}(0) \Gamma_{22}(0)]^{1/2}. \quad (1.2)$$

Величина $\gamma_{12}(\tau)$ называется комплексной степенью когерентности света. Абсолютная величина $\gamma_{12}(\tau)$ лежит в пределах от 0 до 1. Нуль соответствует полному отсутствию когерентности, 1 — полной когерентности света. Обе граничные величины практически недостижимы, возможно лишь приближение к ним. Когда абсолютная величина $\gamma_{12}(\tau)$ лежит между 0 и 1, о свете говорят, что он частично когерентен. Если эта величина превышает 0,88, свет называют почти когерентным. Для фокусировки обычного источника света в малое пятно требуется ограничение апертуры светового пучка вплоть до такого значения, при котором свет становится уже почти когерентным.

В случае когда $\tau = 0$, мы имеем дело с пространственной когерентностью, т. е. с корреляциями между величинами электрического поля в различных точках волнового фронта в один и тот же момент времени. Если же рассматривать величину $\gamma_{11}(\tau)$, то это соответствует случаю временной когерентности, т. е. флуктуациям электрического поля в фиксированной точке при движении мимо

¹⁾ В физике преобразования Гильберта чаще называют дисперсионными соотношениями. — *Прим. ред.*

нее световой волны. Идея о когерентности, по существу, основана на корреляции. Если изменение электрического поля, связанного со световой волной, от одной пространственно-временной точки до другой носит регулярный, предсказуемый характер, то степень корреляции велика и электромагнитная волна обладает когерентностью. Если же изменения поля световой волны от одной пространственно-временной точки до другой являются беспорядочными и непредсказуемыми, то значение корреляционной функции мало.

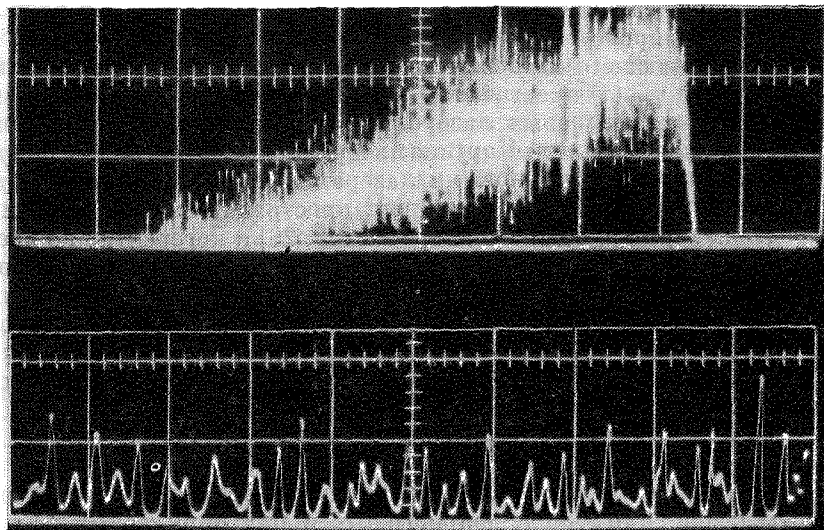
Абсолютную величину $\gamma_{12}(\tau)$ можно определить экспериментально, наблюдая интерференционные полосы [23]. Такие эксперименты были проведены для лазерного света. Для гелий-неонового лазера, работающего в режиме одной моды, измеренная абсолютная величина $\gamma_{12}(\tau)$ превышает 0,9985 [24]. Степень когерентности твердотельных и газовых лазеров, работающих в многомодовом режиме, не столь высока. Картина интерференционных полос, полученная в опытах с рубиновыми лазерами, качественно означает, что излучение, испускаемое лазером, пространственно когерентно в пределах торца рубинового стержня [25, 26] и когерентно по времени в течение более чем 85 нс [27]. Нестационарная интерференционная картина, получаемая от рубиновых лазеров, сложным образом зависит от времени и не воспроизводится при переходе от одного рубинового кристалла к другому [28]. Для импульсных твердотельных лазеров точное измерение величины $\gamma_{12}(\tau)$ не проводилось.

§ 2. ВРЕМЕННОЙ ХОД ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

Имеется несколько различных временных режимов работы лазера, в том числе непрерывный и ряд импульсных режимов, которые могут быть получены с лазерами разных типов. Большинство газовых лазеров, в частности лазер на CO_2 и гелий-неоновый, работают обычно в непрерывном режиме. Самые большие мощности в непрерывном режиме получены от CO_2 -лазеров, хотя уровни мощности, получаемые с помощью лазеров непрерывного действия на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, также достаточно высоки. Твердотельные, например рубиновые, лазеры, используемые при исследовании воздействия излучения на вещество, работают обычно в импульсном режиме. Для рассмотрения всего диапазона эффектов, которые можно получить с помощью лазеров, необходимо описать возможные импульсные режимы их работы. Пользуясь различными способами осуществления импульсного режима работы, можно широко варьировать временную структуру лазерного излучения. Даже с одним типом импульсного лазера, например с лазером на рубине, удастся получить большое разнообразие временных режимов путем изменения условий работы. Поскольку характер действия излучения на вещество в значительной мере зависит от конкретного типа

лазерного импульса, мы рассмотрим различные возможные виды импульсных режимов ¹⁾).

Если накачка лазера производится импульсной лампой и излучение появляется при выполнении пороговых условий (т. е. когда инверсная заселенность достигает уровня, при котором усиление превышает потери), то мы получаем так называемый нормальный ²⁾ лазерный импульс. Типичные для этого режима длительности импульса лежат в пределах от 100 до 1000 мкс. Во многих случаях



Фиг. 1.1.

Две осциллограммы излучения рубинового лазера, работающего в пичковом режиме.

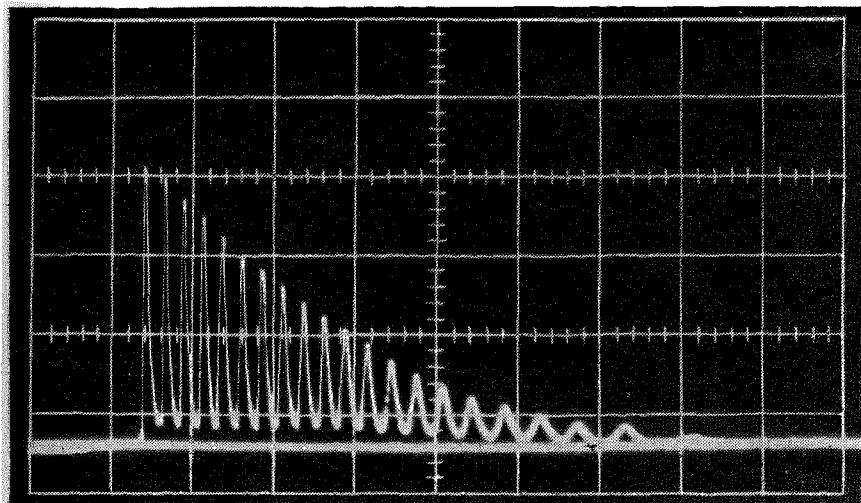
Время течет справа налево. Верхний снимок: ярко выраженная пичковая структура, 200 мкс на деление. Различима огибающая лазерного импульса. Нижний снимок: часть лазерного импульса при развертке 10 мкс на деление.

такой импульс не является гладким, а состоит из серии пичков микросекундной длительности, представляющих собой релаксационные колебания. На фиг. 1.1 показана осциллограмма, записанная с выхода фотоэлемента, на который падает луч работающего в таком режиме рубинового лазера. Амплитуда пичков и интервалы между ними не остаются постоянными. Обычно излучение серии пичков длится несколько сотен микросекунд. Однако, если

¹⁾ Более обстоятельное рассмотрение излагаемых далее вопросов можно найти в книге [84]. — *Прим. ред.*

²⁾ В русской литературе более распространен термин «миллисекундный импульс», которым мы и будем пользоваться в дальнейшем. — *Прим. ред.*

лазер работает вблизи порога, количество пиков в импульсе может быть небольшим. Пиковая структура импульса характерна для таких широко распространенных лазерных сред, как стекло, активированное неодимом, и рубин. Временной ход излучения, показанный на фиг. 1.1, является обычным для импульсного рубинового лазера, если не принимать специальных мер для сглаживания импульса. В американской литературе для обозначения режима пиковой генерации иногда используется термин burst mode.



Ф И Г. 1.2.

Импульс с регулярными пиками от лазера на $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$. Время течет слева направо; 5 мкс на деление.

Конечно, наличие пиков в лазерном импульсе будет вызывать нагрев и охлаждение поглощающей поверхности при действии на нее излучения, так что такая временная структура усложняет анализ процесса взаимодействия.

При определенных условиях пиковую структуру импульса излучения можно упорядочить как по амплитуде, так и во времени. Осциллограмма такого импульса показана на фиг. 1.2. Был использован лазер на вольфрамите кальция, активированном неодимом, при небольшом превышении порога. В режиме миллисекундного импульса возможно также получение квазинепрерывной генерации. В этом случае пикки отсутствуют, импульс генерации имеет относительно гладкую форму и длительность порядка одной миллисекунды. В ряде работ был проведен анализ пиковой структуры на основе решения кинетических уравнений, которые описывают

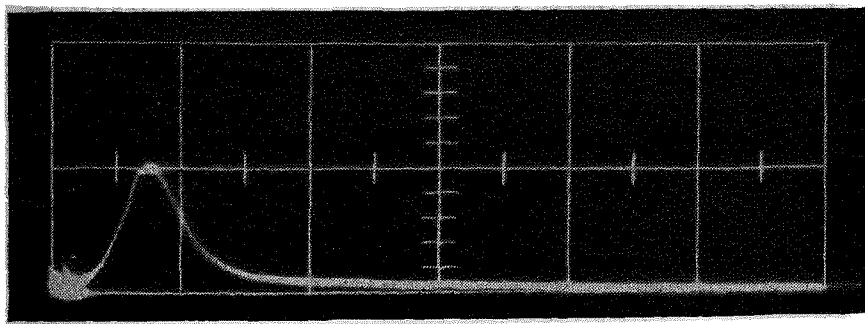
два конкурирующих между собой процесса: заселение верхнего лазерного уровня под действием источника накачки и опустошение его за счет вынужденного излучения. В результате было получено, что свет испускается короткими вспышками [29—32]. Общие закономерности пиковой генерации удовлетворительно объясняются подобным механизмом.

При использовании методов так называемой модуляции добротности можно получать импульсы, лежащие в диапазоне от 10 до 1000 нс. Под модуляцией добротности подразумевают изменение величины добротности лазерного резонатора¹⁾. Модуляцию можно осуществлять различными способами — например, вращая одно из зеркал резонатора или внося поглощающий элемент между лазерным стержнем и одним из зеркал. Существует много типов элементов с переменным поглощением, таких, например, как ячейка Керра и просветляющиеся фильтры. Ниже мы опишем некоторые из этих элементов. Во время накачки активного элемента лазера светом импульсной лампы нарушается оптическая связь между этим элементом и зеркалами резонатора. Резонатор выключен, поэтому генерация не возбуждается, а инверсная населенность достигает уровня, намного превышающего пороговую величину в обычном режиме [33, 34]. Затем состояние модулирующего добротность элемента меняют таким образом, чтобы свет от стержня достигал зеркал. Так как этот процесс приводит к изменению добротности резонатора, он получил название модуляции добротности. Если лазерный стержень, находящийся в сильно возбужденном состоянии, оптически связать с параллельными зеркалами резонатора, то происходит генерация очень короткого импульса. Накопленная энергия излучается в виде импульса с гораздо более высокой мощностью и намного меньшей длительностью, чем в случае, когда модуляция добротности не применяется. Таков метод получения самых высоких пиковых мощностей. Модуляцию добротности обычно используют в твердотельных генераторах, но она также была с успехом применена и в лазерных системах на углекислом газе [35]. Использование модуляции добротности в лазерах влечет за собой потерю энергии по сравнению с режимом миллисекундного импульса, однако пиковая мощность таких лазеров намного выше благодаря значительному укорочению длительности импульса. Типичная величина длительности импульсов лазера

Добротность резонатора определяется как отношение энергии, запасенной в резонаторе, к энергии, покидающей его за период колебания поля. (Обычно добротностью называют величину, в 2 π раз большую, см., например, [78]. — *Прим. ред.*) Таким образом, резонатор с высокой добротностью эффективно запасает энергию, резонатор же с низкой добротностью быстро излучает ее. Резкий переход от состояния с высокой добротностью к состоянию с низкой добротностью вызывает быстрый уход энергии из резонатора в виде мощного излучения.

с модуляцией добротности составляет около 10^{-8} с. Характерная форма импульса от рубинового лазера с модулированной добротностью изображена на фиг. 1.3.

Существует также возможность получения еще более коротких импульсов, длительность которых лежит в пикосекундном диапазоне. Эта возможность реализуется при синхронизации мод. Если на выходе оптического квантового генератора одновременно присутствует несколько мод резонатора, они могут настолько сильно интерферировать между собой, что форма выходного сигнала будет



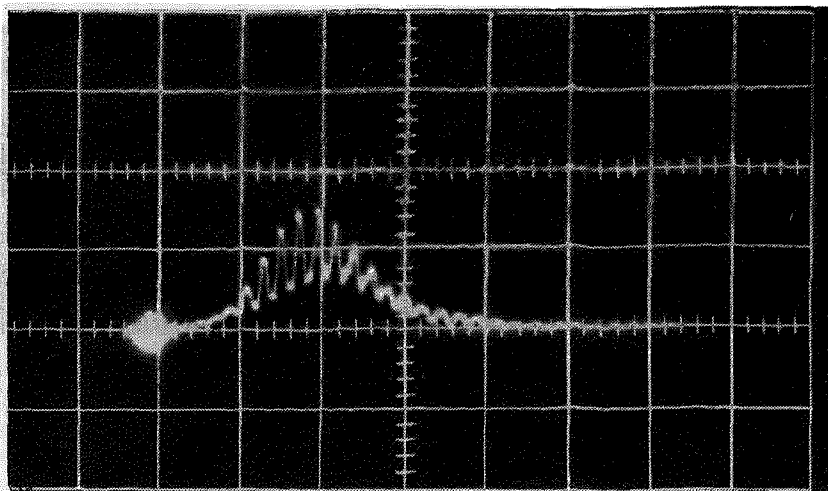
ФИГ. 1.3.

Оциллограмма импульса рубинового лазера с модулированной добротностью.

Время течет слева направо; 50 нс на деление.

отличаться от гладкой кривой, которая показана на фиг. 1.3, и скорее будет состоять из многих очень коротких острых импульсов, следующих дугом. Огибающая этого дуга имеет форму, подобную показанной на фиг. 1.3 [36, 37]. Такой осциллирующий характер излучения обусловлен биениями мод, имеющих близкие частоты. Используемый для модуляции добротности краситель представляет собой нелинейный фильтр, который обладает более высоким пропусканием для света высокой интенсивности. Эти нелинейные свойства фильтра используются для связывания различных продольных типов колебаний лазера. Взаимодействие между модами приводит к синхронизации фаз различных мод, благодаря которой соотношения между фазами продольных мод становятся вполне определенными и неизменными. На временном языке синхронизация мод соответствует циркуляции в резонаторе одного короткого импульса. Эта грубая картина была уточнена с помощью математических методов в работе [38]. Последовательность импульсов, получающихся в результате синхронизации мод, показана на фиг. 1.4. Измерения показали, что длительность этих импульсов порядка 10^{-12} с. Эти импульсы на фиг. 1.4 присутствуют в виде

амплитудной модуляции наносекундного импульса. Постоянная времени измерительной цепи была недостаточно мала для разрешения отдельных импульсов. Особенности режима с синхронизацией мод, безусловно, наиболее ярко проявляются при использовании в качестве элемента, модулирующего добротность, просветляющихся фильтров. Однако подобная же временная зависимость излучения имеет место и в случае лазеров, добротность которых модулируют другими способами [39]. Усиление пикосекундных



Фиг. 1.4.

Импульс рубинового лазера с модулированной добротностью со структурой, образующейся в результате синхронизации мод.

Время течет слева направо; 20 нс на деление. Измерительная схема не обладала быстрым действием, достаточным для разрешения истинной ширины отдельных импульсов.

импульсов относится скорее к искусству, чем к точной науке, тем не менее установлен ряд факторов, благоприятствующих этому процессу [40].

Скорость развертки луча осциллографа часто бывает слишком медленной для записи тонкой временной структуры импульса лазера с модулированной добротностью, и все, что можно увидеть, — это относительно гладкая огибающая последовательности импульсов, возникающих в результате синхронизации мод. Для изучения импульсов пикосекундной длительности необходима специальная техника, поскольку система фотоприемник — осциллограф не обладает достаточным быстрым действием. Соответствующие методы измерения будут описаны в гл. 2.

Наличие пикосекундной составляющей может по-разному влиять на эффекты, производимые лазерным излучением. В случае нагревания, когда эффект линейно зависит от мощности светового луча, присутствие высокочастотных осцилляций в импульсе лазера с модулированной добротностью не может сильно повлиять на результаты измерений, сделанных в течение времени, за которое излучается несколько пикосекундных импульсов. Чтобы определить в каждом частном случае, сказывается ли наличие пикосекундной составляющей на результатах исследования данного эффекта, следует рассмотреть конкретную временную структуру импульса вместе с соответствующей восприимчивостью среды и ее характерными временами релаксации.

В режиме пикосекундных импульсов достигаются самые высокие величины мгновенной мощности: энергия порядка 10 Дж излучается за времена порядка 10^{-11} с [41, 42].

Существует еще один режим работы оптических квантовых генераторов. Это импульсный периодический режим. Такие твердотельные лазеры, как рубиновые лазеры и лазеры на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, могут работать с большой частотой повторения импульсов, что достигается путем периодического поджигания лампы накачки. В этом режиме получена частота повторения порядка килогерца. Основная проблема при таком характере генерации заключается в обеспечении эффективного охлаждения. Энергия в каждом из повторяющихся импульсов, как правило, не столь высока, как в моноимпульсном режиме с низкой частотой повторения вспышек.

В газовых лазерах импульсный периодический режим реализуется путем периодического подвода энергии к разрядной трубке. На CO_2 -лазерах, особенно эффективно работающих в этом режиме, получают импульсы с энергией 1 Дж длительностью 100 мкс, с частотой повторения 100 Гц. Средняя мощность составляет при этом 100 Вт¹⁾. Этот режим может оказаться более интересным и полезным с точки зрения действия лазерного излучения на вещество, чем непрерывный режим при той же самой мощности. Особенно это касается воздействия на металлические мишени, которое мы рассмотрим в гл. 8.

Другой способ получения импульсного периодического режима был успешно применен в лазерной системе на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом. В этом режиме источник накачки излучает непрерывно, а добротность резонатора периодиче-

¹⁾ Выходные параметры лазеров можно характеризовать как мощностью, так и энергией. Предполагается, что различие между энергией («работой») и мощностью («скоростью, с которой производится работа») хорошо известно. Импульс характеризуется либо полной энергией, содержащейся в нем, либо пиковой мощностью. В лазерной технике энергия обычно измеряется в джоулях, мощность — в ваттах.

ски изменяется. Вследствие ряда отличительных особенностей этот режим целесообразно выделить среди других периодических импульсных режимов. Таким способом была получена частота повторения 10 кГц при пиковой мощности порядка десятков киловатт. Лазеры с непрерывной накачкой и периодической модуляцией добротности имеют определенные преимущества при некоторых видах обработки материалов, которые мы опишем в гл. 8.

Таким образом, существуют следующие временные режимы работы оптических квантовых генераторов:

- 1) непрерывный режим;
- 2) режим одиночного миллисекундного импульса;
- 3) импульсный периодический режим;
- 4) импульсный режим с модуляцией добротности;
- 5) режим периодических импульсов при непрерывной накачке и модуляции добротности;
- 6) режим пикосекундного импульса.

Газовые лазеры в большинстве случаев функционируют в режимах 1 или 3. Мощные оптические квантовые генераторы, представляющие интерес для изучения лазерного воздействия, работают только в импульсных режимах. Рубиновые лазеры работают во всех режимах, за исключением режима 5. Различия во временных характеристиках этих режимов хорошо заметно при срав-

ТАБЛИЦА 1.1

Временные характеристики излучения рубинового лазера ¹⁾

Режим генерации лазера	Длительность импульса	Мощность	Энергия в импульсе
Непрерывный режим	—	От милливатт до 1 Вт	—
Импульсный периодический режим (60 Гц)	1 мс	50 Вт (пиковая), 1 Вт (средняя)	0,016 Дж
Режим миллисекундного импульса (низкая частота повторения)	0,1—1 мс (при микросекундной длительности пиков)	10—100 кВт	1—50 Дж
Импульсный режим с модуляцией добротности (низкая частота повторения)	10 ⁻⁸ с	10—100 МВт	0,1—1 Дж
Режим пикосекундного импульса (низкая частота повторения)	10 ⁻¹¹ с	1—10 ГВт	0,01—0,1 Дж

¹⁾ Типичные (не рекордные) величины

нении выходных параметров рубиновых лазеров, которые сведены в табл. 1.1. Режимы генерации в этой таблице представлены в порядке увеличения пиковой мощности и одновременного уменьшения длительности импульса. Обычно конкретный тип лазера используются только в одном или двух из этих временных режимов.

Временные характеристики весьма важны при изучении эффектов взаимодействия, которые описываются в следующих главах.

§ 3. МОДОВЫЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРОВ

Открытый резонатор, образованный зеркалами лазера, обладает определенными устойчивыми конфигурациями электромагнитного поля, которые называются модами ¹⁾. Типы колебаний лазерного резонатора во многом схожи с хорошо известными типами колебаний микроволновых резонаторов. Различие заключается в том, что в случае лазера размеры резонатора намного превышают длину электромагнитной волны. Каждая мода имеет собственную резонансную частоту. Каждая аксиальная (или продольная) мода представляет собой стоячую волну с целым числом полуволн, укладывающихся на длине резонатора.

Детальному анализу мод лазерного резонатора посвящено много работ [43—45]. Если открытый резонатор оптического квантового генератора образован двумя параллельными зеркалами, как это обычно бывает в мощных твердотельных лазерных системах, резонансные частоты даются соотношением [46]

$$f = (c/2d) [n^2 + (dj_{nl}/\pi a)^2]^{1/2}. \quad (1.3)$$

Здесь f — резонансная частота, c — скорость света в веществе лазера, d — расстояние между зеркалами, a — радиус зеркал, n — целое число (равное количеству световых полуволн, укладывающихся между зеркалами) и j_{nl} — n -й корень первой производной бесселевой функции первого рода порядка l . Обычно n много больше величины $dj_{nl}/\pi a$, поэтому часто используют приближенное равенство $n\lambda = 2d$. Это выражение дает частоты аксиальных мод плоскопараллельного резонатора. Аксиальные моды можно рассматривать как определенные конфигурации поля, при которых между зеркалами заключено n световых полуволн с узлами на поверхности каждого зеркала. Различие в частотах аксиальных мод равно $c/2d$, что для типичных твердотельных лазеров по порядку величины составляет гигагерцы. Ширина линии люминесценции рубина или стекла с неодимом достаточно велика, и на ней помещается несколько аксиальных мод лазерного резонатора.

¹⁾ Наряду с термином «мода» в отечественной литературе используется эквивалентный ему термин «тип колебаний». Среди обширной литературы по типам колебаний открытых резонаторов следует, кроме указанных в тексте статей, отметить работы [79—83]. — *Прим. ред.*

Принимая во внимание структуру, задаваемую вторым членом соотношения (1.3), можно видеть, что вблизи каждой основной аксиальной моды имеется группа сопутствующих мод. Эти моды более высокого порядка называются неаксиальными и соответствуют распространению световых волн под малыми углами к оси лазерной системы. Для мод более высокого порядка дифракционные потери возрастают, поэтому генерация происходит на небольшом количестве мод самого низкого порядка. Обычный лазер с плоскопараллельными зеркалами генерирует большое число аксиальных мод, отстоящих друг от друга на частотный интервал, равный $c/2d$, и заполняющих большую часть ширины линии люминесценции. Каждая аксиальная мода может сопровождаться несколькими модами более высокого порядка, слегка различающимися по частоте.

Для резонатора с неплоскими зеркалами решение в замкнутом виде было получено для случая, когда зеркала конфокальны [44]. Частота моды определяется при этом тремя целыми числами q , m , n и дается выражением

$$f_{qmn} = (c/2d) \left[q + \frac{1}{2} (m + 2n + 1) \right]. \quad (1.4)$$

Как правило, число q велико, а m и n малы. Такие типы колебаний называют ТЕМ _{m n} -модами. Аксиальным модам соответствуют значения $m = n = 0$. Эти моды сильно вырождены, поскольку имеется много мод более высокого порядка, обладающих той же частотой. Потери обычно выше для мод более высокого порядка.

Изучение модовой структуры представляет интерес с точки зрения лазерного воздействия, поскольку присутствие мод высокого порядка увеличивает угловую расходимость луча и влияет на его фокусировку. Получение наименьших фокальных пятен и наибольших интенсивностей облучения возможно лишь в пучках с относительно простой модовой конфигурацией. Более того, если модовые свойства неконтролируемы, структура типов колебаний в импульсе мощного лазера может меняться от вспышки к вспышке, в связи с чем различные импульсы фокусируются по-разному.

Теперь можно ввести понятие яркости. Яркость источника представляет собой величину мощности, излучаемой им с единицы площади в единичный телесный угол ¹⁾. Фундаментальная теорема оптики гласит, что яркость источника невозможно увеличить посредством какой-либо оптической системы. При фокусировке луча, верхняя предельная величина телесного угла, заполненного сходящимся в точку излучением, равна 2π . Таким образом, макси-

¹⁾ В радиометрии для этой величины принят термин «светимость». В лазерной же технике более широко распространен термин «яркость».

мальная интенсивность, достижимая с помощью оптической системы, ограничена величиной, которая превышает яркость источника менее чем в 2π раз. Высокая яркость имеет большое значение для осуществления больших величин интенсивности. Яркость лазера может ограничиваться присутствием неаксиальных типов колебаний. Часто с увеличением выходной мощности лазера увеличивается и число мод, так что яркость при этом либо остается постоянной, либо увеличивается весьма незначительно. Поэтому для получения высокой интенсивности можно в равной степени использовать как уменьшение расходимости луча, так и увеличение мощности.

Следующий параграф посвящен изучению влияния модовой структуры на пространственное распределение энергии в луче и методам контроля модовой структуры мощных оптических квантовых генераторов.

§ 4. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Мощность в конкретной моде имеет определенное пространственное распределение. В прямоугольных координатах распределение интенсивности в моде резонатора с индексами q , m , n (т. е. в ТЕМ _{mn} -моде) выражается формулой ¹⁾

$$I_{mn}(x, y) = \{H_m(\sqrt{2}x/w) H_n(\sqrt{2}y/w) \exp[-(x^2 + y^2)/w^2]\}^2, \quad (1.5)$$

где H_m — полином Эрмита m -го порядка, а w — размер поперечного сечения пучка, определяемый как радиус, на котором интенсивность ТЕМ₀₀-моды в e^2 раз меньше величины интенсивности на оси пучка ²⁾. В полярных координатах выражение (1.5) имеет вид

$$I_{mn}(r, \theta) = [L_m^n(2r^2/w^2)]^2 (\sqrt{2}r/w)^{2n} \exp[-(2r^2/w^2)] \cos^2 n\theta. \quad (1.6)$$

Функция L_m^n представляет собой обобщенный полином Лагерра. (Свойства полиномов Эрмита и Лагерра описаны во многих стандартных руководствах по ортогональным многочленам.) Работе лазера благоприятствуют условия более высокой симметрии, т. е. небольшие величины n . При $n = 0$ интенсивность зависит только

¹⁾ Такое определение размера пятна, обычно используемое при обсуждении свойств лазерных мод, весьма полезно и для дальнейшего изложения. Например, решение уравнения теплопроводности упрощается, если определить радиус пятна как расстояние, на котором происходит изменение интенсивности в e раз. Это определение используется в гл. 3 и приводит к появлению коэффициента $\sqrt{2}$.

²⁾ Формулы (1.5) и (1.6) справедливы, строго говоря, только для конфокальных резонаторов. О приближенных формулах для резонаторов других типов см. [44]. — *Прим. ред.*

от r , и L_m^0 является обычным полиномом Лагерра. Обе приведенные выше формулы в случае моды низшего порядка TEM_{00} упрощаются и принимают гауссов вид

$$I_{00}(r) = \exp(-2r^2/w^2). \quad (1.7)$$

Как и выше, w — гауссов радиус TEM_{00} -моды.

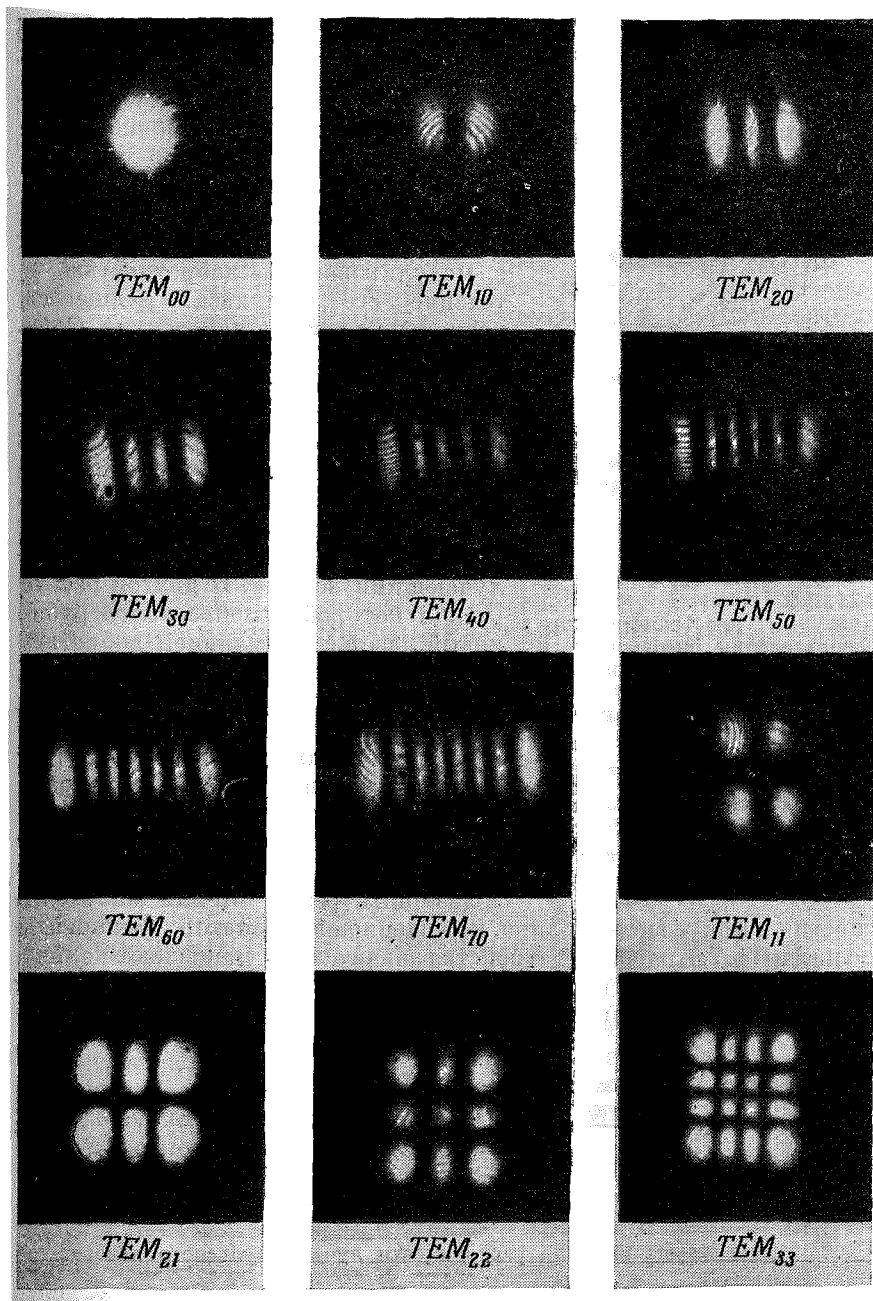
Пространственное распределение на выходе непрерывного газового лазера обычно представляет собой модовую картину, которая уже была описана выше. Излучение газовых лазеров имеет, как правило, прямоугольную симметрию, соответствующую формуле (1.5), даже в случае, когда поперечное сечение зеркал является круглым. Некоторые профили пучка для простых модовых конфигураций TEM_{mn} показаны на фиг. 1.5. Видно, что диаграмма направленности имеет простую лепестковую структуру, описываемую полиномами Эрмита. Особый интерес представляет TEM_{00} -мода, в которой выходное излучение является наиболее пространственно однородным и которая обладает наилучшими свойствами для фокусировки.

Выходное излучение мощных твердотельных лазеров обычно имеет значительно более сложное пространственное распределение. Четко выраженные типы колебаний высокого порядка можно наблюдать вблизи порога [48]. Частотную структуру системы неаксиальных мод, описываемую формулой (1.4), наблюдали в работе [49] на рубиновом лазере, работающем в режиме миллисекундного импульса, методом регистрации биений между различными частотами и в работе [50] на рубиновом лазере с модулированной добротностью при помощи прямых интерференционных методов.

Пространственное распределение излучения мощных твердотельных лазеров, как правило, достаточно неупорядоченно и дает картины, по которым невозможно установить модовую структуру. Выходное излучение представляет собой суперпозицию многих мод, на которую к тому же оказывают влияние всевозможные нерегулярности структуры лазерного кристалла. Вследствие этих неоднородностей модовая структура мощного рубинового лазера не поддается простому математическому описанию.

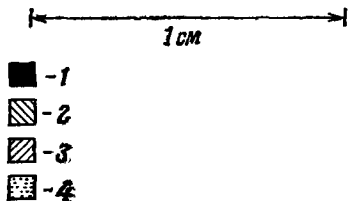
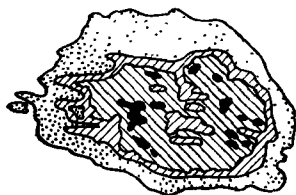
Точный профиль зависит от деталей конструкции конкретного лазера и от конкретного используемого рубинового кристалла (или другого активного вещества). Неупорядоченный характер излучения затрудняет фокусировку луча в пятно минимального размера. Типичный профиль луча лазера с модулированной добротностью показан на фиг. 1.6.

Ситуация еще более осложняется тем, что пространственный профиль может меняться в течение импульса. На протяжении миллисекундного отрезка времени генерации рубинового лазера наблюдалось непрерывное изменение очень сложной модовой структуры [52, 53]. Даже в том случае, когда в пиках миллисекундного



Фиг. 1.5.
 Конфигурации некоторых типов колебаний TEM_{mn} гелий-неонового лазера [47].

импульса рубинового лазера отсутствует видимая модовая структура, амплитуда отдельного пика может изменяться в зависимости от положения излучающей точки на торце рубинового кристалла [54].

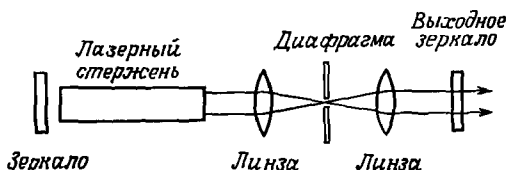


Фиг. 1.6. Контурные пространственного распределения интенсивности нефокусированного излучения в импульсе рубинового лазера с модуляцией добротности [51].

1 — средняя относительная интенсивность не менее 6,67, 2 — средняя относительная интенсивность не менее 4,27, 3 — средняя относительная интенсивность не менее 1,60, 4 — средняя относительная интенсивность не менее 1,00

Неясно, изменяется ли пространственная структура излучения лазера с модулированной добротностью в течение его импульса, длящегося несколько десятков наносекунд. Одно исследование [55] показало, что у рубинового лазера, в котором модуляция добротности осуществлялась посредством ячейки с красителем, имелись небольшие зоны, которые присутствуют в излучении в течение промежутков времени от 1,8 до 4 нс и затем исчезают, сменяясь другими излучающими зонами. В другой работе [56], в которой использовался рубиновый лазер с модуляцией добротности посредством ячейки Поккельса, получена диаграмма интенсивности, оставшаяся неизменной на протяжении всего импульса.

Для улучшения модовых характеристик мощных лазеров использовалось много методов. Простейший из них состоит во введении диафрагмы в лазерный резонатор или малого отверстия в фокус системы линз, помещенной в резонатор, как показано на фиг. 1.7. Подобные устройства значительно уменьшают количество неаксиальных типов колебаний, поскольку диафрагма вносит большие дифракционные потери для мод высокого порядка. С помо-



Фиг. 1.7. Схема для уменьшения угла расходимости луча импульсного лазера.

стью простых систем, подобных показанной на фиг. 1.7, выходное излучение рубинового лазера, работающего в режиме миллисекундного импульса, можно сделать более пространственно однородным, а угловую расходимость приблизить к дифракционному пределу

[57, 58]. Выходная мощность чувствительна к размеру диафрагмы и к отклонению от оси лазерной системы. Однако при тщательной юстировке можно добиться того, что мощность системы будет сделана почти столь же высокой, как и в схеме без ограничения пучка, так что в результате выходная яркость возрастает.

Если допустимо пренебречь потерей некоторой части выходной мощности, то пространственный профиль излучения мощного импульсного лазера можно сгладить при помощи системы, состоящей из линзы и маленькой диафрагмы, помещенной вне резонатора. Такая схема не позволяет увеличить яркость, однако с ее помощью можно получить более однородное распределение в фокальной плоскости оптической системы.

Число аксиальных мод, присутствующих в выходном излучении лазера, можно уменьшить путем использования резонатора, одно из зеркал которого составлено из нескольких интерференционных пластинок без покрытия. Генерация в такой системе происходит преимущественно на длинах волн тех мод, которые являются одновременно модами всего резонатора и модами отдельного интерферометра, образованного каждой парой параллельных поверхностей пластин. Поскольку лазер обладает нелинейным усилением, выходная мощность излучается в одной или в малом числе аксиальных мод. Режим генерации в одной аксиальной моде на рубиновом лазере с модулированной добротностью был получен с применением селективирующего элемента, представляющего собой две пластинки одинаковой толщины, выполненные из флинта [59]. Выходная мощность в таком режиме вдвое ниже, чем в многомодовом. В одномодовом режиме осуществление синхронизации мод невозможно, поэтому генерируемый импульс не имеет временной структуры. Конструкция системы для контроля аксиальной моды, некритичная к параметрам селективирующего элемента, описана в работе [60]. В другой работе [61] для осуществления режима, в котором на выходе рубинового лазера с модулированной добротностью присутствует единственная аксиальная мода TEM_{00} , использовалась совокупность приемов, включавшая в себя тщательную юстировку нескольких отражающих поверхностей внутри резонатора, охлаждение рубинового кристалла, регулировку положения отражающего стеклянного селектора мод и применение селектора мод на красителе.

Разработка систем, предназначенных специально для получения высокой яркости, привела к созданию лазерных конструкций на неодимовом стекле с расходимостью пучка, близкой к дифракционному пределу, состоящих из одномодового задающего генератора и усилительных каскадов; яркость такой комбинированной системы составляет $2 \cdot 10^{17}$ Вт/см²·стерад [62]¹⁾.

¹⁾ В работе [85] описана система, которая позволяет получить яркость до $3 \cdot 10^{21}$ Вт/см²·стерад.— *Прим. ред.*

§ 5. ОСОБЕННОСТИ ФОНУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для определения интенсивности лазерного излучения необходимо установить размер пятна, в которое фокусируется луч. Луч невозможно сфокусировать в точку в математическом смысле. Существует минимальный размер пятна, определяемый в конечном счете дифракцией. Однако достичь обусловленного дифракцией предела чаще всего не удается вследствие неидеальности оптической системы, поэтому размер пятна в действительности больше, чем следует из дальнейшего рассмотрения. Тем не менее конечный предел, который мы назовем дифракционным, существует, и именно он определяет минимальную величину фокальной площадки, а следовательно, и максимальную достижимую интенсивность. Универсального определения величины, которую мы называем дифракционным пределом, не существует. Мы будем рассматривать дифракцию и связанные с ней ограничения, оставляя при этом возможность выбрать определения в соответствии с нашей конкретной задачей. Определение дифракционного предела, более всего подходящее для наших целей, зависит от доли полной энергии луча, которую желательно собрать в пятно определенного размера.

Одним из важных моментов является различие между ближней и дальней зонами лазера. В ближней зоне распределение интенсивности в луче такое же, как и на выходной апертуре лазера. Оно повторяет модовую структуру, о которой речь шла выше. В случае гауссовского пучка эти условия сохраняются на расстояниях порядка d^2/λ по оси пучка, где d — диаметр выходной апертуры лазера и расходимость пучка мала. На больших расстояниях пучок расширяется вследствие дифракции. С увеличением расстояния четкие картины распределения интенсивности в ближней зоне размываются за счет дифракционных эффектов, а угол распространения приближается к величине порядка λ/d .

Важное свойство гауссовских пучков заключается в том, что они обладают одинаковыми распределениями интенсивности в обеих зонах — в ближней и в дальней. Кроме того, гауссовские пучки синфазны, т. е. имеют одну и ту же фазу по всему волновому фронту. Преимущество синфазных пучков состоит в том, что их можно сфокусировать до минимального возможного размера [63].

Когерентность имеет отношение к фокусировке лазерного излучения постольку, поскольку яркость лазерного источника света в значительной мере определяется наименьшим диаметром фокального пятна, который может быть получен для гауссовского пучка с данной длиной волны. Все гауссовские пучки, по существу, одинаковы с точки зрения характеристик распространения. Гауссовский пучок всегда можно сфокусировать в пятно с минимальным размером, по порядку величины равным длине световой волны.

Это очень полезное свойство когерентных синфазных пучков, которое, в частности, отличает лазерный луч от луча некогерентного света. Синфазный гауссовский пучок в принципе можно сфокусировать в пятно меньшего радиуса, чем некогерентный пучок [64].

Рассмотрим фокусировку идеального лазерного пучка. Прежде всего остановимся на случае дифракции однородного пучка на круглой диафрагме и рассмотрим фокусировку такого пучка линзой. Введем безразмерные координаты U и V :

$$U = (2\pi/\lambda)(a^2z/L^2), \quad V = (2\pi/\lambda)(ar/L). \quad (1.8)$$

Здесь z — расстояние вдоль направления луча, a — радиус линзы, L — ее фокусное расстояние, λ — длина волны и r — расстояние в направлении, перпендикулярном направлению распространения. Использование этих величин позволяет выразить распределение интенсивности света вблизи фокальной точки в общем виде и не рассматривать отдельные случаи линз с различными фокусными расстояниями.

Распределение интенсивности для однородного пучка получено в работе [66]. Полное выражение, описывающее распределение интенсивности вблизи фокуса, является сложной функцией. Вдоль оптической оси периодически расположены максимумы и минимумы, разделенные расстояниями, которые соответствуют изменению величины U приблизительно на 4π . Выражение для распределения в фокальной плоскости представляет собой хорошо известное соотношение, описывающее дифракционную картину от круглой диафрагмы. Здесь мы рассмотрим лишь распределение вдоль направления распространения луча и распределение в фокальной плоскости.

В фокальной плоскости, т. е. при $U = 0$, распределение интенсивности в направлении, перпендикулярном направлению распространения, дается следующим соотношением:

$$I(0, V) = (\pi a^2/\lambda^2 L^2) (2J_1(V)/V)^2 I_t. \quad (1.9)$$

Здесь J_1 — функция Бесселя первого рода, I_t — полная световая мощность в луче. Выражение (1.9) представляет собой известную формулу Эйри для дифракции Фраунгофера на круглой диафрагме.

В качестве определения предельного дифракционного размера пятна можно взять радиус, соответствующий первому минимуму бесселевой функции. Первый минимум функция J_1 имеет при значении аргумента, равном $1,22\pi$. Это соответственно приводит к следующему выражению для минимального размера пятна в фокальной плоскости:

$$r_s = 1,22\pi\lambda L/2\pi a = 1,22\lambda L/2a. \quad (1.10)$$

Здесь r_s — предельный дифракционный радиус пятна. Отметим также, что отношение $1,22\lambda/2a$ является известным выражением

для предельной дифракционной расходимости пучка, проходящего через диафрагму с диаметром $2a$. Таким образом, если начальное расширение пучка обусловлено дифракционными эффектами на апертуре лазера и если расстояние от лазера до линзы достаточно мало, так что луч еще сильно не расширен, мы получаем следующий результат:

$$r_s = L\theta, \quad (1.11)$$

где θ — угол расходимости пучка.

Обычно это равенство используют как удобное эмпирическое соотношение для оценок размера пятна, в которое собирается лазерный луч с определенным углом расхождения безаберрационной линзой с фокусным расстоянием L .

Заметим, что это рассмотрение применимо, если лазер работает в режиме одной поперечной моды. Если же лазерный луч содержит N поперечных мод, площадь пятна увеличивается в N раз [65]. Присутствие поперечных мод более высокого порядка увеличивает угловую расходимость луча, а следовательно, и минимальный размер пятна, в которое можно сфокусировать лазерный луч.

В точках, лежащих на оси, $V = 0$, и распределение интенсивности имеет вид

$$I(U, 0) = \left(\frac{\sin U/4}{U/4} \right)^2 \frac{\pi a^2}{\lambda^2 L^2} I_t. \quad (1.12)$$

В начале координат, где $U = 0$, эта формула дает следующий результат для центра фокусируемого пучка:

$$I_c = (\pi a^2 / \lambda^2 L^2) I_t. \quad (1.13)$$

Здесь I_c — интенсивность падающего излучения в центре фокального пятна, представляющая собой максимальную интенсивность, достижимую при данных условиях фокусировки.

Интенсивность $I(U, 0)$ уменьшается вдвое по сравнению с максимальным значением при $U = 5,56$. Это обстоятельство можно использовать для удобного определения глубины фокуса, которую мы введем как

$$z_s = \pm 5,56 (\lambda L^2 / 2\pi a^2). \quad (1.14)$$

Пространственное распределение в лазерном луче чаще является гауссовым, а не равномерным. Из рассмотрения модовых характеристик следует, что это очень распространенный случай. В частности, гауссовым является распределение интенсивности в TEM_{00} -моды лазерного резонатора. Примем, что фокусируемый пучок является гауссовским, а изменение интенсивности в нем в зависимости от угла θ , отсчитываемого от направления распространения, описывается формулой

$$I(\theta) = (I_t / \pi \delta^2) \exp(-\theta^2 / \delta^2), \quad (1.15)$$

где I_t — полная интенсивность, а δ — средний угловой радиус расходимости гауссовского пучка. В этом случае безразмерные координаты удобно выбрать следующим образом:

$$U = (2\pi/\lambda)(z/4f^2), \quad V = (2\pi/\lambda)(r/2f); \quad f = L/2a, \quad (1.16)$$

что фактически эквивалентно соотношениям (1.8). В этих единицах интенсивность вблизи фокальной точки описывается выражением [66]

$$I(U, V) = \frac{4\pi a^2}{\lambda^2 L^2} [I_t/\pi (1 + U^2)] \exp[-V^2/(1 + U^2)]. \quad (1.17)$$

В фокальной плоскости, где $U = 0$, мы вместо функции Эйри получаем уже другое распределение с экспоненциальным падением при удалении от оси. В пятне с радиусом, соответствующим значению $V = 1$, содержится 63% полной энергии. Последнее можно использовать как определение размера пятна, соответствующего дифракционному пределу. Таким образом, минимальный размер пятна в случае гауссовского пучка выражается соотношением

$$r_s = \lambda L/2\pi a. \quad (1.18)$$

Поскольку величина $L/2\pi a$ порядка единицы, то это выражение является основой для общего утверждения, заключающегося в том, что лазерное излучение можно сфокусировать в пятно с размером, равным по порядку величины одной длине волны.

На оптической оси $V = 0$ и интенсивность падает до величины, вдвое меньшей, чем максимальная, при значениях $U = \pm 1$. Это может служить основой для определения глубины фокуса в случае гауссовского пучка.

Теперь мы приведем конкретные численные примеры, показывающие, насколько важны для изучения лазерных эффектов условия фокусировки лазерного излучения. Если газовый лазер с гауссовым распределением имеет выходную мощность¹ 10 мВт и обладает угловой расходимостью порядка 10^{-4} рад, то в соответствии с приведенными выше формулами линза с $f = 1$ фокусирует такой луч в пятно площадью порядка 10^{-8} см² и интенсивность вблизи центра имеет величину порядка 10^6 Вт/см². Тот факт, что в малой фокальной области на единицу площади приходится столь высокая мощность, означает, что возникновение удивительных эффектов возможно даже и в том случае, когда полная мощность в луче невелика.

Рассмотрим ситуацию с обычной лампой, излучающей в телесный угол 4π стерад¹⁾. Пусть излучение лампы собирается линзой для получения интенсивности 10^6 Вт/см². Если диаметр линзы равен $2a$, а распределение световой энергии соответствует закону

¹⁾ Оценка, приведенная в оригинале, содержит неточность. Ниже приводится несколько измененный расчет интенсивности. — *Прим. ред.*

Ламберта, то световая мощность, подводимая к фокальной площадке, равна

$$\frac{1}{4} I_t \left(\frac{a}{D} \right)^2,$$

где I_t — полная мощность лампы и D — расстояние от лампы до линзы. Апертура освещается приблизительно равномерно, так что равенство $r_s = L\theta$ приводит к следующему результату для площади фокального пятна:

$$\text{Площадь} = \frac{\pi L^2 d^2}{4D^2},$$

где d — размер излучающей области. Тогда интенсивность облучения равна

$$\frac{I_t}{4\pi d^2} \left(\frac{2a}{L} \right)^2.$$

Для оценки примем поверхность излучателя равной $0,1 \text{ см}^2$ и относительное отверстие фокусирующей системы $2a/L \sim 1$. Тогда находим, что для достижения интенсивности излучения порядка 10^6 Вт/см^2 с использованием обычного источника света полная мощность этого источника должна составлять приблизительно 1 МВт . Следовательно, даже весьма умеренная мощность лазерного излучения может обеспечивать интенсивности, сравнимые с теми, которые можно получить от очень мощных обыкновенных источников света.

ТАБЛИЦА 1.2

Типичные значения яркости

Источник	Мощность	Расходимость пучка	Площадь	Яркость
Ртутная лампа	10 кВт	4π стеррад	1 см ²	~ 1000 Вт/см ² ·стеррад
Солнце	4 · 10 ²⁶ Вт	4π стеррад	2,5 · 10 ²³ см ²	~ 130 Вт/см ² ·стеррад
Гелий-неоновый лазер	10 мВт	3 · 10 ⁻⁴ рад	0,1 см ²	10 ⁸ Вт/см ² ·стеррад
Рубиновый лазер	10 МВт	5 · 10 ⁻³ рад	1 см ²	~ 4 · 10 ¹¹ Вт/см ² ·стеррад
Специальная лазерная конструкция на неодимовом стекле для получения высокой яркости	4 ГВт	4 · 10 ⁻⁵ рад	10 см ²	~ 2 · 10 ¹⁷ Вт/см ² ·стеррад

Главным преимуществом лазеров является высокая яркость излучения. Благодаря большой яркости лазерного излучения на мишени можно получить высокую интенсивность света. В табл. 1.2 приведено сравнение яркости различных источников света.

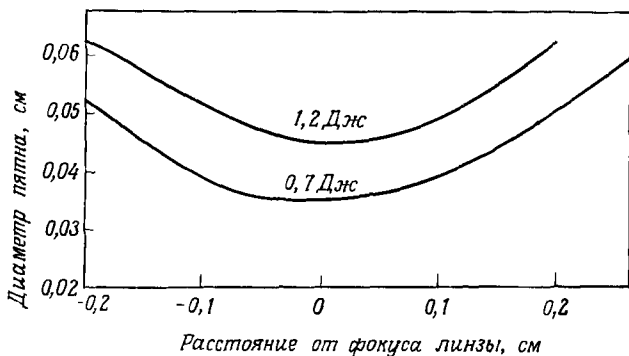
Для получения небольшого угла расходимости, а следовательно, и высокой яркости необходима когерентность. Конечно, некогерентный луч можно сфокусировать в такую же площадку с дифракционными размерами, как и луч лазера, но для этого луч придется настолько сильно задиафрагмировать, что в нем останется только небольшая часть мощности. Если источник достаточно задиафрагмирован для получения хорошей фокусировки, то это одновременно означает, что он дает почти когерентный пучок. Имея в виду это обстоятельство, говорят, что когерентный свет хорошо поддается фокусировке.

Газовые лазеры, в особенности те, которые работают на TEM_{00} -моду, обладают хорошими когерентными свойствами, и все сказанное выше в полной мере относится к ним. Размеры фокального пятна, близкие к длине световой волны, для них действительно осуществляются на опыте. Мощные же твердотельные лазеры обычно не обладают синфазным гауссовым распределением, и с их фокусировкой дело обстоит хуже.

Существование описанного выше предельного дифракционного размера пятна вытекает из принципов оптики. Этот предел достигим с помощью соответствующих методов — при использовании безабберационных линз и пучков, пространственное распределение в которых близко к одному из тех идеальных распределений, о которых речь шла выше. В случае более сложных пространственного распределения и модовой структуры, как это часто бывает на практике или когда линза недостаточно совершенна, предельное значение недостижимо. Типичный для обыкновенных рубиновых лазеров минимальный размер фокального пятна, создаваемого простой линзой, порядка 300 мкм. Для получения пятна меньшего размера можно задиафрагмировать луч, что ведет к понижению эффективного угла расходимости. Таким методом на опыте получены размеры пятна порядка нескольких микрон. Однако при этом теряется значительная часть полной мощности, получаемой от лазера, в связи с чем нет выигрыша в яркости.

Несмотря на то что мощные твердотельные лазеры обладают относительно худшими угловыми характеристиками луча по сравнению с газовыми лазерами, благодаря своей весьма высокой пиковой мощности они дают очень большую интенсивность. Для рубинового лазера, излучение которого фокусируется простой линзой, типична площадь фокального пятна 10^{-3} см². Кривые на фиг. 1.8 показывают изменение размера пятна в зависимости от расстояния до фокальной плоскости при различных выходных энергиях обычного рубинового лазера. Измерение пятна производилось путем

определения диаметра отверстия, образующегося в тонкой алюминиевой пленке. Приведена зависимость диаметра пятна от величины смещения пленки относительно положения фокуса линзы. Имеется область размером около 1 мм, в которой диаметр пятна



ФИГ 18.

Размер пятна при фокусировке луча многомодового рубинового лазера, работающего в режиме миллисекундного импульса, линзой с фокусным расстоянием 2,5 см.

В оригинальных данных имеется разброс точек от вспышки к вспышке, который сглажен при проведении кривых

не чувствителен к положению пленки. Для заданной величины смещения от фокальной плоскости диаметр увеличивается при увеличении выходной энергии лазера.

Ниже приводятся значения пиковой мощности и интенсивности, которые в настоящее время можно без особых усилий получить с помощью лазеров.

Лазер в режиме миллисекундного импульса	10^5 Вт	10^8 Вт/см ²
Лазер с модулированной добротностью	10^8 Вт	10^{11} Вт/см ²
Лазер в режиме пикосекундного импульса	10^{11} Вт	10^{14} Вт/см ²

Все эти интенсивности значительно превышают те величины, которые можно получить с помощью обычных источников света.

§ 6. ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

В качестве активных веществ для лазеров в настоящее время используется множество материалов. Большинство из них применяется в лабораторных экспериментальных установках, но некоторые вещества представляют также и практический интерес. Наиболее важные из этих материалов перечислены в табл. 1.3;

ТАБЛИЦА 1.3

Характеристики лазеров

Активное вещество лазера	Длина волны, мкм	Мощность в непрерывном режиме, Вт	Пиковая мощность в импульсе, Вт	Энергия в импульсе, Дж	Частота повторения импульсов, имп/с	Угол расходимости, мрад
He—Ne	0,6328	0,001—0,1	—	(Редко используется в импульсном режиме)	—	0,2—1
Ag ⁺	0,4880 0,5145	1—10	20	мДж	60—200	0,5—1
Kr ⁺	0,6471 0,5681 0,5208 0,4762	0,5	2	мДж	60	0,5—1
CO ₂	10,6	10—5000	10 ⁵	0,1—5	~ 100	~ 1—4
N ₂	0,3371	He работает	10 ⁵	—	1—100	2 × 20 ¹⁾
Рубин	0,6943	1	До 10 ⁹	1—500	60	1—10
Стекло с Nd	1,06	—	До 4 · 10 ⁹	1—5000	1—10	0,5—10
Nd-ИАГ	1,06	1—250	До 10 ⁵	0,01—1	До 10 000	2—20
GaAs	0,84—0,9	1—10	1—100	< 1 мДж	100—1000	20 × 400 ¹⁾

1) У этих лазеров активный элемент выполнен в виде тонкой пластины. — Прим. перев.

там же указаны и некоторые их свойства. Характеристики активных веществ соответствуют промышленным стандартам и не являются оптимальными лабораторными значениями. Лазер — это не одно-единственное устройство, а большое семейство приборов, обладающих самыми разнообразными характеристиками. Каждый тип лазеров имеет собственную длину волны генерации и свои характерные параметры. Даже один тип лазеров может иметь множество различных конструктивных исполнений. Для создания лазера не существует единственно правильного пути. Успешно используется чрезвычайно широкое разнообразие конструкций. Диапазон получаемых на лазерах длин волн простирается от ультрафиолетовой области через видимую и ближнюю инфракрасную часть спектра до нескольких сотен микрон, т. е. до далекой инфракрасной области.

Для некоторых параметров лазеров в табл. 1.3 указаны пределы изменения. Это вызвано тем, что диапазон получаемых на лазерах характеристик довольно широк. Тем не менее на одном только типе лазера невозможно обеспечить оптимальность всех характеристик. Чтобы получить, например, самую высокую пиковую мощность

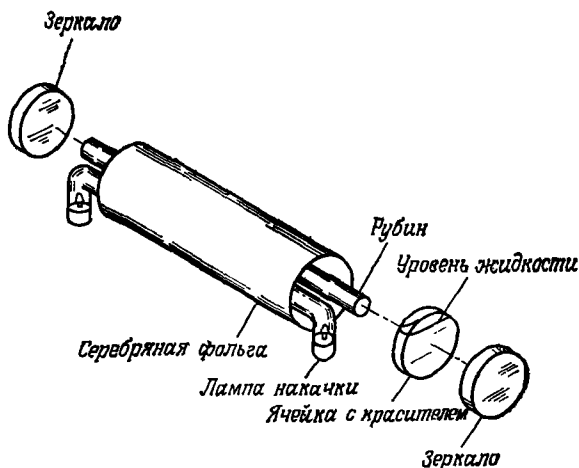
в импульсе, приходится жертвовать некоторыми другими полезными свойствами, такими, как угловая расходимость луча или частота повторения импульса. Твердотельные лазеры, например рубиновые, чаще используются в импульсном режиме, хотя лазеры на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом дают и достаточно высокую непрерывную мощность. Большинство газовых лазеров действуют в непрерывном режиме, исключение составляет азотный ультрафиолетовый лазер, который работает только в импульсном режиме; лазеры на CO_2 также могут функционировать в импульсном режиме. Самые высокие непрерывные мощности, достигающие нескольких киловатт, получают на CO_2 -лазерах. Длина волны генерации лазеров на CO_2 (10,6 мкм) лежит в относительно далекой инфракрасной области, что может представлять неудобство для некоторых применений. Хорошими оптическими материалами для изготовления линз и окон на длину волны 10,6 мкм являются германий, иртран II и IV; при использовании оптики из этих материалов оперировать с излучением CO_2 -лазера так же легко, как и с излучением лазеров, работающих в ближней инфракрасной области.

Излучение полупроводниковых лазеров обладает свойствами, менее подходящими для наших целей, чем излучение, получаемое на других материалах. Конечно, полупроводниковые лазеры имеют ряд преимуществ — они невелики по размерам, прочны и более эффективны по сравнению с другими типами лазеров и по этой причине они удобны для некоторых применений. Но такой тип лазеров редко используется для осуществления воздействия на вещество.

Наиболее узким спектром частот, т. е. наилучшей монохроматичностью, обладают газовые лазеры. Специальные конструкции гелий-неоновых лазеров генерируют линию шириной до 1 Гц. Ширина линии излучения обычно применяемых гелий-неоновых лазеров, как правило, порядка нескольких десятков килогерц. Частотный диапазон мощных твердотельных лазеров составляет более 1 МГц и может даже достигать десятков мегагерц.

Типичная конструкция рубинового лазера показана на фиг. 1.9. В ней используется U-образная лампа накачки, расположенная рядом с рубиновым стержнем, причем хорошая передача света от лампы к стержню достигается тем, что стержень вместе с лампой окружается металлической (например, серебряной) фольгой. Эта конструкция часто применяется в относительно маломощных лазерах с модулированной добротностью, имеющих мощность в пределах от 1 до 10 МВт. Возможны и многие другие конструкции, например спиральная лампа, окружающая стержень; сферические осветители с расположенными рядом стержнем и лампой; эксфокальные осветители, в которых стержень и лампа расположены торцами друг к другу; эллиптические осветители с прямой лампой и стержнем, расположенным в фокусах эллиптического

поперечного сечения отражателя, и, наконец, цилиндрические осветители с круглым поперечным сечением отражающей поверхности, в которых стержень и лампа накачки помещаются рядом. Для получения самых высоких уровней выходной мощности и энергии обычно используют такие из перечисленных конструкций, в ко-



Фиг. 1.9.

Схема обычной конструкции рубинового лазера с плотной упаковкой осветителя.

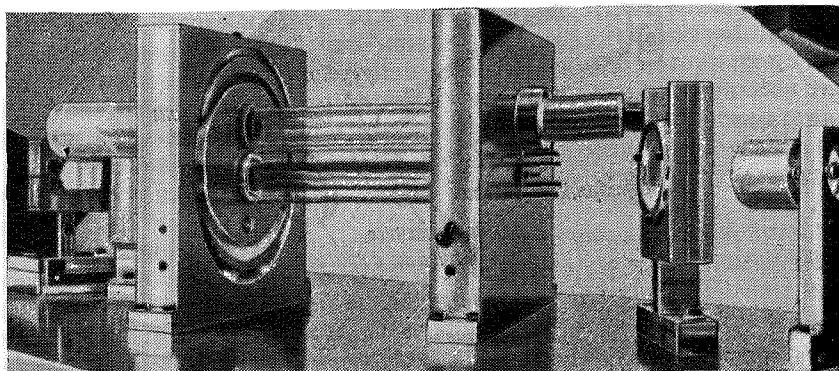
Модуляция добротности производится просветляющимся фильтром.

торых стержень и лампа разнесены друг от друга, что связано с необходимостью охлаждения лазерного стержня. В простой конструкции, показанной на фиг. 1.9, охлаждение затруднено.

В наиболее мощных твердотельных лазерах для минимизации потерь часто используют стержни, срезанные под углом Брюстера. В качестве зеркал резонатора обычно применяют стеклянные или кварцевые подложки с диэлектрическим покрытием, призмы полного внутреннего отражения, а также интерференционные стопы, собранные из плоскопараллельных пластин из диэлектрического материала, отражение от которых обусловлено интерференционным эффектом. Интерференционные стопы обладают более высокой устойчивостью к разрушению под действием мощного излучения, чем зеркала.

В качестве модулирующих добротность элементов используют вращающиеся зеркала, ячейки Керра, ячейки Поккельса, акустооптические модуляторы и, наконец, просветляющиеся фильтры. Эти фильтры, не пропускающие свет с низкой интенсивностью, становятся прозрачными при высоких интенсивностях, когда поглощение света молекулами приводит к переходу их в верхнее

энергетическое состояние, в котором поглощение отсутствует. Просветляющиеся фильтры представляют собой простейшую систему, но они не позволяют контролировать момент начала импульса. Красители, обычно используемые в фильтрах для рубиновых лазеров, — это раствор криптоциана в метаноле; для неодимовых лазеров применяют полиметниновый краситель. Вращающиеся зеркала осуществляют более медленное включение добротности и дают более низкие пиковые мощности, чем другие методы модуляции добротности. Однако такие устройства достаточно просты и позволяют осуществлять внешнюю синхронизацию. Наиболее



Ф И Г. 1.10.

Фотография рубинового лазера с модуляцией добротности с выходной мощностью излучения 200 МВт.

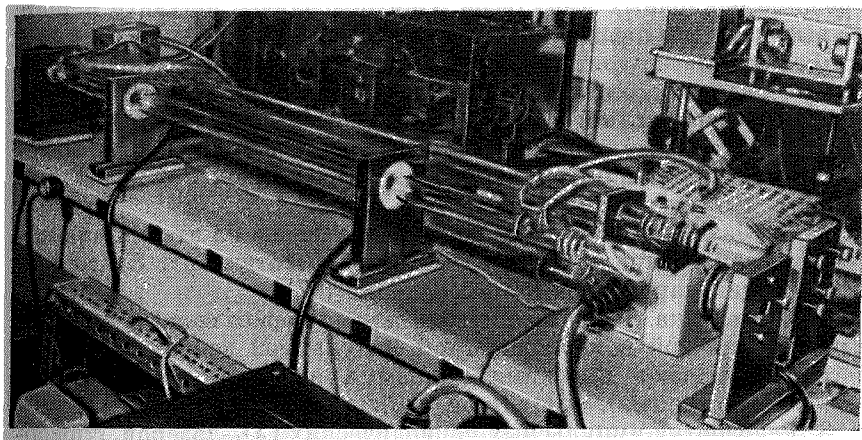
Лазер в разобранном состоянии. Справа находится оправа для интерференционной стопы, слева от нее под углом Брюстера расположен держатель ячейки с красителем (криптоцианином). В центре видна лампа накачки, ниже которой находится рубиновый стержень в охлаждающей водяной рубашке. Длина стержня 15,2 см, диаметр 1,27 см, торцы срезаны под углом Брюстера. Во время действия кристалл и лампа накрыты отражателем с диэлектрическим покрытием, предназначенным для того, чтобы собирать свет лампы накачки. Слева находится призма полного внутреннего отражения.

сложный способ модуляции основан на использовании электрооптического эффекта в жидкостях, например в нитробензоле (ячейка Керра), или в твердых телах, например в дигидрофосфате калия (ячейка Погкельса). При таком способе поляризатор перекрывает путь поляризованному свету к зеркалам резонатора вплоть до того момента, пока на ячейку не будет подано соответствующее напряжение. Когда напряжение приложено, плоскость поляризации проходящего через ячейку света поворачивается настолько, что свет начинает проходить на зеркала. Обычно предпочитают использовать ячейку Погкельса, а не ячейку Керра, поскольку первая обладает лучшими характеристиками с точки зрения разрушения. Акустооптические модуляторы обычно употребляют

в импульсном периодическом режиме, когда накачку лазерного вещества осуществляют непрерывно. В качестве такого устройства можно использовать кварцевый преобразователь, укрепленный на блоке из плавящего кварца. В этом блоке свет дифрагирует на звуковых волнах, генерируемых преобразователем.

На фиг. 1.10 приведена фотография лазера с выходной мощностью 200 МВт и модуляцией добротности, осуществляемой посредством просветляющегося фильтра.

Единственным газовым лазером, представляющим интерес с точки зрения работы в режиме с высокой мощностью, является



ФИГ. 1.11.

Фотография лазерной установки на CO_2 .

Для устойчивости два лазера укреплены на гранитной плите. По внутренней части стеклянных труб с двойными стенками протекает газовая смесь CO_2 , N_2 и He , внешняя же часть трубы служит для водяного охлаждения. На концах одной из труб видны окошки из NaCl , расположенные под углом Брюстера к оси системы. Зеркала укреплены в оправках, расположенных у конца каждого лазера.

CO_2 -лазер. Эта система имеет множество разнообразных конструктивных исполнений. Для минимизации потерь при отражении на концах разрядной трубки здесь тоже применяют брюстеровские окна из NaCl или KCl . В качестве одного из отражателей может быть использовано плоское металлическое зеркало с коэффициентом отражения 100%, а в качестве выходного отражателя — германиевое зеркало большого радиуса с диэлектрическим покрытием. Для модуляции добротности часто используется и дает хорошие результаты вращающееся зеркало. Фотография лабораторной лазерной установки на CO_2 показана на фиг. 1.11. Хотя обычно такие лазеры называют CO_2 -лазерами, в действительности они используют смесь газов, содержащую CO_2 , N_2 и He .

Для лазерного воздействия на вещество обычно используются лазерные системы на рубине, неодимовом стекле, иттрий-алюминиевом гранате и CO_2 . Характеристики этих лазеров приведены в табл. 1.4. Даны типичные значения параметров, которые не обязательно являются наивысшими из достигнутых. Для лазеров разных типов выделены различные временные режимы, в которых они обычно работают, поскольку свойства одного и того же типа лазеров широко изменяются в зависимости от режимов работы. Взаимодействие излучения с веществом также сильно зависит от режима генерации.

Лазеры на рубине и на неодимовом стекле обычно работают в режиме одиночных импульсов. Они позволяют получать наиболее высокие импульсные мощности и самые большие энергии в импульсе. Эти лазеры использовались в большей части тех пионерских исследований, которые будут описаны в последующих главах.

С того времени, когда были выполнены многие из этих работ, достигнуты важные успехи в техническом конструировании лазеров на иттрий-алюминиевом гранате и CO_2 -лазеров. Вот некоторые из этих достижений:

1. Эффективная работа непрерывных лазеров на иттрий-алюминиевом гранате при выходной мощности в сотни ватт благодаря оптимизации параметров лампы накачки [67].

2. Разработка лазеров на иттрий-алюминиевом гранате с непрерывной накачкой и периодической модуляцией добротности. Эти системы обладают высокими пиковыми мощностями и высокой частотой повторения импульсов [68].

3. Разработка импульсных периодических CO_2 -лазеров, способных генерировать импульсы с энергией около 1 Дж 100 раз в секунду. Такие лазеры эффективно воздействуют на металлы, несмотря на высокую величину коэффициента отражения металлов на длине волны 10,6 мкм [69].

4. Создание непрерывных CO_2 -лазеров с очень высокими скоростями прогонки газовой смеси, дающих киловаттные мощности на выходе. Такие системы намного компактнее, чем те, которые использовались ранее [70].

5. Создание CO_2 -лазеров, действующих при атмосферном давлении смеси [71]. Конструкции этих систем проще, чем у других CO_2 -лазеров, а более высокое давление позволяет работать в импульсном режиме с высокой энергией излучения.

6. Разработка CO_2 -лазеров, в которых инверсная населенность создается благодаря быстрому расширению газа при истечении через сверхзвуковое сопло [72]. На этих (так называемых газодинамических) лазерах возможно получение непрерывных выходных мощностей порядка десятков киловатт.

Хотя развитие всех этих систем находится еще на начальной стадии, они, безусловно, весьма перспективны. На сегодняшний

ТАБЛИЦА 1.4

Лазеры для мощного воздействия

Лазер	Режим генерации	Мощность, Вт	Длительность импульса	Частота повторения импульсов	Примечания
Рубиновый	Миллисекундный импульс	$2 \cdot 10^5$ пиковая	0,2—10 мс	Низкая	До 100 Дж в импульсе, относительно дорогостоящий
Рубиновый	Наносекундный импульс	10^9 пиковая	5—30 нс	Низкая	Сравнительно дорогостоящий
Рубиновый	Пикосекундный импульс	Высокая	10 пс	Низкая	Дорогостоящий
Стекло с Nd	Миллисекундный импульс	$\sim 10^6$ пиковая	0,5—10 мс	Низкая	До 5000 Дж в импульсе, сравнительно дорогостоящий
Стекло с Nd	Наносекундный импульс	До $4 \cdot 10^9$ пиковая	6—50 нс	Низкая	С усилением — наиболее высокие мощности, дорогостоящий
Стекло с Nd	Пикосекундный импульс	До 10^{12} пиковая	10 пс	Низкая	С высокими уровнями мощности — очень дорогостоящий
Nd-ИАГ	Непрерывный	До 250	—	—	Компактный
Nd-ИАГ	Периодические импульсы при непрерывной накачке и модуляции добротности	10^4 пиковая, 10 средняя	200 нс	До 5000 имп/с	Компактный, может быть экономичным
CO ₂	Непрерывный	10—5000	—	—	Мощные системы имеют большие размеры
CO ₂	Периодический импульсный	10^5 пиковая, 100 средняя	10—100 мкс	400 имп/с	Может быть экономичным
CO ₂	Периодический импульсный с модуляцией добротности	$\sim 10^5$ пиковая, 1,5 средняя	200 нс	400 имп/с	Может быть экономичным

день наибольшей долговечностью и наилучшей экономичностью обладают лазеры на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом и лазеры на CO_2 . Они наиболее подробно изучаются с точки зрения практического применения действия мощного лазерного излучения, которое мы обсудим в гл. 8.

ЛИТЕРАТУРА

1. Appl. Opt., October, 1966.
2. Proc. IEEE, January, 1963.
3. Proc. IEEE, October, 1966.
4. IEEE Journ. Quantum Electron., September, 1966.
5. IEEE Journ. Quantum Electron., October, 1966.
6. IEEE Journ. Quantum Electron., October, 1968.
7. IEEE Journ. Quantum Electron., November, 1968.
8. «Physics of Quantum Electronics», Lax B., ed., McGraw-Hill, New York, 1966.
9. Proc. Quantum Electron. Conf., 3rd, Grivet P., Bloembergen N., eds., Columbia Univ. Press, New York, 1964.
10. Proc. Symp. Opt. Masers, Fox J., ed., Polytechnic Press, Brooklyn, 1963.
11. Patek K., Lasers, CRC Press, Cleveland, 1967.
12. Garrett C. G. B., Gas Lasers, McGraw-Hill, New York, 1967.
13. Bloom A. L., Gas Lasers, Wiley, New York, 1968.
14. Birnbaum G., Optical Masers, Advances in Electronics and Electron Physics, Marton L., ed., Suppl. 2, Academic Press, New York, 1964 (см. перевод: Д. Бирнбаум, Оптические квантовые генераторы, изд-во «Советское радио», 1967).
15. Lengyel B. A., Introduction to Laser Physics, Wiley, New York, 1966.
16. Lasers-A Series of Advances, Levine A. K., ed., Vol. I, Vol. II. Dekker, New York, 1966, 1968.
17. Smith W. P., Sorokin P. P., The Laser, McGraw-Hill, New York, 1966.
18. Advances in Quantum Electronics, Singer J. R., ed., Columbia Univ. Press, New York, 1961.
19. Chang W. S. C., Principles of Quantum Electronics, Wiley, New York, 1969.
20. Yariv A., Quantum Electronics, Wiley, New York, 1966.
21. Tomiyasu K., The Laser Literature: An Annotated Guide, Plenum Press, New York, 1968.
22. Röss D., Lasers: Light Amplifiers and Oscillators, Academic Press, New York, 1969.
23. Born M., Wolf E., Principles of Optics, Ch. 10, Macmillan (Pergamon), New York, 1964 (см. перевод: М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, гл. 10, изд-во «Наука», 1970).
24. Chen D., Ready J. F., Bull. Amer. Phys. Soc., 11, 454 (1966).
25. Nelson D. F., Collins R. J., Journ. Appl. Phys., 32, 739 (1961).
26. Галанин М. Д., Леонтович А. М., Чижикова Э. А., ЖЭТФ, 16, 249 (1962).
27. Berkley D. A., Wolga G. J., Phys. Rev. Lett., 9, 479 (1962).
28. Berkley D. A., Wolga G. J., Journ. Appl. Phys., 38, 3231 (1967).
29. Dunsmuir R., Journ. Electron. Control, 10, 453 (1961).
30. Statz H. et al., Advances in Quantum Electronics, Singer J. R., ed., p. 342, Columbia Univ. Press, New York, 1961.
31. Sorokin P. P. et al., Phys. Rev., 127, 503 (1962).
32. Birnbaum M., Stocker T., Welles S. J., Proc. IEEE, 51, 854 (1963).
33. Hellwarth R. W., Advances in Quantum Electronics, Singer J. R., ed., p. 334, Columbia Univ. Press, New York, 1961.
34. McClung F. J., Hellwarth R. W., Proc. IEEE, 51, 46 (1963).

35. Patel C. K. N., Phys. Rev. Lett., **16**, 613 (1966).
36. Mocker H. W., Collins R. J., Appl. Phys. Lett., **7**, 270 (1965).
37. DeMaria A. J., Stetser D. A., Heynau H. A., Appl. Phys. Lett., **8**, 174 (1966).
38. DeMaria A. J., et al., Proc. IEEE, **57**, 2 (1969).
39. Duguay M. A., Shapiro S. L., Rentzepis P. M., Phys. Rev. Lett., **19**, 1014 (1967).
40. Mack M. E., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 1015 (1968).
41. Басов Н. Г. и др., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 864 (1968).
42. Laser Focus, p. 24, April, 1969.
43. Fox A. G., Li T., Bell Syst. Tech. Journ., **40**, 453 (1961).
44. Boyd G. D., Gordon J. P., Bell Syst. Tech. Journ., **40**, 489 (1961).
45. Boyd G. D., Kogelnik H., Bell Syst. Tech. Journ. **41**, 1347 (1962).
46. Ramo S., Whinnery J. R., Fields and Waves in Modern Radio, Wiley, New York, 1953.
47. Kogelnik H., Rigrod W. W., Proc. IRE, **50**, 220 (1962).
48. Evtuhov V., Neeland J. K., Appl. Opt., **1**, 517 (1962).
49. Stickley C. M., Appl. Opt., **3**, 967 (1964).
50. Bradley D. J. et al., Appl. Phys. Lett., **9**, 150 (1966).
51. Levine L. P. et al., Journ. Appl. Phys., **38**, 331 (1967).
52. Dayhoff E. S., Kessler B., Appl. Opt., **1**, 339 (1962).
53. Dayhoff E. S., Proc. IRE, **50**, 1684 (1962).
54. Ready J. F., Appl. Opt., **2**, 151 (1963).
55. Коробкин В. В. и др., Письма в ЖЭТФ, **3**, 194 (1966).
56. Gibbs W. E. K., Whitcher R. E., Appl. Opt., **6**, 1957 (1967).
57. Baker J. A., Peters C. W., Appl. Opt. **1**, 674 (1962).
58. Skinner J. G., Geusic J. E., в книге Quantum Electron. Proc. Int. Congr., 3rd, Paris, 1963, Griwet P. Bloembergen N., eds., Vol. II, p. 1437. Columbia Univ. Press, New York, 1964.
59. Hercher M., Appl. Phys. Lett., **7**, 39 (1965).
60. Magyar G., Rev. Sci. Instr., **38**, 517 (1967).
61. McClung F. J., Weiner D., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-1, 94 (1965).
62. Hagen W. F., Journ. Appl. Phys., **40**, 511 (1969).
63. Bloom A. L., Spectra-Physics Laser Technical Bulletin, No. 2, August 1963.
64. Bloom A. L., Gas Lasers, Ch. 4, Wiley, New York, 1968.
65. Yariv A., Gordon J. P., Proc. IEEE, **51**, 4 (1963).
66. Innes D. J., Bloom A. L., Spectra-Physics Laser Technical Bulletin, No. 5, August 1966.
67. Koehner W., Laser Focus, p. 29, September, 1969.
68. Chesler R. B., Geusic J. E., Karr M. A., IEEE Journ. Quantum Electron, QE-5, 345 (1969).
69. Portnow S., Frederick W. G., Pennsylvania State University Seminar on New Industrial Technology — Laser Applications in Machining and Welding, July 7—9, 1969.
70. Tiffany W. B., Targ R., Foster J. D., Appl. Phys. Lett., **15**, 91 (1969).
71. Laser Focus, p. 14, February 1970.
72. Physics Today, p. 55, July 1970.
- 73*. Райзер Ю. П., УФН, **87**, № 1, 29 (1965).
- 74*. Действие лазерного излучения, сб. статей под ред. Ю. П. Райзера, изд-во «Мир», 1968.
- 75*. Laser Applications in Plasma Physics, IAEA, Vienna, 1969.
- 76*. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В., Действие излучения большой мощности на металлы, изд-во «Наука», 1970.
- 77*. De Michelis C., IEEE Journ. Quant. Electr., **6**, 630 (1970).

- 78*. **Физический энциклопедический словарь**, изд-во «Советская энциклопедия», 1960, т. 1, стр. 647.
- 79*. *Вайнштейн Л. А.*, Открытые резонаторы и открытые волноводы, изд-во «Советское радио», 1966.
- 80*. *Виткин Э. И.*, Кандидатская диссертация, ИФ АН БССР, Минск, 1968.
- 81*. *Lotsch H. K.*, Optik, 28, 65 (1968); 28, 328, 555 (1969); 29, 130, 622 (1969).
- 82*. *Kogelnik H.*, в книге Lasers-A series of Advances, ed. by Levine, No. 4, 1966.
- 83*. *Ананьев Ю. А.*, УФН, 103, № 4, 705 (1971).
- 84*. *Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М.*, Основы лазерной техники, Твердотельные ОКГ, изд-во «Советское радио», 1972.
- 85*. *Ванюков М. П., Крыжановский В. И., Серебряков В. А., Сизов В. Н., Стариков А. Д.*, Оптико-механическая промышленность, № 12, стр. 31 (1972).

Глава 2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В этой главе будут рассмотрены методы измерения мощности и энергии лазерного луча и описаны обычно применяемые для этого приемники. Будет дан не подробный обзор всей проблемы регистрации излучения, а скорее краткая сводка методов измерений, используемых в лазерных исследованиях (более полный обзор приведен в [1]). Обсуждаемый вопрос имеет важное значение при экспериментальном изучении и практическом применении лазерного излучения. Действие лазерного излучения сильно зависит от его мощности и энергии. Для исследования процессов воздействия необходимо тщательное измерение таких параметров, как мощность и энергия луча, длительность импульса, расходимость и пространственное распределение энергии в луче.

Вначале мы опишем способы измерения мощности лазерного излучения с помощью таких фотоприемников, как фотоэлементы, фотоумножители, приемники на основе фотопроводимости и полупроводниковые диоды. Затем мы обсудим способы измерения полной энергии луча с помощью калориметров, а также методы калибровки фотоприемников. Изложение включает в себя описание методов визуализации лазерного луча (при этом отдельно рассмотрен случай лазеров, работающих в далекой инфракрасной области), а также описание фотографической техники и способов измерения пространственного профиля луча. В заключение будут рассмотрены особые методы измерений, используемые в случае лазерных импульсов пикосекундной длительности. Основное внимание будет уделено методам, которые применяются для измерения основных параметров лазерных лучей, используемых при исследовании взаимодействия излучения с веществом. Что же касается деталей экспериментальных установок, предназначенных для изучения самого взаимодействия, то они в большинстве случаев нестандартны и будут описаны в последующих главах.

§ 2. ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ

Выходную мощность лазеров чаще всего измеряют с помощью фотоэлектрических приемников. В ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра для этого исполь-

зуют фотоумножители и однокаскадные вакуумные фотоэмиссионные приемники. В инфракрасной области спектра при длине волны излучения больше 1 мкм применяют инфракрасные приемники, действие которых основано на явлении фотопроводимости, поскольку в этой области спектра чувствительность имеющихся фотоэмиссионных покрытий низка. Относительно этих приемников и их использования имеются подробные сведения [1].

В случае импульсных лазеров электрический сигнал с фотоумножителя можно регистрировать при помощи осциллографа. Этот метод наиболее удобен для определения формы импульса. Запись формы импульса (даже для коротких импульсов) можно осуществить, фотографируя изображение на экране осциллографа. Поскольку длительность импульсов, генерируемых в режиме с модуляцией добротности, очень мала, для устранения искажений в форме импульса следует использовать приемники и соединительные цепи с малой постоянной времени.

Количественные измерения мощности лазера достаточно сложны [2]. Интенсивное лазерное излучение приводит к насыщению выходного сигнала приемников, поэтому для уменьшения интенсивности излучения, попадающего на приемник, используют поглощающие фильтры. Ослабление луча фильтрами в 10^{10} раз является на практике обычным при регистрации выходного излучения рубинового лазера с помощью фотоумножителя. Применение фильтров обеспечивает работу приемников в линейном режиме, препятствуя их насыщению, и уменьшает интенсивность попадающего на приемник фонового излучения. Фильтры необходимо калибровать на длине волны лазерного излучения [3]. Так как при больших уровнях излучения фильтры могут насыщаться, калибровку следует проводить при тех же уровнях мощности, что и в условиях эксперимента. Более подробно об ослабителях будет сказано ниже.

Качество фотоприемника характеризуется определенными параметрами. К этим параметрам относятся: чувствительность приемника, т. е. величина сигнала с приемника на единицу мощности попадающего в приемник излучения, шумовая и спектральная характеристики. Обычно при изготовлении фотоприемника указывают типичные величины его параметров. Поэтому в исследованиях, требующих особой точности, прежде чем использовать фотоприемники, их необходимо калибровать. Спектральная характеристика фотоприемника обычно бывает известна.

Шумовые характеристики обычно несущественны, если приемник предназначен для регистрации интенсивного лазерного излучения. В этом случае сигнал приемника намного больше, чем уровень его собственных шумов, которые проявляются в меньшей степени, чем при слабых сигналах. Тем не менее следует более подробно рассмотреть некоторые из характеристик инфракрасных фотоприемников, поскольку именно они позволяют судить об

эксплуатационных качествах этих приборов¹⁾. Эквивалентная мощность шума P_N определяется как мощность излучения, вызывающая сигнал с напряжением, равным шумовому напряжению приемника. Эквивалентная мощность шума может быть записана в виде

$$P_N = FA (V_N/V_s) (\delta f)^{-1/2}, \quad (2.1)$$

где F — интенсивность излучения, падающего на приемник с площадью A , V_N — среднеквадратичное шумовое напряжение в измеряемой полосе частот δf , V_s — среднеквадратичное напряжение сигнала. Единицей измерения эквивалентной мощности шума служит Вт/Гц^{1/2}. Так как для большинства приемников эквивалентная мощность шума пропорциональна квадратному корню из площади приемника, то можно ввести показатель качества, не зависящий от площади, разделив эквивалентную мощность шума на корень квадратный из площади. В результате мы получим величину D^* , называемую нормированной пороговой чувствительностью:

$$D^* = \frac{A^{1/2}}{P_N} \quad (2.2)$$

Величина D^* измеряется в см·Гц^{1/2}/Вт. Частотный интервал здесь принят равным 1 Гц. Величина D^* является существенной характеристикой инфракрасных приемников. Большое значение параметра D^* означает, что приемник пригоден для детектирования слабых сигналов на фоне шума.

Приемники видимого диапазона, такие, как фотоумножители, обычно характеризуются чувствительностью, зависящей от длины волны. Чувствительность определяется как среднеквадратичное напряжение сигнала на единицу среднеквадратичной мощности падающего на приемник излучения. Единицей измерения чувствительности служит В/Вт. Чувствительность R связана с эквивалентной мощностью шума и параметром D^* следующим соотношением:

$$R = V_N/P_N (\delta f)^{1/2} = D^* V_N / (A \delta f)^{1/2}. \quad (2.3)$$

Иногда указывают спектральную чувствительность R_λ , т. е. чувствительность к монохроматическому излучению с длиной волны λ .

Важным параметром приемника является его частотная характеристика. Для большинства используемых приемников она может быть представлена следующей формулой:

$$R'(f) = R_0 (1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{-1/2}, \quad (2.4)$$

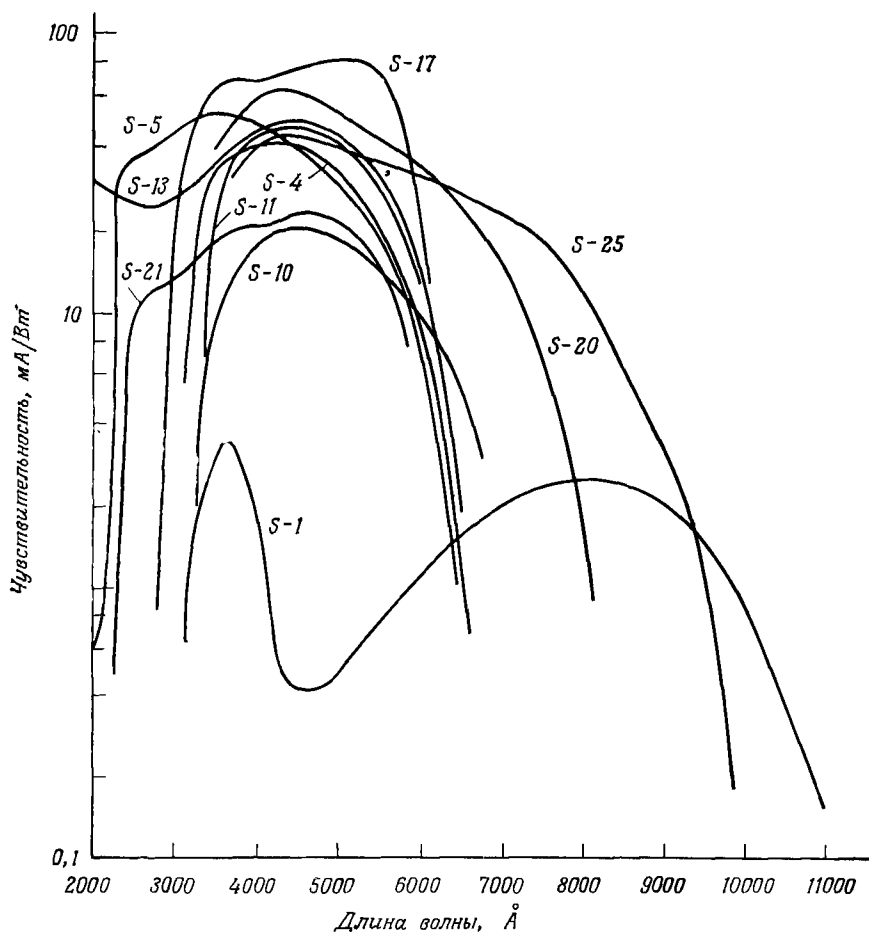
¹⁾ Систематическое изложение вопросов регистрации лазерного излучения с подробным анализом характеристик различных приемников содержится в монографии [66]. Вопросам обнаружения и измерения инфракрасного излучения посвящены также монографии [67, 68]. — Прим. ред.

где $R(f)$ — чувствительность на частоте f , R_0 — чувствительность на нулевой частоте, τ — время отклика, или постоянная времени приемника. Выражение (2.4) справедливо не для всех приемников, но для многих приемников оно оказывается полезным. При малых частотах чувствительность не зависит от частоты, на высоких же частотах чувствительность падает. При $f = (2\pi\tau)^{-1}$ имеем $R = 0,71 R_0$.

Одна из проблем, возникающих при измерении параметров лазерного излучения, заключается в том, что мощность и энергия луча могут изменяться в широких пределах. Задача измерения осложняется еще и тем, что лазеры работают в широком интервале частот и длительностей импульсов излучения. Единого для всех лазеров метода измерения мощности и энергии не существует. Однако при исследовании действия мощного лазерного излучения имеется ряд обстоятельств, упрощающих измерения. Энергия и мощность в этом случае велики, поэтому нет необходимости учитывать шумы приемника и не возникает проблемы обнаружения слабых сигналов на фоне шума. Поэтому мы не будем касаться таких методов, как оптическое гетеродинирование.

Приемники, которые мы будем рассматривать, являются так называемыми квадратичными детекторами. Величина получаемого от них сигнала пропорциональна квадрату электрического поля, т. е. мощности луча. Этим они отличаются, например, от микроволновых детекторов, с помощью которых можно непосредственно измерять напряженность поля. Все типы рассматриваемых ниже приемников, включая фотоэмиссионные приемники, приемники, основанные на фотопроводимости, фотографическую пленку и человеческий глаз, имеют квадратичную характеристику.

В фотоэмиссионных приемниках используется катод, покрытый материалом, который испускает электроны при воздействии на него излучения с длиной волны, меньшей некоторой характерной величины. Испускаемые катодом электроны можно ускорить, приложив к аноду напряжение, что приводит к появлению тока во внешней цепи. Разумеется, такие приборы являются вакуумными. Их постоянная времени мала, часто порядка 10^{-8} с. Подобные приемники получили широкое распространение. Они составляют большой класс приемников, представляющих интерес для измерения параметров лазерного излучения. Типичные спектральные характеристики фотоэмиссионных приемников показаны на фиг. 2.1. Чаще всего применяют трубки с фотокатодом типа S-1, спектральная чувствительность которого простирается в инфракрасную область дальше, чем у других фотокатодов, и который является единственным эмиттером, пригодным для регистрации излучения лазеров на неодимовом стекле. Для регистрации излучения рубинового и гелий-неонового лазеров обычно используют фотокатод типа S-20, имеющий большую чувствительность на соответствующих



ФИГ. 2.1.

Спектральная чувствительность применяемых фотоэмиссионных поверхностей.

длинах волн. Приемники фотоэмиссионного типа могут работать в диапазоне от ультрафиолетовой до ближней инфракрасной области. На длинах волн больше 1,2 мкм чувствительность фотоэмиссионных приемников резко падает.

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) — это вакуумный фотоэмиссионный приемник, имеющий несколько последовательно расположенных поверхностей, называемых динодами, которые испускают вторичные электроны. Испущенные фотокатодом электроны ускоряются напряжением, приложенным к первому диноду, и, попадая на него, выбивают вторичные электроны. Этот процесс

продолжается на следующих диодах, в результате чего достигается значительное усиление. Располагая последовательность диодов с таким расчетом, чтобы все электроны с предыдущего диода попадали на последующий, можно получить очень большой коэффициент усиления (порядка 10^4 или 10^5). Вследствие высокого коэффициента усиления ФЭУ имеют наибольшую достижимую чувствительность в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Разброс во времени пролета электронов устанавливает верхнюю границу воспроизводимых частот, равную приблизительно 100 МГц. При исследовании лазерного воздействия приходится измерять большие мощности, и поэтому нет необходимости в высокой чувствительности, которую обеспечивают фотоумножители. Свет, попадающий на фотоумножитель, фактически приходится значительно ослаблять, так как при большой мощности падающего излучения выходной сигнал насыщается. Поэтому при изучении действия лазерного излучения чаще всего используют не фотоумножители, а однокаскадные вакуумные фотоэлементы.

Особый тип фотоэмиссионной трубки, о котором следует упомянуть, представляет двухплоскостной диод. Выпускаемые приемники этого типа имеют спектральные характеристики, приведенные на фиг. 2.1. Они обладают очень высокими выходными токами и поэтому насыщаются при больших интенсивностях, чем фотоумножители. Широкий динамический диапазон выходного сигнала этих фотодиодов делает их полезными в лазерных исследованиях. Фотодиоды этого типа имеют малую постоянную времени (менее 1 нс).

Другим типом приемника, который представляет интерес для лазерных исследований, в особенности для изучения модовой структуры лазерного луча, является лампа бегущей волны с фотокатодом. Поток электронов, испущенных фотокатодом, промодулирован с частотами межмодовых биений. Электроны проходят через спиральную замедляющую структуру; при этом электронный пучок возбуждает в замедляющей системе электромагнитную волну с частотой, равной частоте модуляции электронного потока. Возникающий сигнал лежит в микроволновом диапазоне. Усиления электронного пучка не происходит. В такой системе возможно получение очень короткого времени отклика (менее 1 нс). Эти приборы нашли применение при изучении фотосмещения [4].

Другим широко распространенным типом фотоприемника является полупроводниковый фотогальванический диод с $p-n$ -переходом [5]. Свет, попадающий на фотогальванический приемник, приводит к появлению разности потенциалов на переходе даже в отсутствие каких-либо внешних управляющих напряжений. Фотогальванический элемент можно использовать и в качестве фотодиода, если к нему приложить внешнее управляющее напряжение и последовательно с ним включить нагрузочное сопротив-

ление. Когда свет попадает на запертый диод, обратный ток резко возрастает.

Имеется целый ряд полупроводниковых фотодиодов, разработанных для использования в качестве приемников лазерного излучения. Они имеют небольшие размеры, неприхотливы в обращении, обладают хорошими частотными характеристиками и чувствительностью, достаточной для регистрации лазерного излучения. Типичные характеристики некоторых выпускаемых полупроводниковых фотодиодов приведены в табл. 2.1. Образцы, работающие при

ТАБЛИЦА 2.1

Фотогоальванические полупроводниковые диоды

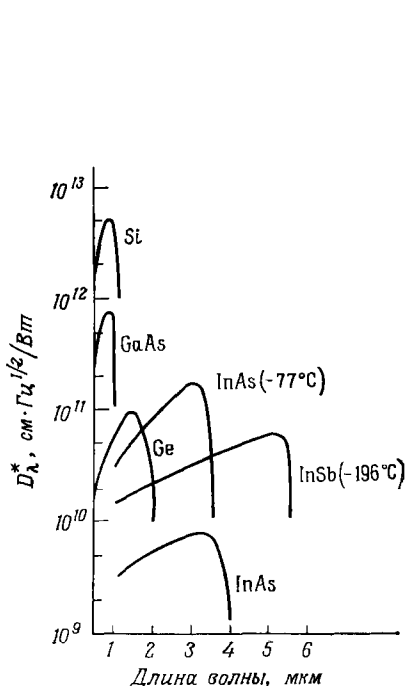
Диод	Обратное напряжение, В	Рабочая температура	Граничная частота, ГГц	Спектральный диапазон, мкм	D^* в максимуме чувствительности, см \cdot Гц $^{1/2}\cdot$ Вт $^{-1}$
Si	6	Комнатная	25	0,5—1,0	$\sim 10^{12}$
Ge	6	»	1,5	0,5—1,8	$\sim 5\cdot 10^{10}$
InAs	1	»	4	0,4—3,6	$\sim 8\cdot 10^9$
InSb	0,1	77 К	3	0,4—5,7	$\sim 10^8$
GaAs	—	Комнатная	—	0,3—0,95	$\sim 2\cdot 10^{10}$

комнатной температуре перекрывают диапазон от видимой области до приблизительно 3,6 мкм, а образцы, работающие при температуре жидкого азота, — до 5,7 мкм. Многие образцы полупроводниковых диодов имеют характеристики, меняющиеся в широких пределах. В частности, значительное влияние на величину времени отклика оказывают сопротивление нагрузки и геометрический размер диода.

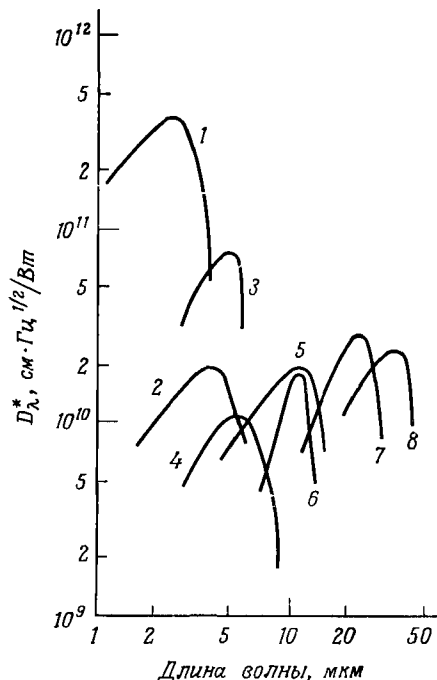
Некоторые типичные характеристики полупроводниковых гальванических диодов показаны на фиг. 2.2. Свойства выпускаемых диодов в большой степени определяются изготовителем и зависят от того, предназначены ли они для получения высокой чувствительности или малого времени отклика. Для получения более высокой чувствительности можно пойти на уменьшение быстродействия. Важным фактором является рабочая температура диода. Так, например, чувствительность диодов из InAs при комнатной температуре невысока, но при охлаждении до 196 К она может быть значительно повышена.

Существует еще один тип инфракрасных приемников, действие которых основано на эффекте фотопроводимости. При тепловом равновесии в полупроводнике имеются как свободные электроны, так и дырки. При поглощении света концентрация электронов и дырок в полупроводнике изменяется. Энергия фотона должна

быть достаточной для того, чтобы возбудить полупроводник путем перевода электронов либо из валентной зоны, либо с примесного уровня, расположенного в запрещенной полосе, в зону проводимости. Свет, падающий на полупроводник, к которому приложено напряжение, увеличивает число носителей в нем. Это приводит



Ф И Г. 22. Нормированная спектральная чувствительность промышленных фотогальванических приемников. Спектральная чувствительность приведена для полосы шириной 1 Гц при модуляции с частотой 1000 Гц; кривые без дополнительных обозначений соответствуют работе при комнатной температуре.



Ф И Г. 23. Нормированная спектральная чувствительность промышленных приемников для инфракрасной области спектра, действие которых основано на явлении фотопроводимости
 1 — PbS(195 К); 2 — PbSe(195 К); 3 — InSb(77 К); 4 — Ge : Au(77 К); 5 — Ge : Hg(27 К); 6 — Hg_xCd_{1-x}Te(77 К); 7 — Ge : Cu(4,2 К); 8 — Ge : Zn(4,2 К). Частота модуляции 1000 Гц, ширина полосы 1 Гц

к увеличению электропроводности, а следовательно, и тока, текущего через приемник. Величину тока можно измерять с помощью дополнительных приборов (при необходимости — после предварительного усиления). Применяется много видов инфракрасных фотоприемников. Типичные значения величины D^*_λ для некоторых из них приведены на фиг. 2.3. Величина D^*_λ зависит от рабочей

температуры, а также от поля зрения приемника. Если поле зрения больше, чем излучающий объект, то шумы, обусловленные фоновым излучением, возрастают. Это приводит к снижению D^* . В ближней инфракрасной области можно использовать приемники на основе сульфида свинца, однако они обладают плохими частотными характеристиками. Приемники из InAs пригодны для диапазона приблизительно от 1 до 3,5 мкм, но у них относительно низка величина D^* . Приемники, изготовленные из германия, легированного золотом, и теллурида кадмия с теллуридом ртути, можно использовать в относительно длинноволновой области спектра. Особенно они пригодны для регистрации излучения CO_2 -лазера. Приемники этого типа относятся к быстродействующим с постоянной временной порядка 30 нс. Находят применение также выпускаемые промышленностью приемники на основе антимионида индия с временем разрешения порядка 0,1 мкс. При температуре 195 К они чувствительны к излучению с длиной волны больше 7 мкм. Приемники, работающие на принципе фотопроводимости, часто имеют высокую стоимость. Вместо них для регистрации мощного излучения можно использовать более дешевые инфракрасные приемники других типов, обладающие меньшей чувствительностью.

Другим интересным типом выпускаемых промышленностью инфракрасных приемников является фотоэлектромагнитный приемник на основе антимионида индия. Носители, возникающие в полупроводнике под действием падающего света, диффундируют с поверхности, на которой происходит поглощение света, внутрь образца. Под действием приложенного к образцу внешнего поперечного магнитного поля носители разных знаков диффундируют в противоположных направлениях: дырки отклоняются к одному концу образца, а электроны — к другому. Если оба конца соединить проводником, то по нему потечет ток. При разомкнутой цепи на концах образца возникает разность потенциалов. Сигнал, появляющийся в результате фотоэлектромагнитного эффекта, можно снимать либо в виде тока в короткозамкнутой цепи, либо в виде напряжения при разомкнутой цепи [6]. Приемники этого типа представляют особый интерес потому, что их устройство очень компактно и они не требуют охлаждения ниже комнатной температуры. Длинноволновая граница чувствительности этих приемников достигает 8 мкм. В действительности они обнаруживают некоторую чувствительность даже к излучению CO_2 -лазера с длиной волны 10,6 мкм, хотя при таком длинноволновом излучении она, по-видимому, не связана с фотоэффектом.

Формы кривых, показанных на фиг. 2.3, типичны для инфракрасных приемников. Для схем измерения мощности характерно возрастание величины D^* с увеличением длины волны. В результате поглощения фотона с энергией, достаточной для перевода

электрона в зону проводимости, появляется одна электронно-дырочная пара. Возникающий при этом сигнал имеет определенную величину, не зависящую от длины волны (пока длина волны находится в диапазоне спектральной чувствительности приемника). Хотя энергии фотонов в ультрафиолетовом инфракрасном диапазонах сильно различаются, каждый из них может образовать в полупроводнике лишь одну электронно-дырочную пару. Поэтому выходной сигнал зависит от числа фотонов, поступающих в единицу времени. При постоянной скорости поступления фотонов и увеличении длины волны выходной сигнал будет неизменным, несмотря на то что мощность падающего излучения уменьшается. Поэтому величина D^* возрастает. На длине волны, приблизительно соответствующей величине энергетической щели, деленной на постоянную Планка, D^* достигает максимума. При больших длинах волн эта величина быстро падает, так как энергии фотона недостаточно для перевода электрона в зону проводимости.

Все описанные выше приемники являются счетчиками фотонов. Другой тип приемника — так называемый тепловой приемник — реагирует на полную поглощенную энергию независимо от длины волны. Такие приемники не имеют длинноволновой границы, характерной для фотоприемников (см. фиг. 2.3). Величина D^* для тепловых приемников не зависит от длины волны. Для изготавливаемых промышленностью радиационных термомпар и болометров типичное значение D^* лежит в пределах от 10^9 до 10^{10} см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹. Сравнение с данными, приведенными на фиг. 2.3, показывает, что для тепловых приемников в области коротких длин волн величина D^* ниже, чем для фотоприемников, а в области длинных волн может быть выше. Обычно тепловые приемники имеют большее время отклика по сравнению с фотоприемниками и поэтому их редко используют в лазерных исследованиях в той области длин волн, где эффективно работают фотоприемники. Однако тепловые приемники нашли применение в области больших длин волн. Они будут описаны в следующем параграфе, посвященном измерениям в далекой инфракрасной области.

Для измерения параметров излучения лазеров большой мощности используют еще один тип приемника, действие которого основано на эффекте оптического выпрямления. При прохождении луча лазера большой мощности через кристалл, не имеющий центра симметрии, на его гранях возникает постоянное электрическое напряжение. Это так называемое оптическое выпрямление является нелинейным оптическим эффектом. Символически вектор поляризуемости в кристалле, не имеющем центра симметрии, можно представить в виде

$$P = \chi E + \chi' E^2 + \chi'' E^3 + \dots, \quad (2.5)$$

где χ , χ' , χ'' и т. д. являются тензорными величинами, а E — напряженность электрического поля световой волны. Используя выражение для напряженности поля $E = E_0 \cos \omega t$, второй член в (2.5), описывающий нелинейное преобразование частоты, можно записать в виде:

$$P_i = \chi'_{ijk} E_j E_k = (\chi'_{ijk}/2) E_0^2 (\cos 2\omega t + 1). \quad (2.6)$$

Символ χ'_{ijk} обозначает компоненты тензора нелинейной восприимчивости, зависящего от частоты. Член $1/2 \chi'_{(2\omega)ijk} E_0^2 \cos 2\omega t$ описывает генерацию второй гармоники, а член $1/2 \chi'_{(0)ijk} E_0^2$ — оптическое выпрямление. Здесь индексы 2ω и 0 обозначают соответствующие частоты. Поляризация в результате оптического выпрямления проявляется в виде электрического напряжения на кристалле. Этот эффект наблюдают в таких кристаллах, как KN_2PO_4 , KD_2PO_4 , ZnTe , CdS и кварц. В одном из экспериментов [7] излучение рубинового лазера с мощностью 1 МВт в результате оптического выпрямления преобразовывалось в напряжение порядка 200 мкВ. Устройство на основе оптического выпрямления в принципе может служить для измерения мощности [8]. Его преимуществом является почти полное отсутствие потерь энергии лазерного луча. Таким образом, измерения можно проводить в каждой вспышке и в то же время использовать полностью всю мощность луча.

При определении формы импульсов излучения лазера с модулированной добротностью необходимо уделять особое внимание конструкции соединительных цепей. Чтобы без искажения получить форму импульса генерации длительностью в несколько десятков наносекунд, необходимо тщательно согласовать фотоприемник с осциллографом. Даже небольшое рассогласование приведет к появлению на экране осциллографа паразитных отраженных сигналов. Паразитные емкости следует свести к минимуму. Форма импульса искажается даже в том случае, если емкость вносится только кабелем, по которому сигнал попадает на осциллограф. Следует по возможности уменьшать длину кабеля. Временное разрешение порядка наносекунд, которое обеспечивается быстродействующим приемником и широкополосным осциллографом, легко может быть потеряно при плохом выборе нагрузочного сопротивления и входной цепи.

При измерении характеристик излучения мощных лазеров, работающих в инфракрасной и видимой областях спектра, мощность излучения, падающего на приемник, обычно ослабляют. Это предохраняет его от повреждения. Под действием мощных лазерных импульсов особенно сильно повреждаются фотоземиссионные поверхности. Применяют разные типы ослабителей, например нейтральные фильтры, кремнийслойные и жидкостные фильтры. Желатиновые или стеклянные нейтральные фильтры легко повреж-

даются под действием мощного лазерного излучения. Более стойкими являются фильтры на основе раствора сульфата меди.

Кремнийслойные фильтры можно использовать в диапазоне длин волн короче 1,1 мкм. Лазерный луч поглощается при прохождении через слой полупроводника определенной толщины. Коэффициент поглощения таков, что при разумной толщине фильтра можно получить любое желаемое ослабление луча. Кремнийслойные фильтры повреждаются в меньшей степени, чем обычные стеклянные или желатиновые фильтры.

Поскольку фильтры могут насыщаться под действием интенсивного лазерного излучения, калибровка их затруднена. Может оказаться, что поглощение фильтра при большой интенсивности излучения будет меньше, чем поглощение, измеренное при малой интенсивности. Фильтры можно откалибровать, измеряя мощность излучения, падающего на фильтр, и излучения, проходящего через него. Калибровку следует проводить при тех же значениях мощности, при которых фильтры будут использоваться.

Удобным и широко распространенным методом ослабления луча является отражение его от диффузно рассеивающей поверхности, например от блока из окиси магния [9]. Угловое распределение излучения, отраженного от такой поверхности, не зависит от азимутального угла, а зависимость от угла θ между нормалью к поверхности и направлением наблюдения имеет следующий вид:

$$P_{\omega} d\omega = P_{\text{полн}} \cos \theta d\omega/\pi, \quad (2.7)$$

где P_{ω} — мощность излучения, рассеянного в телесный угол $d\omega$ в направлении угла θ к нормали, а $P_{\text{полн}}$ — полная мощность. Это соотношение называется законом Ламберта, а поверхность, для которой справедлив этот закон, — ламбертовской поверхностью. Это соотношение приближенно справедливо для многих типов практически используемых отражающих поверхностей. Мощность излучения, попадающего на приемник после отражения от такой поверхности, можно вычислить по следующей формуле:

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{полн}} \cos^2 \theta A_{\text{пр}}/\pi D^2, \quad (2.8)$$

где $A_{\text{пр}}$ — площадь фотоприемника (или ее проекция на плоскость, перпендикулярную направлению от рассеивателя на приемник), а D — расстояние от рассеивателя до приемника. Это соотношение справедливо при условии, что D намного больше как диаметра лазерного луча, так и размера приемника. С помощью поверхности, отражающей по закону Ламберта, легко изменять величину мощности излучения, попадающей на приемник, варьируя расстояние D . На достаточно большом расстоянии от такой поверхности интенсивность излучения падает до такого уровня, что оно уже

не может нанести повреждение фотоприемнику. Одновременное измерение попадающей на приемник мощности и некоторых геометрических параметров позволяет определить полную мощность лазерного луча. В дальнейшем мы опишем применение этого метода специально для калибровки фотоприемников.

Для ослабления лазерных лучей используют также тонкопленочный делитель пучка. Тонкопленочный делитель, помещаемый на пути лазерного луча под углом 45° к направлению его распространения, отражает приблизительно 8% мощности луча и при этом не повреждается излучением. Последовательно отражая часть излучения с помощью тонкопленочных делителей, можно легко уменьшить интенсивность до допустимого уровня.

Обычно изготовители указывают величину напряжения (или тока), получаемую на выходе фотоприемника на единицу входной мощности. Для большей точности измерений фотоприемник необходимо предварительно откалибровать, например используя эталонную вольфрамовую лампу. С помощью фотоприемников трудно провести абсолютные измерения мощности и энергии. Для хорошей калибровки следует тщательно исключать возможное влияние насыщения.

Один из наиболее распространенных методов калибровки состоит в измерении полной энергии лазерного луча и одновременной регистрации выходного сигнала фотоприемника. По форме этого сигнала находится зависимость мощности от времени. Поскольку интеграл от мощности при известной форме импульса должен равняться полной энергии, то в результате получается калибровка фотоэлемента в единицах мощности. Это приводит нас к вопросу об измерении энергии.

§ 3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ

Калориметрические измерения служат простым способом определения полной энергии в лазерном импульсе. Калориметры, предназначенные для лазерных измерений, состоят из поглотителя с небольшой теплоемкостью, близкого по своим свойствам к черному телу, и находящегося в контакте с ним устройства (например, термопары) для измерения прироста температуры.

Разработано много типов калориметров для измерения полной энергии лазерного импульса или интеграла от мощности в случае непрерывного лазерного излучения. Поскольку полная энергия в импульсе излучения лазера обычно невелика, калориметр должен представлять собой довольно чувствительный прибор. Поглощающее тело должно быть достаточно малым, чтобы поглощенная энергия быстро распределялась по его объему. Увеличение температуры регистрируется термоэлектрическим способом.

В одной из конструкций калориметра поглотитель представляет собой небольшой полый конус из графита, изготовленный таким образом, чтобы падающее на основание конуса излучение не отражалось обратно. Это устройство является эффективным поглотителем. Головку термистора размещают в непосредственном контакте с конусом. Термистор включается в одно из плеч сбалансированного моста, выход которого соединен с регистрирующим прибором. Нагрев конуса под действием импульса лазерного излучения приводит к изменению сопротивления термистора и в результате — к разбалансировке моста. Возникающий импульс напряжения поступает на регистрирующее устройство. По мере охлаждения конуса до температуры окружающей среды напряжение уменьшается. Амплитуда импульса напряжения пропорциональна энергии в световом импульсе.

Это устройство можно откалибровать путем разряда небольшой емкости с известной накопленной энергией. При известных величинах сопротивления конуса и сопротивления внешней цепи можно вычислить энергию, идущую на нагрев конуса. Калибровка заключается в измерении амплитуды импульса напряжения, которая соответствует определенной энергии, поглощенной в конусе.

Такое устройство имел один из первых калориметров, специально сконструированный для лазеров [10]. Конус из графита весил 0,33 г. В массу конуса были вклеены термисторные головки. Два одинаковых конуса с прикрепленными к ним термисторами были включены в противоположные плечи моста. Изменение температуры окружающей среды одинаковым образом воздействует на оба конуса, и электрические сигналы с них взаимно компенсируются. Выходное напряжение с моста поступало либо на самописец, либо на микровольтметр.

Время тепловой релаксации всей системы должно быть достаточно большим для того, чтобы измерительная часть системы успевала прийти в равновесие. Время охлаждения определяется скоростью отвода тепла от конуса в окружающее пространство. Оно должно быть гораздо больше времени нагрева, необходимого для равномерного распространения тепла по всему конусу. Для определения мощности непрерывно работающих лазеров калориметром измеряют энергию, излучаемую в течение известного промежутка времени.

Калориметр с использованием конуса из углерода или другой подобной конструкции является простым и удобным устройством для измерения энергии лазерного импульса. При измерении энергии в диапазоне до 1 Дж достижима точность 4% и даже выше [11]. Основными источниками ошибок при измерениях конусными калориметрами являются: отражение некоторой части энергии от калориметра, потеря части тепла, прежде чем оно

равномерно распределится по конусу, и неточность калибровки. Применение методов калибровки с использованием импульса тока, пропускаемого через нагревательный элемент, может свести последний из указанных источников ошибок к минимуму. При тщательном изготовлении погрешность, обусловленная остальными причинами, может быть уменьшена до нескольких процентов. Конус с надлежащим углом раствора обеспечивает многократное отражение и, следовательно, равномерное поглощение. В частности, для луча гелий-неонового лазера с небольшим диаметром и гауссовым распределением, симметрично входящего в конус, потери на отражение могут быть меньше 1%. В наименее благоприятных случаях (например, когда луч входит под углом, заполняет значительную часть апертуры или сконцентрирован около вершины конуса) величина потерь может достигать нескольких процентов.

Описано много различных типов калориметров, специально предназначенных для лазерных исследований [12—16].

Можно использовать также калориметры для измерения больших импульсов энергии (величиной в десятки и сотни джоулей). Разрушающее действие излучения лазеров с очень большой мощностью (испарение части поглощающей поверхности) может препятствовать проведению точных калориметрических измерений. При измерении импульсов лазеров с модулированной добротностью высокая температура поверхности может привести к значительным потерям на переизлучение. Хорошие калориметры должны быть сконструированы так, чтобы возрастание температуры поверхности было невелико.

Поскольку в большинстве калориметров поглощение лазерного излучения происходит в поверхностном слое, то имеется верхняя граница интенсивности падающего излучения, которую калориметр может выдержать без разрушения.

Необходимо, чтобы в калориметрах, в которых для измерения увеличения температуры использованы термисторы, перед проведением измерения установилось тепловое равновесие. Имеются калориметры, в которых поглощающим элементом является клубок спутанной эмалированной медной проволоки. Поглощение излучения в проволоке приводит к изменению ее сопротивления вследствие увеличения температуры. Проволочный поглощающий элемент может быть включен в одно из плеч сбалансированного моста Уитстона. Изменение полного сопротивления проволоки не зависит от характера распределения энергии по проволоке, поэтому нет необходимости ждать установления температурного равновесия. Запутывание проволоки обеспечивает многократное переотражение энергии. Эта ячейка обладает хорошей поглощательной способностью [17]. Выполнение калориметра из проволоки в форме полый сферы или конуса также приводит к увеличению поглощения [18—20].

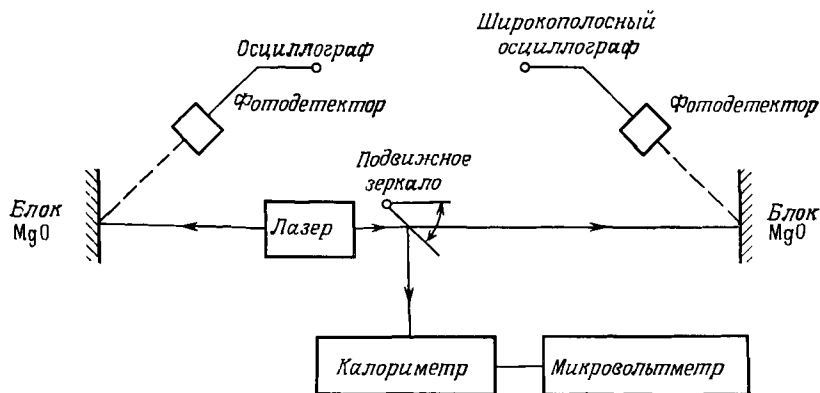
Поверхность не разрушается в случае жидкостных калориметров [21], так как поглощение излучения происходит в этом случае по всему объему, а не только на поверхности. Такое устройство можно откалибровать, сообщая жидкости известное количество электрической энергии. Для жидкостных калориметров необходима хорошая теплоизоляция, поскольку время установления теплового равновесия в них относительно велико.

На этом мы закончим обзор калориметрических методов. Существует широкий класс приемников описанного типа для измерения энергии лазерного импульса. Для измерения параметров лазерного излучения были сконструированы, откалиброваны и использованы калориметры, существенно различающиеся по устройству и характеристикам.

Во многих практических приложениях калориметр используют для калибровки фотоприемников, которые в конечном счете контролируют выходное излучение лазера от вспышки к вспышке. Небольшую часть лазерного луча ответвляют на фотоприемник, а основную направляют на калибровочный калориметр. Калориметром измеряется полная энергия, а фотоприемник определяет форму импульса. Проведя численное или графическое интегрирование, можно откалибровать фотоприемник с помощью калориметра.

В качестве иллюстрации рассмотрим способ одновременного измерения энергии и мощности лазера с модулированной добротностью. Для этого необходимы: два осциллографа, один из которых — скоростной осциллограф с трубкой бегущей волны; два фотоэлемента с малым временем разрешения; блок из окиси магния для диффузного отражения лазерного луча; калориметр; два фотоаппарата и микровольтметр. Схема установки показана на фиг. 2.4. Выходной сигнал с первого фотоэлемента поступает на осциллограф с медленной разверткой для контроля серии импульсов в лазерном излучении. Сигнал второго фотоэлемента выводится на экран быстрого осциллографа и показывает форму лазерного импульса. Фотоэлементы расположены таким образом, чтобы излучение, отраженное от блоков из окиси магния, вызывало сигнал требуемой величины. Второй фотоэлемент расположен под небольшим углом к направлению распространения луча на определенном расстоянии от диффузно отражающей поверхности. Подвижное зеркало направляет луч либо на фотоприемник, либо на калориметр. Сигнал с калориметра измеряется микровольтметром (или записывается на ленте самописца). Доля излучения, попадающая на второй фотоэлемент, определяется по закону Ламберта. Для калибровки второго фотоэлемента (в МВт/В) калориметром измеряют полную энергию луча, а пиковую мощность определяют из измерений осциллограммы электрического сигнала с фотоэлемента.

В другом варианте на второй фотоэлемент можно направить часть излучения, ответвленную от основного луча с помощью стеклянной делительной пластинки. Естественно, что величина отражения должна быть учтена при калибровке фотоэлемента. Чтобы уровень попадающего на фотоэлемент излучения не превышал порога разрушения фотоэлемента, можно использовать дополнительное отражение от диффузной поверхности. При такой схеме отпадает необходимость переключения луча с фотоэлемента



ФИГ. 2.4.

Схема установки для калибровки выходного излучения лазера.

на калориметр. С помощью стеклянной пластинки можно направить небольшую часть лазерного излучения на калиброванный контрольный фотоэлемент, а остальную часть использовать для других целей.

Следует отметить, что точность такой калибровки обычно составляет около 20%. Таково различие в значениях энергии, полученных из измерений разными способами. В работе [15] было найдено, что типичное расхождение между результатами, полученными различными методами, приблизительно равно этой величине.

В другом методе для определения средней мощности в импульсе, состоящем из многих пичков, или полной энергии в импульсе, мощность которого меняется со временем, используется интегрирующая цепочка. Для измерений применяется калиброванный фотоэлемент. Соединенная с его выходом *RC*-цепочка способна сглаживать пички выходного сигнала детектора, регистрирующего миллисекундный лазерный импульс. Полный заряд конденсатора пропорционален полной энергии, поступающей на фотоэлемент. При соответствующей калибровке такое устройство можно использовать как удобный измеритель энергии [22, 23].

§ 4. ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

Прямая регистрация лазерного луча может быть желательной по многим причинам, например: для измерения пространственного распределения луча, его диаметра, для определения модовой структуры пучка или даже для определения его точного положения. Наблюдение за излучением непрерывно работающих лазеров в видимом диапазоне не представляет особой трудности, так как лучи этих лазеров можно видеть глазом и легко сфотографировать. Для регистрации лазерного излучения в инфракрасном диапазоне или импульсного лазерного излучения необходимо приложить определенные усилия. Технику фотографирования можно применять в диапазоне не слишком больших длин волн. Кроме того, фотографирование требует относительно больших затрат времени. Желательно использовать более простые методы. Фотографические методы визуализации лазерного луча будут описаны ниже.

Профиль лазерного луча большой мощности можно грубо определить по следу, оставляемому лучом на копировальной бумаге или экспонированной пленке типа Polaroid.

Для обнаружения излучения лазера, работающего в ближней инфракрасной области, можно применять чувствительные к инфракрасному излучению люминофоры. В результате поглощения люминофором белого света электроны переходят на возбужденные уровни и остаются там на некоторое время. Если после этого облучить люминофор инфракрасным излучением, то электроны перейдут на более высокие возбужденные уровни, с которых они быстро возвращаются в основное состояние, излучая при этом кванты света в видимом диапазоне. Такие люминофоры выпускаются в виде листов. Излучение лазера с длиной волны 1,06 мкм (неодимовый лазер) оставляет на таком люминофоре пятно розового цвета, соответствующее профилю лазерного луча. При комнатной температуре изображение сохраняется в течение нескольких минут. Эти люминофоры не чувствительны к излучению с длиной волны больше 1,3 мкм.

Инфракрасный лазерный луч можно сделать видимым с помощью электроннооптического преобразователя. Лазерный луч направляют на фотоэмиссионную поверхность, являющуюся в этом приборе катодом. Электроны, испущенные фотокатодом, ускоряются приложенным электрическим полем и после фокусировки электростатической линзой попадают на люминофор. Изображение на люминофоре, соответствующее исходному инфракрасному лучу, можно наблюдать визуально. Эти преобразователи очень полезны в ближней инфракрасной области, но область их чувствительности ограничена длинами волн, меньшими 1,2 мкм.

Для визуализации инфракрасного излучения применялось также устройство, называемое эвапорографом [25]. Однако оно уже устарело и сейчас его почти не используют. Действие эвапорографа основано на частичном испарении масляной пленки при ее нагреве, вызванном поглощением инфракрасного излучения. При освещении белым светом на пластинке возникает радужная картина интерференционного происхождения, которая является изображением структуры инфракрасного луча.

Профиль луча инфракрасного лазера можно также получить с помощью жидких кристаллов [26]. Жидкий кристалл освещается белым светом через ограничивающую его прозрачную тонкую оболочку. Длина волны, на которой рассеянное излучение максимально, зависит от температуры кристалла, так что в области, нагреваемой инфракрасным лазерным лучом, цвет кристалла изменяется.

В следующем параграфе мы обсудим другие методы, применяемые для регистрации инфракрасного излучения с большей длиной волны.

§ 5. ИЗМЕРЕНИЯ В ДАЛЕКОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Имеется большое разнообразие приемников, пригодных для работы в ближней инфракрасной области. Для регистрации же излучения CO_2 -лазера (10,6 мкм) существует всего лишь несколько типов подходящих приемников. Поскольку в этой важной области длин волн возникают особые проблемы, а техника измерений до некоторой степени отличается от ранее описанной, то мы посвящаем ей отдельный параграф.

Одним из лучших приемников для регистрации излучения с длиной волны 10,6 мкм является полупроводниковый приемник на теллуриде кадмия с теллуридом ртути. Этот приемник может работать в широкой спектральной области от 2 до 14 мкм. Изменяя состав материала, можно получить максимум чувствительности на любой из длин волн этого диапазона. Приемники работают при температуре 77 К и обеспечивают время разрешения, меньшее 10 нс. Эти приборы исключительно удобны в употреблении, а хорошее быстродействие позволяет использовать их для контроля за формой импульса генерации CO_2 -лазера с модулированной добротностью.

В других инфракрасных приемниках, предназначенных для регистрации излучения CO_2 -лазера, используются германий, легированный золотом, перекрывающий спектральный диапазон от 2 до 10,9 мкм и работающий при 77 К; германий, легированный ртутью, пригодный для спектрального диапазона от 2 до 15 мкм, однако требующий охлаждения ниже 35 К; германий, легированный медью, перекрывающий спектральный диапазон от 2 до 30 мкм и работающий при температуре жидкого гелия, и германий, леги-

рованный индием, работающий при температуре жидкого гелия, чувствительный к излучению в диапазоне длин волн, простирающемся до 100 мкм. Постоянные времена приемников, выполненных на основе легированного германия, очень малы. Характерное для этих материалов время отклика меньше 0,5 нс. Эта оценка выполнена по времени возрастания короткого импульса CO_2 -лазера с модулированной добротностью от 10 до 90% его амплитуды [27]. В действительности же с учетом влияния внешних цепей время отклика обычно около 1 нс (при использовании кабеля с волновым сопротивлением 50 Ом). Приемники на основе теллурида кадмия с теллуридом ртути и легированного германия выпускаются промышленностью.

Чувствительность тепловых приемников не зависит от длины волны измеряемого излучения. Тепловые приемники используются для регистрации лазерного излучения в диапазоне более длинных волн, где их чувствительность выше, чем у фотоприемников, и могут работать в далекой инфракрасной области. К таким приемникам относятся пневматический приемник Голея и термисторный болометр.

Болометрический метод основан на измерении зависящего от температуры сопротивления материала, нагреваемого падающим излучением. Для термисторных болометров используют тонкие пленки полупроводниковых материалов, сопротивление которых сильно зависит от температуры. Высокую чувствительность имеют угольные болометры, выполненные из сопротивлений, представляющих собой тонкие графитовые пластинки.

Иногда для регистрации излучения лазеров, работающих в далекой инфракрасной области, используют пневматический приемник Голея¹⁾. Этот приемник состоит из ячейки, заполненной газом, который нагревается лазерным излучением. При возрастании температуры газа его давление увеличивается и мембрана изгибается. По величине отклонения луча, отраженного от зеркала, которое закреплено на мембране, можно судить о поглощенной лазерной энергии. Приемник Голея особенно полезен при измерении излучения лазеров с длиной волны в несколько сотен микрон [28, 29].

Обычно постоянная времени тепловых приемников много больше, чем у фотоприемников. Для болометров она лежит в пределах нескольких миллисекунд, а для приемника Голея составляет около 20 мс. В некоторых моделях была получена малая величина постоянной времени. В работе [30] описан германиевый болометр

¹⁾ В отечественной литературе такой приемник чаще называют оптико-акустическим. Принцип его действия был впервые описан в работе [69]. Часто используемый вариант конструкции был предложен в работе [70]. — *Прим. ред.*

с временным разрешением меньше 300 мкс. Разработаны также тонкопленочные термопары для использования их в качестве тепловых приемников для регистрации инфракрасного излучения, в частности излучения CO_2 -лазера. В работе [31] достигнуто время отклика менее 0,1 мкс.

Одним из типов тепловых приемников, специально предназначенных для регистрации излучения CO_2 -лазера, является пироэлектрический приемник, изготовленный из керамики или других пироэлектрических материалов. Эти приемники просты по конструкции и дешевы. Такой приемник можно выполнить в виде переносного прибора, включающего источник питания. Его можно использовать, в частности, для индикации местоположения инфракрасного лазерного луча.

Пироэлектрический сигнал появляется при изменении температуры однодоменного сегнетоэлектрика. Возникновение сигнала связано с температурной зависимостью спонтанной поляризации. Ток, текущий в нагрузочном сопротивлении, включенном параллельно приемнику, пропорционален скорости изменения температуры. Ниже точки Кюри поляризация обусловлена поверхностным зарядом. При изменении температуры происходит перемещение зарядов, вследствие чего во внешней цепи возникает электрический ток. Величина сигнала может быть вычислена по формуле

$$\Delta V = AR (dP_{\text{сп}}/dT) (dT/dt). \quad (2.9)$$

Здесь A — площадь, R — величина сопротивления нагрузки, T — температура, а $P_{\text{сп}}$ — спонтанная поляризация. Величина $dP_{\text{сп}}/dT$ характеризует применяемый материал.

Имеется целый ряд пьезоэлектрических кристаллов с сильным пироэлектрическим эффектом, например титанат бария, сульфат лития, триглицинсульфат, ниобат бария — стронция, танталат лития, ниобат лития, цирконат-титанат свинца. Наиболее доступным и дешевым является цирконат-титанат свинца, изготовленный в виде керамики. В работах [32—37] приведено описание некоторых лазерных приемников на основе пироэлектрических материалов¹).

Согласно уравнению (2.9), сигнал зависит от скорости изменения температуры. В случае простой геометрии она пропорциональна поступающему лазерному потоку. Приемники этого типа должны быть сконструированы таким образом, чтобы избежать быстрого охлаждения пироэлектрического элемента после окончания

¹) Пироэлектрические приемники излучения получили в последние годы чрезвычайно широкое распространение. Подробные сведения об их конструкции и характеристиках можно найти в работах [71, 72]. В ряде случаев эффективными оказываются также пьезоэлектрические приемники [73]. — *Прим. ред.*

лазерного импульса. В противном случае выходной сигнал падает до нуля сразу же после окончания импульса.

При измерении напряжения в разомкнутой цепи пироэлектрический приемник превращается в интегрирующий прибор, поскольку выходное напряжение остается постоянным в течение времени, за которое происходит распространение тепла по керамической пластинке. Выходной сигнал будет пропорционален полной поглощенной энергии. Его величина не зависит от распределения энергии по чувствительному элементу. Система должна быть сконструирована таким образом, чтобы время проникновения тепла через пластинку было велико по сравнению с длительностью измеряемого лазерного импульса. Пироэлектрические приемники особенно хорошо подходят для измерения параметров излучения CO_2 -лазера, и их все чаще используют для регистрации импульсов излучения CO_2 -лазеров с модулированной добротностью. Они могут быть достаточно быстродействующими. На основе кристалла толщиной 100 мкм из ниобата бария — стронция были созданы приемники с временем установления менее 30 нс, с чувствительностью на низких частотах свыше 10^4 В/Вт и минимальной регистрируемой мощностью $4 \cdot 10^{-9}$ Вт/см \cdot Гц $^{1/2}$ [34]. По-видимому, такие приборы окажутся дешевыми и простыми по конструкции приемниками лазерного излучения. В работе [33] в качестве приемника был успешно использован обычный керамический дисковый конденсатор. Подробности изготовления таких приемников описаны в литературе [36].

Визуальную индикацию излучения CO_2 -лазера можно также осуществить с помощью теплочувствительного экрана. На экран наносится термографический люминофор. При регистрации происходит тушение люминесценции в местах локального нагрева, вызванного поглощением лазерного излучения. В результате на экране появляется изображение, соответствующее профилю лазерного луча [38]. Недостатком этого метода является необходимость использования дополнительного источника ультрафиолетового излучения для освещения экрана. При тщательном изготовлении люминофорного покрытия с помощью этого метода можно получить время разрешения порядка 0,1 с [39].

Метод, не требующий освещения ультрафиолетовым излучением, основан на использовании гидратных солей, например гексагидрата хлорида кобальта. Это вещество имеет красный цвет, а его обезвоженная модификация — темно-голубой [40]. Нагрев лазерным излучением тонкой пленки из такого вещества вызывает отщепление воды и изменение цвета пленки. Бумажный экран, на который нанесен тонко размельченный гексагидрат хлорида кобальта, смешанный со светлым лаком, изменяет цвет за несколько секунд при достаточно низком уровне потока ($2,5$ Вт/см 2), падающем на его поверхность. Первоначальное состояние экрана

может быть восстановлено. Если прервать освещение, то экран вновь приобретает свой первоначальный цвет в течение приблизительно 10 с.

Для получения картины распределения интенсивности на выходе CO_2 -лазера было также использовано тепловое проявление фотоэмульсии [41, 42]. Была применена стандартная фотоэмульсия типа Kalvar с термоупругим покрытием. Сначала пленку облучили ультрафиолетовым светом с длиной волны в диапазоне 3400—4400 Å. В процессе теплового проявления излучение CO_2 -лазера за 1 с нагревало участки пленки до температуры порядка 110° С, после чего на пленке получалось четкое изображение лазерного луча.

Другие приборы основаны на явлении броуновского движения, вызванного нагревом¹⁾. Для получения эмульсии в центрифуге смешивают кремнийсодержащее масло с детергентом. Затем смесь вытягивают в виде тонкой пленки через отверстие в форме щели. В местах пленки, нагреваемых лазерным излучением, возникает легко наблюдаемое движение частичек кремния. В качестве термографических экранов для регистрации излучения CO_2 -лазера можно использовать теплочувствительную бумагу для самописцев или пенный полистирол [43]. Эти материалы недороги и легко доступны.

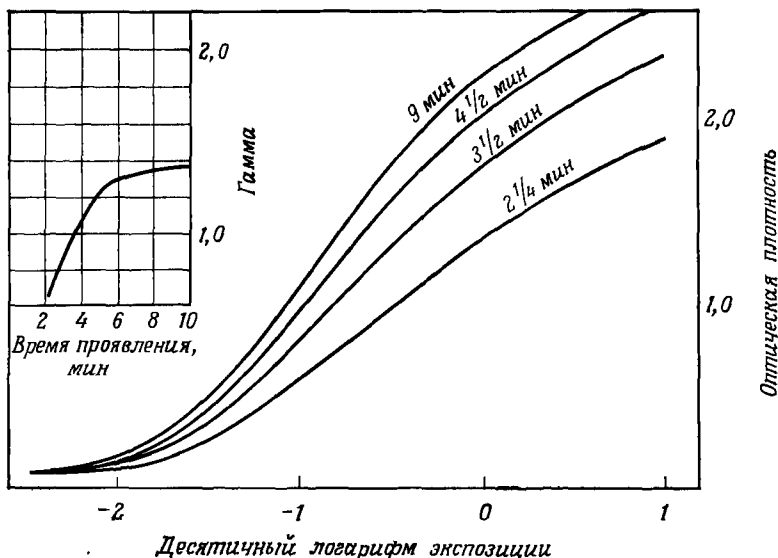
§ 6. ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Одним из простейших методов регистрации лазерного луча является фотографирование. Поскольку мощности, энергии и длины волн излучения лазеров варьируются в широком диапазоне величин, для получения хороших результатов необходим тщательный выбор типа пленки и времени экспозиции. Излучение большой мощности может легко повредить пленку. При прямом фотографировании лазерного луча следует обеспечить необходимое ослабление. Фотографирование часто используют для определения пространственного профиля лазерного луча или размеров фокального пятна при фокусировке излучения. Мы отложим обсуждение этих вопросов до следующего параграфа. Здесь же мы опишем характеристики пленок для фотографирования лазерного излучения и обсудим устройство некоторых специальных камер, которые используются при изучении взаимодействий мощного излучения лазера с веществом.

Существует много типов фотографической пленки. Фотоэмульсия чувствительна к излучению в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной (до 1,2 мкм) областях спектра. По-видимому, лучше всего реакцию фотоэмульсии на световую энергию предста-

1) *Sneberg V.*, частное сообщение, 1968.

вить в виде так называемой кривой « $D - \lg E$ », которая представляет собой зависимость оптической плотности экспонированной пленки от логарифма экспозиции, выраженной в относительных единицах. Типичная характеристическая кривая показана на фиг. 2.5. В некоторой области экспозиций кривая хорошо аппроксимируется прямой линией. Чем длиннее прямолинейный участок,



ФИГ. 2.5.

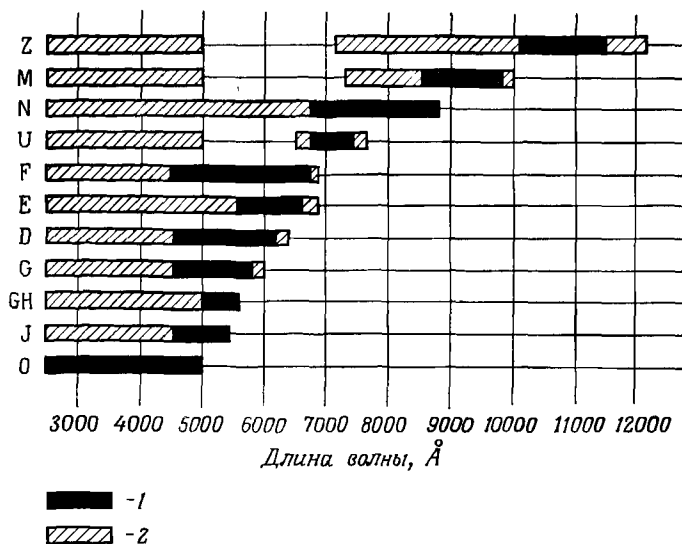
Характеристические кривые для пластинок и пленок типа Kodak, № 3, предназначенных для спектрального анализа.

Выдержка 1 с, освещение осуществляется вольфрамовой лампой, обработка производится в проявителе D-19 [44].

тем больше динамический диапазон фотопленки. Для фотографирования лазерного излучения, интенсивность которого может лежать в широком диапазоне, желательно иметь пленки с большим динамическим диапазоном. Наклон прямолинейного участка кривой называют гаммой. Форма кривой и величина гаммы зависят от характеристик пленки и способа проявления. Характеристические кривые пленок сообщаются изготовителем и могут быть использованы в области экспозиций, для которой предназначена пленка. Для получения наилучших результатов следует работать при экспозициях, попадающих на линейный участок характеристической кривой.

Спектральная чувствительность различных типов пленок, выпускаемых промышленностью, показана на фиг. 2.6. Пленки, чувствительные к излучению с длиной волны больше 0,9 мкм,

перед употреблением необходимо дополнительно сенсibilизировать путем промывания в разбавленном растворе аммиака. Пленка типа Z пригодна для регистрации линий излучения некоторых лазеров, например линии излучения неодимового лазера с длиной волны 1,06 мкм и линии излучения гелий-неонового лазера с длиной волны 1,15 мкм. Особый интерес представляют



Фиг. 2.6

Сводка классов спектральной чувствительности различных эмульсий фирмы Kodak [44].

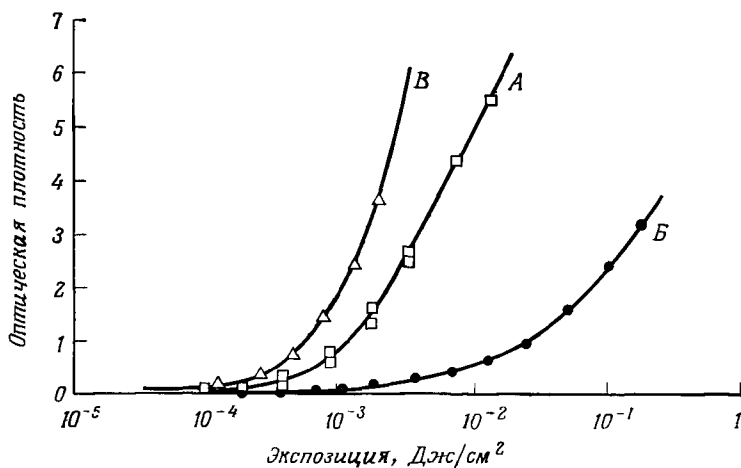
1 — спектральный диапазон наибольшей чувствительности материала, 2 — спектральный диапазон, в котором материал обладает чувствительностью

пленки типа U, которые чувствительны к излучению рубинового лазера и имеют относительно малую чувствительность к случайному световому фону в зеленой области спектра. Разработаны фотографические пленки с широким динамическим диапазоном (тип XR) [45]. Расширение диапазона достигается за счет использования трехслойного эмульсионного покрытия на общей основе. Каждый из слоев предназначен для определенного диапазона экспозиций. Пленка может одновременно регистрировать интенсивности, различающиеся в 10^8 раз. (Для большинства обычных пленок это отношение равно 100 или даже еще меньше.)

Для фотографирования лазерных лучей необходимо выбрать пленку с подходящей спектральной чувствительностью, приблизительно определить величину интенсивности излучения, направляемого на нее, и ослабить луч до такого уровня, чтобы экспозиция лежала на линейном участке характеристической кривой..

Фотографирование короткого и очень мощного импульса излучения лазеров с модулированной добротностью является сложной задачей. В этом случае пленку легко переэкспонировать, а в некоторых случаях даже может произойти ее повреждение. Однако, принимая соответствующие меры, можно непосредственно фотографировать выходное излучение мощных лазеров с модулированной добротностью.

Другой проблемой, возникающей при фотографировании очень мощного излучения, является нарушение так называемого закона взаимности. На фиг. 2.5 показаны зависимости оптической плот-



ФИГ. 2.7.

Характеристические кривые, демонстрирующие нарушение закона взаимности в случае коротких лазерных импульсов.

Спектроскопические пластинки были проявлены в проявителе D-19 в течение 5½ мин при температуре 20°С. А — обычный рубиновый лазер, выдержка 0,25 мс, Б — лазер с модулированной добротностью, выдержка 15 нс, В — кварцевая иодная лампа с фильтром, пропускающим излучение с длиной волны рубинового лазера, выдержка 80 с [46].

ности от экспозиции. При мощности и времени экспозиции, изменяющихся в обычных пределах, безразлично, как поглощается энергия. Большая мощность при короткой экспозиции будет давать ту же оптическую плотность, что и малая мощность при более длинной экспозиции, если только энергия, приходящаяся на единицу площади, будет одной и той же. Это утверждение называют законом взаимности. Однако этот закон может оказаться неверным при экспонировании пленки лазерным излучением большой мощности. В одном из экспериментов [46] было обнаружено нарушение принципа взаимности для спектроскопических фотопластинок при регистрации излучения рубинового лазера с модулированной добротностью. На фиг. 2.7 показаны характеристические кривые,

соответствующие временам экспозиции 60 с (обычный источник), 15 нс (рубиновый лазер с модулированной добротностью) и 0,25 мс (обычный рубиновый лазер).

В последнее время появляются также фотопленки, разработанные специально для лазерных исследований [47, 48].

Многие исследователи используют фотографирование при изучении лазерных эффектов, связанных с лазерным пробоем или испарением материала с поверхности твердого тела под действием лазерного излучения. Поскольку эти процессы являются быстропротекающими, возникает необходимость в специальной технике фотографирования. Для фотографирования процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом были применены различные типы высокоскоростных камер. С помощью высокоскоростной камеры, предназначенной для покадровой съемки, за очень короткие промежутки времени можно получить серию снимков. В такой камере используется несколько объективов, каждый из которых имеет затвор на основе ячейки Керра. Поскольку используется делитель луча, то на каждый объектив попадает свет от объекта, который должен быть сфотографирован. Процесс переключения ячеек Керра управляется с помощью вспомогательного источника энергии. Временной интервал между кадрами, а также длительность экспозиции могут быть порядка наносекунд.

Другой метод состоит в использовании скоростного фоторегистратора. В такой камере пленка быстро движется мимо узкой щели, на которую проецируется часть изображения фотографируемого объекта. Временной ход интенсивности света разворачивается вдоль линии, совпадающей с направлением перемещения пленки и являющейся осью времени. К недостатку этого метода относится то, что изображение объекта одномерно. Описанная камера является ценным прибором для измерения быстроменяющейся интенсивности света, зависящей от одной пространственной координаты.

Другим типом камеры, широко используемым при изучении взаимодействия лазерного излучения с поверхностями, является электроннооптическая камера. Она содержит электроннооптический преобразователь, на катод которого фокусируется исходное изображение. Световая картина преобразуется на фотокатоде в электронное изображение. Последнее усиливается и передается на фотоанод, где снова преобразуется в оптическое изображение, которое можно сфотографировать. Прикладывая управляющее напряжение к отклоняющим пластинам, можно получать различные последовательности кадров. При соответствующей форме управляющего напряжения такая камера может работать как в режиме фоторегистратора, так и в режиме покадровой съемки. Время разрешения этой системы может лежать в интервале от наносекунд до миллисекунд.

§ 7. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И РАСХОДИМОСТИ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

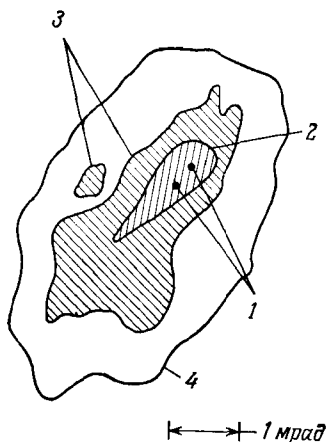
Измерение пространственного распределения интенсивности лучей непрерывно работающих лазеров не составляет проблемы. Для этого можно применять как фотографический метод, при котором экспозиция пленки определяется длительностью выдержки, так и фотоэлектрический метод, основанный на перемещении небольшой диафрагмы, находящейся перед фотоэлементом, поперек луча. Измерение же профиля луча импульсного лазера большой мощности оказывается более сложной задачей. Для количественного изучения взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом важно знать

распределение интенсивности в луче лазера с модулированной добротностью. Необходимо также знать угловую расходимость луча. Ее можно определить из измерения пространственного профиля луча на определенном расстоянии от лазера.

В литературе описано несколько методов измерений этих параметров. В одном из них использовалось прямое фотографирование луча лазера с модулированной добротностью на пленку с расширенным динамическим диапазоном [50]. Пленка предварительно калибровалась, а лазерный луч ослаблялся до требуемого уровня. Ослабление производилось с помощью калиброванных нейтральных фильтров, помещаемых на пути луча. Максимальная оптическая плотность в каждой экспозиции измерялась микрофотометром. Для получения количественных результатов микрофотограмму, записанную в единицах оптической плотности, пересчитывали

в единицы относительных интенсивностей. На фиг. 2.8 показан типичный контур, определенный этим методом.

Недостатком этого метода является необходимость калибровки фотопленки. Существуют методы, в которых калибровка производится автоматически. В одном из них [50] фотографирование лазерного луча производится через многолинзовую систему,



Ф И Г. 2.8.

Контур равных интенсивностей в сечении луча рубинового лазера с модулированной добротностью.

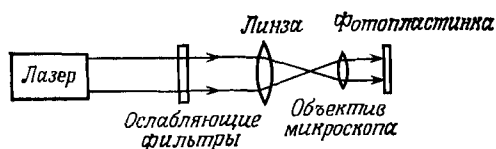
1 — точки, где интенсивность максимальна ($I_{\text{макс}}$), 2 — сечение на уровне $0,75 I_{\text{макс}}$; 3 — сечение на уровне $0,50 I_{\text{макс}}$; 4 — сечение на уровне $0,25 I_{\text{макс}}$. Площадь сечения на уровне $0,50 I_{\text{макс}}$ равна $9,7 \text{ мм}^2$ [49].

состоящую из 16 линз. За каждой из линз помещают калиброванный нейтральный ослабляющий фильтр. Фильтры подобраны таким образом, чтобы их величины пропускания образовывали известную последовательность. Для каждой фотопластинки путем микрофотометрических измерений выбранной области изображения определяют кривую зависимости оптической плотности от относительной экспозиции. Полное распределение плотности энергии в луче можно получить путем микрофотометрирования одного из изображений луча.

Подобная самокалибрующаяся схема [51] была использована в устройстве, состоящем из двух зеркал, наклоненных друг к другу под таким углом, что на фотопленке образовывалась последовательность изображений, каждое из которых было ослаблено приблизительно в 1,7 раза по сравнению с предыдущим. Способ калибровки тот же, что и в описанном раньше методе.

Пространственное распределение интенсивности в луче мощного лазера с модулированной добротностью может быть очень сложным и содержать отдельные области с максимальными интенсивностями, которые называют «горячими точками» (фиг. 2.8). На пространственное распределение оказывают влияние многие факторы. Пока мощность в каждом из последовательных лазерных импульсов относительно постоянна, пространственное распределение может оставаться приблизительно одинаковым от вспышки к вспышке. Однако при изменении условий (если, например, варьировать уровень мощности или даже сменить импульсную лампу накачки) пространственное распределение интенсивности может также измениться.

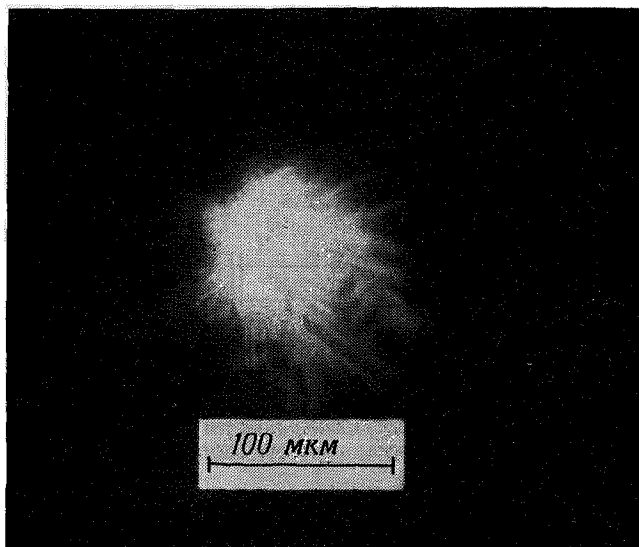
Следуя методам, описанным выше, можно найти распределение интенсивности в несфокусированном лазерном луче. Если измерить полную мощность, то можно определить величину интенсивности в каждой точке сечения лазерного луча. Для сфокусированного луча задача оказывается более трудной. Фактически многие исследователи для определения интенсивности в фокусе просто измеряют угол расходимости луча, а размер фокального пятна находят как дифракционный предел для данной линзовой системы. (Для вычислений используют формулу $d = f\theta$, где d — диаметр фокального пятна, f — фокусное расстояние линзы и θ — угол расходимости луча; см. гл. 1. Для большинства случаев эта формула является идеализированной и дает результат, кото-



Ф И Г. 2.9. Система для фотографирования распределения интенсивности в лазерном луче вблизи фокальной области.

рый может быть значительно меньше реального, определяемого другими факторами, например аберрациями линз.)

Метод измерения размера сфокусированного луча состоит в фотографировании фокального пятна через объектив от микроскопа по схеме, изображенной на фиг. 2.9 [52]. Фотография фокальной области с увеличением приблизительно в 50 раз обеспечивает



Фиг. 2.10.

Изображение луча рубинового лазера в фокусе линзы с фокусным расстоянием 3 см.

разрешение в несколько микрон. Для получения хорошего изображения, конечно, необходимы фильтры. Чтобы определить положение минимального поперечного размера пятна, можно сделать несколько фотографий при разных положениях фокусирующей линзы вдоль направления распространения лазерного луча. На фиг. 2.10 приведена фотография изображения лазерного луча в фокусе линзы с фокусным расстоянием 3 см¹⁾. Более детальные измерения показывают, что в пространственном распределении интенсивности вблизи фокальной области имеются локальные неоднородности с размерами около 10 мкм [53].

¹⁾ Фотография представлена Е. Дамоном.

Распределение энергии в лазерном луче можно приближенно определить другим методом — измеряя области разрушения на поверхности металлов или фольг в результате воздействия лазерного излучения ¹⁾.

§ 8. ПИКОСЕКУНДНЫЕ ИМПУЛЬСЫ

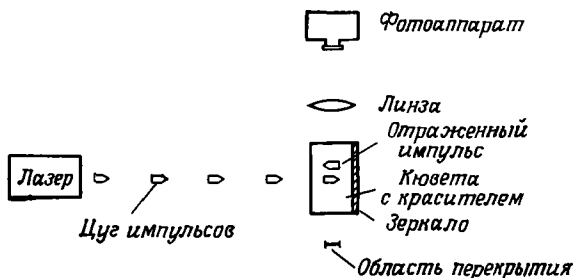
Для большинства лазеров с модулированной добротностью типичны импульсы с пикосекундной структурой. Эти импульсы уже были описаны в гл. 1; здесь мы обсудим экспериментальные методы, применяемые при работе с ними. Такие импульсы имеют очень малую длительность, поэтому для их исследования нельзя использовать обычную технику и необходимы специальные методы. Фотоэлементы и осциллографы обладают быстроедействием, недостаточным для разрешения отдельного импульса из цуга. Обычно эти импульсы исследуют методом двухфотонной люминесценции. Луч направляют в кювету с люминесцирующей жидкостью. Люминесценция возбуждается излучением с длиной волны, которая лежит между длиной волны излучения лазера и половиной этой длины волны. Поэтому люминесценция может возникнуть в результате двухфотонного поглощения лазерного излучения. При этом интенсивность люминесценции будет пропорциональна квадрату интенсивности лазерного излучения. Лазерный луч отражается в обратном направлении зеркалом, помещенным в жидкость. Люминесценция ярче в тех точках, где накладываются импульсы входного и отраженного цугов. Люминесценцию жидкости фотографируют сбоку. В местах перекрывания встречных импульсов появляются яркие области. Измеряя длину ярких областей, можно установить длительность импульсов, а по расстоянию между яркими областями — временной интервал между импульсами. Экспериментальная установка показана на фиг. 2.11, а на фиг. 2.12 видны эти яркие области.

Вначале подобная техника была использована для наблюдения пикосекундных импульсов в лазерах на стекле с модулированием добротности посредством насыщающегося жидкостного фильтра [55], а позже — в лазерах на стекле и на рубине с добротностью, модулированной вращающимся зеркалом [56]. Первоначально полагали, что пикосекундные импульсы характерны для всех лазеров с модулированной добротностью, однако последние исследования показали, что дело обстоит не так. Точные условия, при которых пикосекундные импульсы присутствуют

¹⁾ Для импульсов свободной генерации распределение интенсивности по сечению луча и его изменение в течение импульса подробно исследовались в работах [76, 77]. Была применена скоростная киносъемка [76] и регистрация с помощью тонкой пленки, нанесенной на вращающийся диск [77]. — *Прим. ред.*

или отсутствуют в излучении данного лазера, еще недостаточно ясны, и тонкая структура может изменяться от вспышки к вспышке.

Для обнаружения пикосекундных импульсов неодимового лазера можно использовать раствор родамина 6G в метаноле.



Ф И Г. 2.11.

Схема использования двухфотонной люминесценции для обнаружения пикосекундных импульсов лазерного излучения.

Для рубинового лазера подходит раствор 9,10-дифенилантрацена в бензоле или раствор родамина 6G в этаноле.

Временной интервал между пикосекундными импульсами при их синхронизации равен полному времени прохождения света через резонатор лазера и может изменяться в широких пределах.



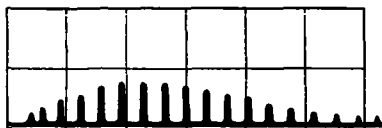
Ф И Г. 2.12.

Фотография ярких областей, возникающих при измерениях с помощью двухфотонной люминесценции [57].

В случае коротких резонаторов огибающая цуга импульсов, регистрируемая с помощью широкополосного осциллографа и фотоэлемента, имеет вид слегка промодулированного импульса (фиг. 1.4). В случае длинных резонаторов отдельные импульсы можно хорошо различить. Осциллограмма цуга импульсов, получаемых при синхронизации мод резонатора, показана на фиг. 2.13. Огибающая имеет форму импульса генерации лазера с модулированной добротностью в отсутствие синхронизации мод. Длительность каждого из импульсов приблизительно равна обратной

величине полосы частот занимаемой синхронизованными модами. В неодимовом лазере эта полоса превышает 10^{12} Гц. Ее ширину можно определить из спектроскопических измерений ширины линии излучения при синхронизации мод [58].

Для большинства лазеров с синхронизацией мод длительность каждого импульса составляет от нескольких единиц до нескольких десятков пикосекунд, что превышает минимальные длительности, допускаемые шириной спектра генерации. Это отчасти обусловлено изменением несущей частоты в течение ультракороткого импульса [59]. Импульсы можно сжать во времени, отражая луч от двух дифракционных решеток, расположенных так, чтобы время прохождения луча через эту систему линейно возрастало с увеличением длины волны. Таким способом были получены цуги импульсов с длительностью отдельных импульсов 0,4 пс.

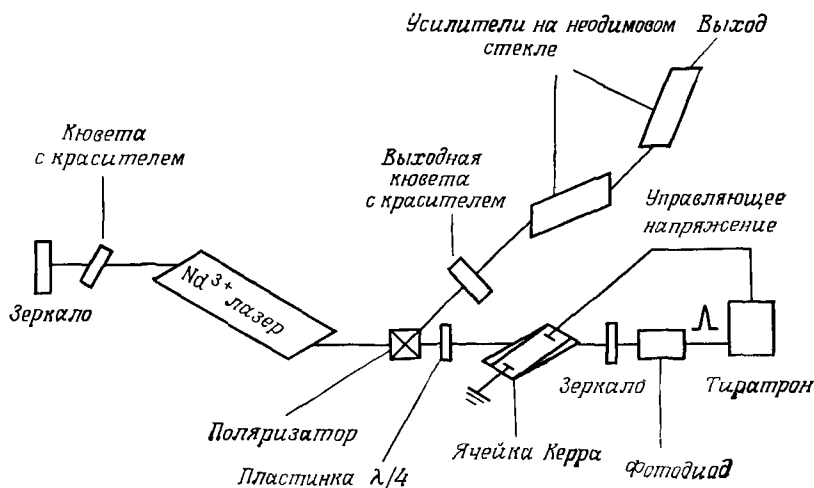


Фиг. 2.13. Регулированная оциллограмма цуга импульсов, образующихся в результате синхронизации мод. Скорость развертки 50 нс на деление [63].

Интерпретация наблюдений двухфотонной люминесценции явилась предметом некоторой дискуссии. Яркие области двухфотонной люминесценции можно обнаружить не только в режиме регулярных пикосекундных импульсов [60]. Важным параметром является отношение максимальной величины яркости вблизи зеркала к величине яркости в остальной части светящегося канала. Это отношение, называемое контрастом, характеризует степень синхронизации мод. Для лазера с несинхронизованными модами контраст равен 1,5, в то время как в случае полной синхронизации мод контраст должен быть равен 3. Ранние измерения давали величину контраста менее 3, что могло быть результатом частичной синхронизации мод. Позже, в работе [61], измеренная величина контраста действительно оказалась равной 3, что разрешило кажущееся противоречие между теорией и экспериментом. При определении длительности импульса методом двухфотонной люминесценции необходима известная осторожность.

Метод двухфотонной люминесценции основан на определении автокорреляционной функции. По виду этой функции нельзя точно установить первоначальную форму импульса, поскольку обратное преобразование автокорреляционной функции неоднозначно. Для получения точных результатов необходимы тщательные измерения величины контраста. Надежные результаты при определении длительности импульса двухфотонным методом можно получить, даже не измеряя величины контраста, если одновременно с наблюдением двухфотонной люминесценции контролировать цуг коротких периодических импульсов оциллографом [62].

Одиночный импульс пикосекундной длительности можно выделить из дуга импульсов с помощью устройства, показанного на фиг. 2.14 [63]. На ячейку Керра подается такое начальное напряжение, чтобы луч был поляризован в направлении, позволяющем ему проходить прямо через поляризатор. В результате синхронизации мод в резонаторе развивается последователь-



ФИГ 2.14.

Схема установки для получения одиночного импульса пикосекундной длительности [63].

ность световых импульсов. Когда амплитуда одного из них достигнет определенного уровня, сигнал с фотодиода открывает тиратрон и к моменту прохождения следующего импульса через ячейку Керра к ней будет приложен импульс высоковольтного напряжения с крутым передним фронтом для изменения поляризации лазерного импульса. Импульс напряжения должен попасть на ячейку Керра за время, меньшее времени полного прохождения лазерного импульса в резонаторе. Если в момент прохождения лазерного импульса через ячейку Керра напряжение на ней равно четвертьволновому, этот импульс выйдет из резонатора через поляризатор. Импульс содержит всю энергию, накопленную в резонаторе. Энергию можно увеличить путем дальнейшего усиления импульса. Описанный метод выделения одиночного импульса позволяет получать одиночные импульсы с длительностями от 10 до 15 пс [64]. Возможность создания таких коротких и очень мощных импульсов открывает новые области для научных исследований.

§ 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На этом мы закончим обзор методов измерения мощности и энергии лазерного излучения. Они занимают важное место при исследовании взаимодействия лазерного излучения большой мощности с веществом, так как результаты этого взаимодействия зависят от величины энергии или интенсивности лазерного излучения. Часто количественные результаты исследования одного и того же эффекта, получаемые разными исследователями, различаются. Это различие, несомненно, обусловлено расхождениями, возникающими главным образом при измерении параметров используемого лазера. Поэтому измерения энергии или интенсивности лазерного излучения необходимо проводить по четко определенным стандартам и указывать метод измерений. Решение этой задачи нуждается в значительном усовершенствовании.

Абсолютные измерения интенсивности излучения всегда представляли трудную проблему. Она еще более усложняется, когда необходимо провести измерения параметров излучения большой мощности от лазера с модулированной добротностью; в этом случае гораздо труднее получить действительно надежные результаты. Следствием того, что используемые лазеры обладают широким диапазоном свойств, является отсутствие единой техники измерений, пригодной для всевозможных экспериментальных условий, однако тщательно проведенные измерения могут дать приемлемые результаты.

Описанные выше методы измерения энергии и мощности лазерного излучения представляют собой развитие методов, которые до создания лазеров использовались в радиометрических измерениях в видимой и инфракрасной областях спектра. В этой главе мы не даем детального обзора техники, разработанной для таких измерений. Здесь были рассмотрены методы, которые нашли широкое применение для измерения параметров, представляющих интерес с точки зрения изучения действия лазерного излучения. Полное изложение методов измерения лазерных параметров содержится в работе [65].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kruse P. W., McGlauchlin L. D., McQuistan R. B.*, Elements of Infrared Technology, Wiley, New York, 1962.
2. *Birnbaum G., Birnbaum M.*, Proc. IEEE, 55, 1026 (1967).
3. *Glick A. L.*, Proc. IRE, 50, 1835 (1962).
4. *McMurtry B. J., Siegman A. E.*, Appl. Opt., 1, 51 (1962).
5. *Lucovsky G., Emmons R. B.*, Appl. Opt., 4, 697 (1965).
6. *Kruse P. W.*, Journ. Appl. Phys., 30, 770 (1959).
7. *Bass M., Franken P. A., Ward J. F.*, Phys. Rev., 138, A534 (1965).
8. *Kamal A. K., Subramanian M.*, Proc. Symp. Opt. Masers, J. Fox, ed., Polytechnic Press, Brooklyn, New York, 1963, p. 601.
9. *Leite R. C. C., Porto S. P. S.*, Proc. IEEE, 51, 606 (1963).

10. *Li T., Sims S. D.*, Appl. Opt., **1**, 325 (1962).
11. *Edwards J. G.*, Journ. Sci. Instr., **44**, 835 (1967).
12. *Calviello J. A.*, Proc. IEEE, **51**, 611 (1963).
13. *Koozekanani S. et al.*, Proc. IRE, **50**, 207 (1962).
14. *Scott B. F.*, Journ. Sci. Instr., **43**, 685 (1966).
15. *Killick D. E. et al.*, Infrared Phys., **6**, 85 (1966).
16. *Hillenkamp F.*, Journ. Sci. Instr. (Journ. Phys. E.), **1**, 1022 (1968).
17. *Baker R. M.*, Electronics, p. 36 (February 1, 1963).
18. *Schmidt A. J., Greenhow R. C.*, Journ. Sci. Instr., **44**, 468 (1967).
19. *Nowicki R.*, Infrared Phys., **8**, 223 (1968).
20. *Schmidt A. J., Greenhow R. C.*, Journ. Sci. Instr. (Journ. Phys. E.), **2**, 438 (1969).
21. *Damon E. K., Flynn J. T.*, Appl. Opt., **2**, 163 (1963).
22. *Schiel E.*, Proc. IEEE, **51**, 365 (1963).
23. *Kinoshita K., Suzuki T., Misu A.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **2**, 811 (1963).
24. *Jeanes R.*, Appl. Opt., **3**, 318 (1964).
25. *Terai M.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **3**, 421 (1964).
26. *Hansen J. R., Ferguson J. R., Okaya A.*, Appl. Opt., **3**, 987 (1964).
27. *Bridges T. J., Chang T. Y., Cheo P. K.*, Appl. Phys. Lett., **12**, 297 (1968).
28. *Gebbie H. A., Stone N. W. B., Findlay F. D.*, Nature, **202**, 685 (1964).
29. *Crocker A. et al.*, Nature, **201**, 250 (1964).
30. *Oka Y., Nagasaka K., Narita S.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **7**, 611 (1968).
31. *Day G. W., Gaddy O. L., Iversen R. J.*, Appl. Phys. Lett., **13**, 289 (1968).
32. *Shimazu M. et al.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **6**, 120 (1967).
33. *Duley W. W.*, Journ. Sci. Instr., **44**, 629 (1967).
34. *Glass A. M.*, Appl. Phys. Lett., **13**, 147 (1968).
35. *Kimmit M. F., Ludlow J. H., Putley E. H.*, Proc. IEEE, **56**, 1250, (1968).
36. *Beerman H. P.*, Ceram. Bull., **46**, 737 (1967).
37. *Asheimer R. W., Buckley R. E.*, Rev. Sci. Instr., **38**, 1764 (1967).
38. *McGee J. D., Heilios L. J.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-3**, 31 (1967).
39. *Bridges T. J., Burkhard E. G.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-3**, 168 (1967).
40. *Condas G. A.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-4**, 40 (1968).
41. *Inaba H. et al.*, Infrared Phys., **7**, 145 (1967).
42. *Forkner J. F., Lowenthal D. D.*, Appl. Opt., **6**, 1419 (1967).
43. *Meyerhofer D.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-4**, 969 (1968).
44. Kodak Plates and Films for Science and Industry, 1967 Edition, Eastman, Kodak Company.
45. *Waynant R. W., Basil I. T., Cullom J. H.*, Research/Development Magazine (February 1965).
46. *Hercher M., Ruff B.*, Journ. Opt. Soc. Amer., **57**, 103 (1967).
47. *Schultze D.*, Laser Focus, p. 23 (June 1968).
48. *Frecska S. A.*, Appl. Opt., **7**, 2312 (1968).
49. *Waynant R. W., et al.*, Appl. Opt., **4**, 1648 (1965).
50. *Winer I. M.*, Appl. Opt., **5**, 1437 (1966).
51. *Avizonis P. V., Doss T. T., Heimlich R.*, Rev. Sci. Instr., **38**, 331 (1967).
52. *Tomlinson R. G., Damon E. K.*, Rep. on Contract Number, AF33 (657)-10824, AD 443784 (June 1, 1964).
53. *Бархударова Т. М. и др.*, ЖЭТФ, **49**, 386 (1965).
54. *Pilcher M. T., Tozer B. A.*, Brit. Journ. Appl. Phys., **17**, 695 (1966).
55. *Giordmaine J. A. et al.*, Appl. Phys. Lett., **11**, 216 (1967).
56. *Duguay M. A., Shapiro S. L., Rentzepis P. M.*, Phys. Rev. Lett., **19**, 1014 (1967).
57. *Duguay M. A., Shapiro S. L.*, Статья 4D-4, International Quantum Electronics Conference, Miami, Florida, May 14-17, 1968.
58. *Stetser D. A., DeMaria A. J.*, Appl. Phys. Lett., **9**, 118 (1966).
59. *Treacy E. B.*, Phys. Lett., **28A**, 34 (1968).

60. *Weber H. P.*, Phys. Lett., 27A, 321 (1968).
61. *Shapiro S. L.*, *Duguay M. A.*, Phys. Lett., 28A, 698 (1969).
62. *DeMaria A. J. et al.*, Proc. IEEE, 57, 2 (1969) [см. перевод: ТИИЭР, 57, 2 (1969)].
63. *Heynau H. A.*, *Foster M. C.*, Laser Focus, p. 20 (August, 1968).
64. *Kachen G.*, *Steinmetz L.*, *Kysilka J.*, Journ. Appl. Phys. Lett., 13, 229 (1968).
65. «Laser Parameter Measurements Handbook», *Heard H. G.*, ed., Wiley, New York, 1968 (см. перевод: Г. Хурд, Измерение лазерных параметров, изд-во «Мир», М., 1970).
- 66*. *Росс М.*, Лазерные приемники, изд-во «Мир», 1969.
- 67*. *Круз П.*, *Макглоулин Л.*, *Макквистан Р.*, Основы инфракрасной техники, Воениздат, 1964.
- 68*. *Марков М. М.*, Приемники инфракрасного излучения, изд-во «Наука», 1968.
- 69*. *Вейнгеров М. А.*, ДАН СССР, 19, 687 (1938).
- 70*. *Golay M. J.*, Rev. Sci. Instr., 18, No. 5, 347 (1947).
- 71*. *Кременчуцкий Л. С.*, Сегнетоэлектрические приемники излучения, изд-во «Наукова думка», Киев, 1971.
- 72*. *Pitiley J. H.*, The Pyroelectric Detector, in Semiconductors and Semimetals, vol. 5, p. 259, New York, Acad. Press, 1970.
- 73*. *Гальцев А. П.*, *Шушков А. Г.*, Опт. мех. пром., 1, 23 (1973).
- 74*. *Фанлибо А. К.*, Кандидатская диссертация, МИФИ, 1972.
- 75*. *Крылов Ю. К.*, Известия вузов, Приборостроение, 9, 8 (1966).

Глава 3. ЭФФЕКТЫ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ПОГЛОЩЕНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ НЕПРОЗРАЧНОГО МАТЕРИАЛА

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

К числу наиболее интересных явлений, связанных с действием лазерного излучения, относятся эффекты, происходящие при поглощении мощного лазерного луча на поверхности непрозрачного материала. Особенно яркие эффекты связаны с фазовым переходом в поглощающем материале. Можно наблюдать, например, светящееся облако испаренного вещества, разлетающееся от поверхности металла и часто сопровождаемое снопом искр. Однако во многих случаях, например при изучении термоэлектронной эмиссии или при термомагнитной записи, представляет интерес нагревание в отсутствие фазового перехода. Мы рассмотрим сначала нагревание вещества без фазового перехода и укажем методы расчета прироста температуры, вызванного поглощением лазерного излучения. Затем мы опишем процесс плавления и, наконец, процесс испарения поглощающей поверхности. Будут представлены теоретические расчеты, позволяющие оценить ожидаемый эффект для различных материалов и параметров лазера, и проведено сравнение результатов этих расчетов с экспериментально наблюдаемыми эффектами.

Основное внимание в этой главе уделяется физическим явлениям, происходящим при взаимодействии мощного лазерного излучения с мишенью. Обсуждение вопросов использования этих явлений для практических целей будет проведено в гл. 8.

Мы будем характеризовать уровень воздействия плотностью потока лазерного излучения, поглощаемого поверхностью, т. е. поглощенной мощностью, приходящейся на единицу площади. Для обозначения этой величины не существует общепринятого термина. Мы будем использовать термин «плотность потока». Приводимые в этой главе конкретные значения плотности потока всегда будут относиться к плотности поглощенного потока. Вследствие отражения она отличается от интенсивности в лазерном луче множителем $(1 - R)$, где R — коэффициент отражения света от поверхности. Отражательная способность поверхности может снижаться по мере ее нагревания, так что эффективная отражательная способность, усредненная по всему лазерному импульсу, оказывается ниже своего начального значения. Это явление будет предметом обсуждения в одном из последующих параграфов.

§ 2. НАГРЕВ В ОТСУТСТВИИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Обсудим прежде всего возрастание температуры, вызванное поглощением потока излучения, плотность которого недостаточна для плавления и испарения поверхности. Мы приведем методы расчета температурных полей в различных случаях, представляющих интерес. В этом параграфе мы будем иметь дело главным образом с металлическими поглощающими поверхностями, хотя результаты расчетов легко можно перенести и на случай других поверхностей. Будем пользоваться классической теорией теплопроводности. В оправдание такого подхода можно заметить, что среднее время между соударениями электронов в проводнике порядка 10^{-13} с. В металлах поглощение света обусловлено взаимодействием его с электронами. Квант световой энергии поглощается электроном, который переходит в состояние с более высокой энергией в зоне проводимости. Возбужденные электроны взаимодействуют с фононами решетки, а также с другими электронами и передают им свою энергию. Аналогичные процессы столкновений обуславливают и перенос тепла.

За время порядка длительности лазерного импульса электроны, поглощающие фотоны, претерпевают множество соударений — как между собой, так и с фононами решетки. При этом энергия, поглощенная электроном, распределяется между электронами и передается решетке. Таким образом, мы можем считать, что световая энергия мгновенно переходит в тепло в той точке, где свет поглотился. Энергия распределяется настолько быстро, что во временном масштабе импульсов лазера с модуляцией добротности и миллисекундных лазерных импульсов можно считать, что локальное равновесие существует в течение всего импульса. Поэтому можно пользоваться понятием температуры и обычными уравнениями для теплового потока. Это допущение может оказаться неверным в случае пикосекундных импульсов. Время, в течение которого поглощается импульс пикосекундной длительности, оказывается слишком коротким для того, чтобы энергия распределилась среди многих частиц посредством столкновительных процессов. Энергия, полученная электроном в процессе поглощения кванта, передается в решетку относительно медленно в пикосекундном масштабе времени. По этой причине изучение процессов нагрева, вызванного одиночным пикосекундным импульсом, должно, вероятно, проводиться иначе, чем это делается здесь. Во многих случаях, если лазер работает в режиме синхронизации мод, можно применять простое интегрирование по нескольким импульсам и использовать при расчете температуры гладкую огибающую цуга пикосекундных импульсов. Для процессов нагрева, осуществляющихся за времена 10^{-8} с и более, при линейной зависимости температуры от подводимой мощности такое прибли-

жение, по-видимому, справедливо. Процесс же нагревания под действием одиночного пикосекундного импульса еще нуждается в дальнейшем изучении ¹⁾.

При вычислении прироста температуры мы будем предполагать, что теплофизические свойства поглощающего вещества не зависят от температуры. Разумеется, это не совсем так, но для многих металлов изменения свойств относительно малы в достаточно широком интервале температур. В табл. 3.1 приведены значения

ТАБЛИЦА 3.1

Теплофизические свойства металлов в твердом состоянии

Металл	Коэффициент теплопроводности, Вт/см·град			
	0° С	100° С	300° С	700° С
Al	2,38	2,30	2,26	—
Cu	3,85	3,82	3,76	3,50
Ni	0,91	0,83	0,64	0,66
Ag	4,18	4,17	3,62	—
W	1,90	1,65	1,45	1,2

Металл	Удельная теплоемкость, кал/г·моль·град						
	298 К	400 К	600 К	800 К	1000 К	1500 К	2000 К
Al	5,82	6,12	6,72	7,31	—	—	—
Cu	5,86	6,01	6,31	6,61	6,91	—	—
Ni	6,23	6,88	8,28	7,44	7,80	8,70	—
Ag	6,10	6,13	6,41	6,78	7,17	—	—
W	5,97	6,04	6,20	6,35	6,65	6,88	7,26

удельной теплоемкости и теплопроводности некоторых металлов в твердом состоянии при различных температурах.

При более строгом рассмотрении следует принимать во внимание температурные изменения теплофизических свойств. В отдель-

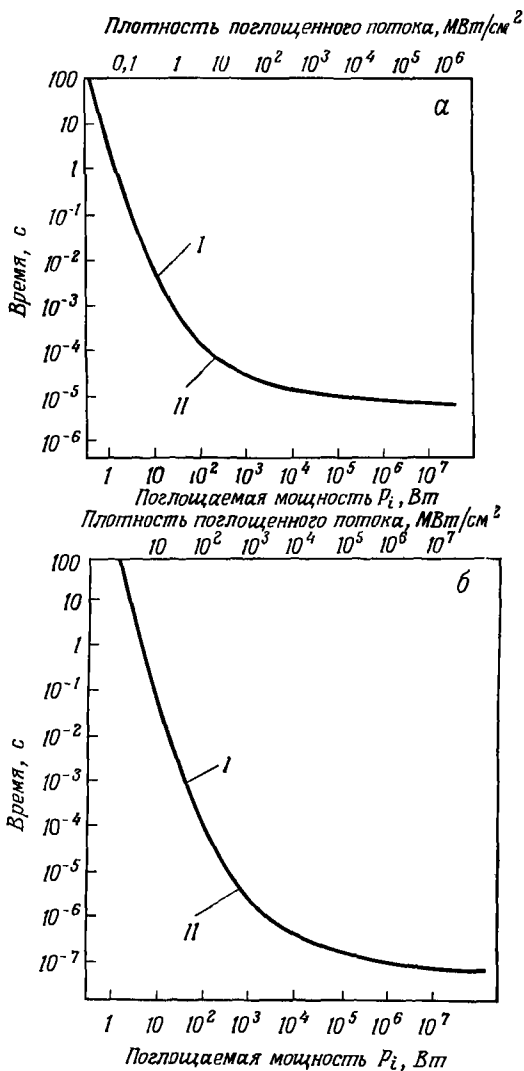
¹⁾ Важная особенность взаимодействия ультракоротких импульсов с металлами состоит в том, что в течение импульса не успевает установиться равновесие между электронной и фононной подсистемами. Анализ нагревания металла лазерным импульсом с учетом этой особенности проведен в работе [64]. Вследствие малой теплоемкости электронной подсистемы нарушение равновесия приводит к значительному увеличению электронной температуры и росту термоэлектронной эмиссии. Этот вопрос рассмотрен в работе [65].— *Прим. ред.*

ных случаях изменение этих свойств в интервале от комнатной температуры до температуры плавления может быть очень большим. Учет зависимости теплофизических свойств от температуры значительно усложнил бы анализ. Наше рассмотрение, предполагающее теплофизические характеристики постоянными, позволяет получить приблизительную оценку величины прироста температуры.

В большинстве случаев можно считать, что потери энергии с поверхности в результате переизлучения или конвекции пренебрежимо малы. Интересующие нас плотности потока лазерного излучения по порядку величины составляют 10^6 Вт/см² и более. Даже при достаточно высоких температурах тепловое излучение с поверхности металлов, находящихся в твердом состоянии, не превышает 10^3 Вт/см², так что пренебрежение этими потерями обычно приводит к незначительной ошибке.

Однако, если импульс действует достаточно длительное время, тепло может быть передано в течение импульса значительному участку поверхности. Тогда вклад в переизлучение будет вносить большая площадь, и даже если мощность, излучаемая единицей поверхности, будет мала, полная излучаемая мощность может оказаться сравнимой с поглощаемой мощностью.

Приближенную оценку интервала, в котором переизлучение с поверхности пренебрежимо мало, можно сделать, вычисляя профиль температуры на поверхности как функцию координат и времени с помощью методов, которые мы изложим ниже, и проводя затем численное интегрирование потока переизлучаемой энергии с использованием вычисленного температурного профиля и закона Стефана — Больцмана. Некоторые результаты такого расчета для случая тонкой алюминиевой фольги, нагреваемой лазерным лучом, при двух различных диаметрах фокального пятна показаны на фиг. 3.1. Линия на графике соответствует ситуации, когда полное переизлучение с поверхности составляет 1% от мощности падающего лазерного излучения. Мы полагаем, что при уровне ниже этого ошибка, связанная с пренебрежением радиационными потерями, весьма незначительна. Однако, когда радиационные потери становятся заметными по сравнению с подводимой мощностью, ошибка, вызванная пренебрежением этими потерями, будет уже велика. Для данной поглощаемой мощности пренебрежение радиационными потерями приводит к тем большей ошибке, чем больше время импульса. На краю шкалы, который соответствует коротким временам, форма кривой такова, что потери на излучение не играют роли при любом достижимом уровне мощности. Во многих случаях, представляющих интерес, условие малой величины радиационных потерь легко выполняется. В самом деле, при импульсах с длительностью менее 1 мс поверхность начнет испаряться еще до того, как переизлучение достигнет 1% от поступающей мощности.



Ф И Г. 3.1.

Временные интервалы и области поглощенной мощности, в которых переизлучаемая мощность меньше 1% от падающей, для алюминиевой фольги толщиной 0,38 мм.

P_r — излучаемая мощность, P_i — поглощаемая мощность. а — радиус пятна 100 мкм; б — радиус пятна 10 мкм.

I — область, в которой $P_r > 0,01P_i$. II — область, в которой $P_r < 0,01P_i$.

Оценки, выполненные для тонкой пленки, остаются справедливыми и в случае образцов большей толщины, поскольку их поверхность холоднее и излучение от нее меньше. Приведенное рассмотрение не является исчерпывающим, оно лишь дает представление о тех случаях, когда можно заведомо пренебречь радиационными потерями.

При сделанных выше допущениях дифференциальное уравнение, описывающее распространение тепла в полубесконечном слое вещества, ограниченном плоскостью $z = 0$, на которую падает излучение, имеет вид

$$\begin{aligned} \nabla^2 T(x, y, z, t) - (1/\kappa) \partial T(x, y, z, t) / \partial t = \\ = -A(x, y, z, t) / K. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь T — температура, являющаяся функцией координат (x, y, z) и времени t , κ — коэффициент температуропроводности, K — коэффициент теплопроводности, A — количество тепла, выделяющееся в единице объема за единицу времени, которое зависит от координат и времени. Начальное условие имеет вид $T(x, y, z, 0) = 0$. Граничные условия требуют, чтобы температура стремилась к нулю при стремлении z к бесконечности и отсутствовал тепловой поток через поверхность $z = 0$.

1. Одномерный случай

Во многих практически интересных случаях мы можем считать задачу одномерной. Это возможно, когда поперечные размеры лазерного пучка велики по сравнению с глубиной, на которую распространяется тепло за время действия лазерного импульса. В этом случае зависимость от координат x и y выпадает, и уравнение для теплового потока приобретает вид

$$\frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = -A(z, t) / K. \quad (3.2)$$

Свет поглощается на поверхности металла, имеющего коэффициент поглощения α . В металлах вещественная часть диэлектрической постоянной ϵ отрицательна, и глубина проникновения δ связана с толщиной скин-слоя δ' , на которую проникает в металл электрическое поле, соотношением

$$\delta = \delta' / 2 = c / 2\omega (-\epsilon)^{1/2}, \quad (3.3)$$

где c и ω — соответственно скорость и круговая частота света. Соотношение (3.3) вытекает из того, что проникновение опреде-

ляется не только процессами поглощения¹⁾. Для одномерного случая мы можем написать

$$A(z, t) \approx F(t) (1/\delta) e^{-z/\delta} \approx F(t) \alpha e^{-\alpha z}, \quad (3.4)$$

где $F(t)$ — умноженная на $(1 - R)$ (R — коэффициент отражения) интенсивность излучения, падающего на поверхность; пространственное распределение излучения однородно и имеет бесконечную протяженность в плоскости xy . Выражение (3.4) позволяет рассмотреть многие простые случаи.

Случай 1. Коэффициент поглощения α относительно мал, и нас интересует температура на глубине z порядка $1/\alpha$. Во времени импульс имеет форму ступеньки, т. е. $F(t) = F_0 = \text{const}$ при $t \geq 0$. При этих условиях решение уравнения теплопроводности для материала с коэффициентом теплопроводности K и температуропроводностью κ дается выражением [2]:

$$\begin{aligned} T(z, t) = & (2F_0/K) (\kappa t)^{1/2} \text{ierfc} [z/2 (\kappa t)^{1/2}] - (F_0/\alpha K) e^{-\alpha z} + \\ & + (F_0/2\alpha K) \exp(\alpha^2 \kappa t - \alpha z) \text{erfc} [\alpha (\kappa t)^{1/2} - z/2 (\kappa t)^{1/2}] + \\ & + (F_0/2\alpha K) \exp(\alpha^2 \kappa t + \alpha z) \text{erfc} [\alpha (\kappa t)^{1/2} + z/2 (\kappa t)^{1/2}]. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Здесь символы erfc и ierfc обозначают соответственно функцию ошибок и интеграл от нее. Выражение (3.5) можно использовать для вычисления профилей температуры по глубине и во времени при воздействии лазерного импульса с указанными выше характеристиками.

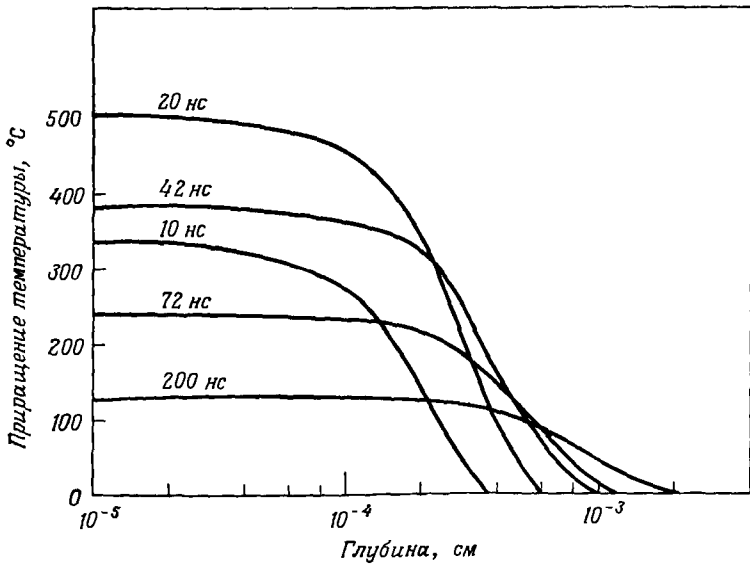
Случай 2. Обычно коэффициент поглощения света в веществе велик. Типичная величина α для металлов составляет 10^5 — 10^6 см⁻¹. Если лазерный импульс во времени имеет прямоугольную форму, а интенсивность однородна в плоскости xy , мы получаем следующий простой результат [2]:

$$T(z, t) = [2F_0 (\kappa t)^{1/2} / K] \text{ierfc} [z/2 (\kappa t)^{1/2}], \quad (3.6)$$

$$T(0, t) = (2F_0/K) (\kappa t/\pi)^{1/2}. \quad (3.7)$$

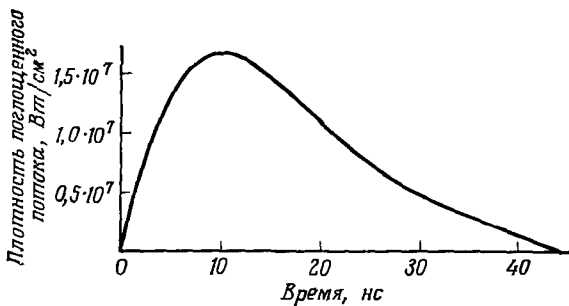
Равенство (3.7) часто используют для приближенных оценок температуры поверхности в самых различных случаях.

¹⁾ Формула (3.3) для глубины проникновения поля в металл справедлива при условии, что частота света много больше эффективной частоты столкновений электрона. Это условие далеко не всегда выполняется. Например, для большинства металлов и излучения СО₂-лазера уже при комнатных температурах имеет место обратный случай. При этом глубина проникновения определяется проводимостью металла. Формулы для общего случая см., например, в работе [60]. — *Прим. ред.*



Фиг. 3.2а.

Результаты расчета приращения температуры в зависимости от глубины (время — параметр) при поглощении импульса излучения лазера с модулированной добротностью в медной мишени [3].



Фиг. 3.2б.

Форма лазерного импульса, использованная при вычислениях [3].

Случай 3. Большой коэффициент поглощения, форма импульса меняется во времени, луч имеет бесконечные поперечные размеры, распределение интенсивности в нем однородно по пространству. При рассмотрении этого случая можно воспользоваться теоремой Дюамеля, что приводит к следующему результату:

$$T(z, t) = \int_z^\infty \int_0^t \frac{F(\tau)}{F_0} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial T'(z', t-\tau)}{\partial z'} dz' d\tau, \quad (3.8)$$

где T' — решение уравнения теплопроводности для случая импульса прямоугольной формы при плотности поглощенного потока F_0 . Расчет по формуле (3.8), вообще говоря, требует громоздких вычислений с применением численных методов; о некоторых результатах сообщается в работе [3]. Типичные результаты вычисления прироста температуры как функции глубины со временем в качестве параметра приведены на фиг. 3.2. Расчеты выполнены для образца из меди, первоначально находившегося при температуре 0°C ; считалось, что импульс имеет форму, показанную на фиг. 3.2б.

При условии, что соотношение (3.6) является хорошим приближением для величины T' , подстановка (3.6) в (3.8) приводит к результату [2]:

$$T(z, t) = \frac{\chi^{1/2}}{K\pi^{1/2}} \int_0^t \frac{F(t-\tau) \exp(-z^2/4\chi\tau)}{\tau^{1/2}} d\tau. \quad (3.9)$$

Во многих случаях численный расчет по уравнению (3.9) оказывается проще, чем по уравнению (3.8).

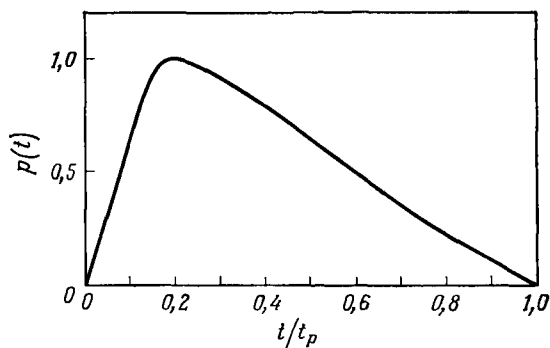
Случай 4. В наиболее распространенном случае коэффициент поглощения велик, интенсивность меняется во времени, а пространственное распределение интенсивности в плоскости xu не равномерно. Строго говоря, эта задача уже трехмерна; но если глубина проникновения тепла за время импульса намного меньше расстояния в плоскости xu , на котором происходит изменение плотности потока лазерного излучения, то в качестве приближения можно использовать приведенные выше результаты случаев 1—3. Можно просто считать, что температура в данной точке (x, y) имеет такую величину, которая следует из анализа в случаях 1, 2 или 3, если в них поглощенную плотность потока положить равной ее действительному значению в точке (x, y) .

На этом мы закончим рассмотрение одномерного случая и обсудим результаты, относящиеся к лазерным пучкам с заданным пространственным профилем.

2. Профили температуры при нагреве лазерным импульсом типичной формы

Общую формулу для температуры как функции координат и времени в явном виде получить невозможно, т. е. для уравнения (3.1) нельзя получить решения в аналитической форме при любых функциях $A(x, y, z, t)$, соответствующих реальным временным формам лазерного импульса и пространственным распределениям интенсивности. Однако мы выведем эту зависи-

мость для ряда случаев, представляющих наибольший интерес. Мы сможем получить обобщенные кривые, дающие профиль температуры в полубесконечном твердом теле ¹⁾ при поглощении на его поверхности импульса лазерного излучения, имеющего типичную временную форму. Предполагается, что коэффициент поглощения очень велик, и можно считать, что тепло полностью выделяется



Фиг. 3.3

Обобщенная форма лазерного импульса $p(t)$ (нормированная на единицу в максимуме) как функция отношения времени t к полной длительности импульса t_p .

на поверхности. Это приближение довольно разумно, поэтому результаты расчетов могут быть широко использованы. Поскольку для многих типов лазеров импульс, нормированный на единицу в максимуме, имеет приблизительно одну и ту же форму, если рассматривать ее как функцию времени, отнесенного к длительности импульса, то мы будем иметь дело только с одной формой импульса. Эта форма импульса может быть использована для представления как импульса лазера, работающего в режиме с модулированной добротностью, так и миллисекундного импульса, если пренебречь высокочастотной структурой и рассматривать только огибающую. Типичная форма импульса $p(t)$ как функция времени, отнесенного к полной длительности импульса t_p , показана на фиг. 3.3. Импульс нормирован на единицу в точке максимальной амплитуды $P_{\text{макс}}$. Такая форма импульса характерна для многих типов лазеров, работающих в самых разнообразных условиях. Мощность быстро нарастает до пиковой величины и затем несколько более медленно спадает до нуля. Возможными высокочастотными колебаниями, накладывающимися на огибающую, мы пренебрегаем.

¹⁾ Результаты для случая полубесконечного твердого тела применимы и к твердым телам конечной толщины L при условии, что $L^2/4\kappa t \gg 1$, где t — интересующий нас промежуток времени.

В качестве конкретного пространственного профиля луча, для которого мы будем строить температурные кривые, выберем гауссовский профиль как представляющий наибольший интерес. Плотность поглощаемого потока в зависимости от радиуса дается выражением

$$F(r) = F_0 \exp(-r^2/d^2). \quad (3.10)$$

Здесь F_0 — плотность поглощаемого потока в центре пятна, а d — радиус гауссовского пучка. Отметим, что определенный таким образом радиус гауссовского пучка отличается коэффициентом $\sqrt{2}$ от радиуса, обычно используемого при описании модовых характеристик лазеров (см. гл. 1).

При вычислении мы будем исходить из известного результата для мгновенного кольцевого источника на поверхности полубесконечного твердого тела [4]:

$$T_{\text{мгнов. кольцо}}(r, z, t) = \frac{Q}{4\rho c (\pi\chi t)^{3/2}} \exp\left[-\frac{r^2 - r'^2 - z^2}{4\chi t}\right] \times \\ \times I_0\left(\frac{rr'}{2\chi t}\right). \quad (3.11)$$

В этом выражении Q — полная выделяющаяся энергия, r' — радиус кольцевого источника, χ , ρ и c — соответственно коэффициент температуропроводности, плотность и удельная теплоемкость твердого тела, I_0 обозначает функцию Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента, T — температура как функция глубины z , отсчитываемой от поверхности, радиального расстояния r от центра кольца и времени t с момента выделения теплового импульса. Чтобы перейти к мгновенному поверхностному источнику с гауссовским профилем радиусом d , следует провести интегрирование. В результате получим

$$T_{\text{мгнов. гаусс}}(r, z, t) = \frac{E_0}{2\rho c (\pi\chi^3 t^3)^{1/2}} \exp\left[-\frac{r^2 + z^2}{4\chi t}\right] \times \\ \times \int_0^\infty \exp\left[-r'^2\left(\frac{1}{4\chi t} + \frac{1}{d^2}\right)\right] I_0\left(\frac{rr'}{2\chi t}\right) r' dr'. \quad (3.12)$$

Здесь E_0 — энергия, выделяющаяся на единичной площади в центре луча. Интеграл можно вычислить методом преобразования Лапласа, учитывая, что преобразование функции $I_0(\sqrt{t})$ есть $\exp(1/4s)/s$. Это приводит к следующему результату:

$$T_{\text{мгнов. гаусс}}(r, z, t) = \frac{E_0 d^2}{\rho c (\pi\chi t)^{1/2} (4\chi t + d^2)} \times \\ \times \exp\left[-\frac{z^2}{4\chi t} - \frac{r^2}{4\chi t + d^2}\right]. \quad (3.13)$$

Для протяженного во времени источника температура в момент времени t получается путем интегрирования:

$$\begin{aligned}
 T_{\text{непр гаусс}}(r, z, t) &= \frac{d^2}{\rho c (\pi \kappa)^{1/2}} \times \\
 &\times \int_0^t \frac{F(t') dt'}{(t-t')^{1/2} [4\kappa(t-t') + d^2]} \times \\
 &\times \exp \left[\frac{-z^2}{4\kappa(t-t')} - \frac{r^2}{4\kappa(t-t') + d^2} \right] = \\
 &= \frac{F_{\text{макс}} d^2}{K} \left(\frac{\kappa}{\pi} \right)^{1/2} \times \\
 &\times \int_0^t \frac{p(t-t') dt'}{t'^{1/2} (4\kappa t' + d^2)} \exp \left[\frac{-z^2}{4\kappa t'} - \frac{r^2}{4\kappa t' + d^2} \right],
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

где K — теплопроводность, $F(t)$ — поглощаемая мощность, приходящаяся на единицу площади в центре гауссовского пятна, а величина $p(t)$ получается из фиг. 3.3. Через $F_{\text{макс}}$ обозначена мощность на единицу площади в центре гауссовского пятна в момент, когда она максимальна, т. е. $F(t)/F_{\text{макс}} = p(t)$.

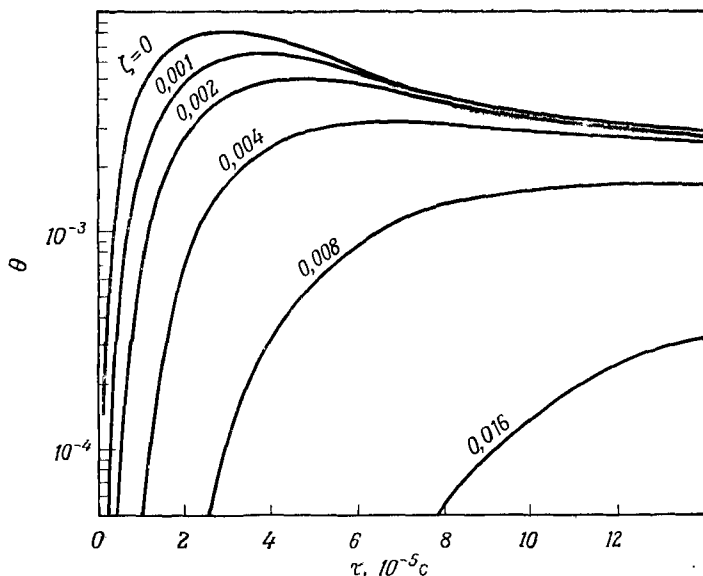
Если перейти к безразмерным переменным, то можно построить семейство обобщенных кривых, применимых для любого материала. Вводя обозначения $\tau = 4\kappa t/d^2$, $\zeta = z/d$, $\xi = r/d$ и $\theta = 2K\sqrt{\pi}T/dF_{\text{макс}}$, мы получаем следующий результат:

$$\theta(\xi, \zeta, \tau) = \int_0^\tau \frac{p(\tau - \tau') \exp[-\xi^2/(\tau' + 1)] \exp(-\zeta^2/\tau') d\tau'}{\tau'^{1/2} (\tau' + 1)}. \tag{3.15}$$

Для применения к случаю импульса лазерного излучения с конкретными характеристиками, падающего на конкретное вещество, нам надо только умножить θ на величину $dF_{\text{макс}}/2K\sqrt{\pi}$. Таким образом, построение семейства обобщенных кривых может быть полезным при определении температуры в веществе, облучаемом лазером. При использовании уравнений (3.15) мы заменили величины, приведенные на фиг. 3.3, следующим образом: t положили равным $\tau - \tau'$, а t_p заменили на $\tau_p = 4\kappa t_p/d^2$.

Безразмерная температура $\theta(\xi, \zeta, \tau)$ для типичных значений параметров, представляющих интерес, и различных видов лазерного импульса была рассчитана методом численного интегрирования с помощью ЭВМ. Особый интерес представляют четыре случая.

Случай 1. Это случай нагрева вещества сфокусированным лучом лазера с модулированной добротностью. Типичное значение d равно приблизительно $0,03$ см; величина t_p составляет около $3 \cdot 10^{-8}$ с. Представляет интерес интервал значений τ_p , лежащих вблизи $6 \cdot 10^{-5}$.



Фиг. 34.

Обобщенные кривые зависимости температуры θ от времени τ (ζ — параметр, $\xi = 0$, $\tau_p = 0,00006$).

Кривые относятся к случаю нагрева сфокусированным излучением лазера с модулированной добротностью.

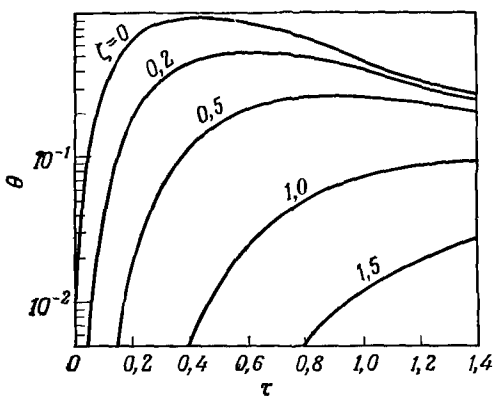
Результаты, иллюстрирующие зависимость θ от τ (ζ является параметром, $\xi = 0$, $\tau_p = 6 \cdot 10^{-5}$), представлены на фиг. 3.4. На поверхности, где $\zeta = 0$, температура вначале быстро возрастает, достигает максимума вблизи $\tau = 3 \cdot 10^{-5}$ и затем спадает. К концу импульса температура уже значительно отклоняется от максимальной величины, поскольку поступающий поток не в состоянии скомпенсировать то количество тепла, которое отводится от поверхности за счет теплопроводности. На больших глубинах в материале температура достигает максимума в более поздние моменты времени. При $\zeta \geq 0,004$ максимум температуры не достигается во время действия лазерного импульса: в течение короткого импульса на эту глубину проникает лишь небольшое количество тепла. Мы видим, что глубина прогрева материала порядка $\zeta = 0,004$ или $z = 10^{-4}$ см. Таким образом, за время

лазерного импульса тепло проникает в вещество на глубину около 10^{-4} см. Поскольку у большинства металлов коэффициент поглощения света рубинового лазера порядка 10^5 – 10^6 см $^{-1}$, предположение о том, что тепло выделяется на поверхности, оказывается разумным. Малая толщина прогретого слоя, разумеется, обусловлена очень малой длительностью импульса. Но, как мы видим, даже за столь короткие промежутки времени тепло может распространиться на глубину, по порядку величины большую, чем первоначальная глубина, на которой это тепло выделилось.

В случае нагрева сфокусированным лучом лазера с модулированной добротностью мы будем приводить результаты лишь для центра, где $\xi = 0$. Поскольку множитель $\exp[-\xi^2/(\tau' + 1)]$ примерно равен $\exp(-\xi^2)$ (в этом случае $\tau' \ll 10^{-4}$), эти кривые могут быть пересчитаны с учетом множителя $\exp(-\xi^2)$ для любой точки на радиусе.

Случай 2. Сфокусированный луч лазера, работающего в режиме миллисекундного импульса. В этом случае интересующее нас время порядка 10^{-3} с и $d \approx 0,03$ см, так что представляющее

интерес значение τ_p приблизительно равно 1. Результаты для этого случая представлены на фиг. 3.5 и 3.6, где показаны зависимости θ от τ (ξ — параметр) при $\tau_p = 1$ для $\xi = 0$ и $\xi = 1$. При детальном сравнении фиг. 3.5 и 3.6 видно, что формы кривых различаются между собой. В частности, при $\xi = 1$ величина θ на поверхности меняется во времени более медленно. Это свидетельствует о том, что в режиме с большей длительностью становится значительным поперечное распространение тепла (в направлениях, параллельных поверхности). Напомним, что в рассмотренном выше первом случае не происходило распространение тепла на интересующие нас расстояния в направлениях, параллельных поверхности. На поверхности величина θ достигает максимального значения за время, примерно равное половине длительности импульса, и затем уменьшается. На больших глу-

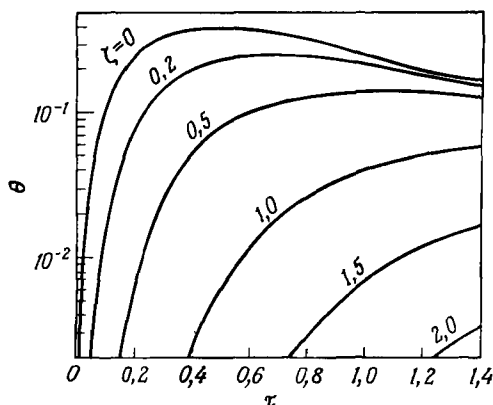


Фиг. 3.5.

Обобщенные кривые зависимости температуры θ от времени τ (ξ — параметр, $\xi = 0$, $\tau_p = 1$).

Кривые относятся к случаю нагрева сфокусированным миллисекундным импульсом лазера

бинах внутри материала максимум температуры достигается позже. Вследствие значительно большей длительности импульса тепло проникает глубже, так что заметное возрастание температуры происходит при $\xi=1$



Фиг. 3.6.

Обобщенные кривые зависимости температуры θ от времени τ (ξ — параметр, $\xi = 1$, $\tau_p = 1$).

Нагрев миллисекундным сфокусированным импульсом.

показаны на фиг. 3.7. Общие замечания к приведенным выше графикам применимы и в этом случае. Снова с разумной точностью величины θ можно пересчитать для других значений ξ путем умножения на коэффициент $\exp(-\xi^2)$.

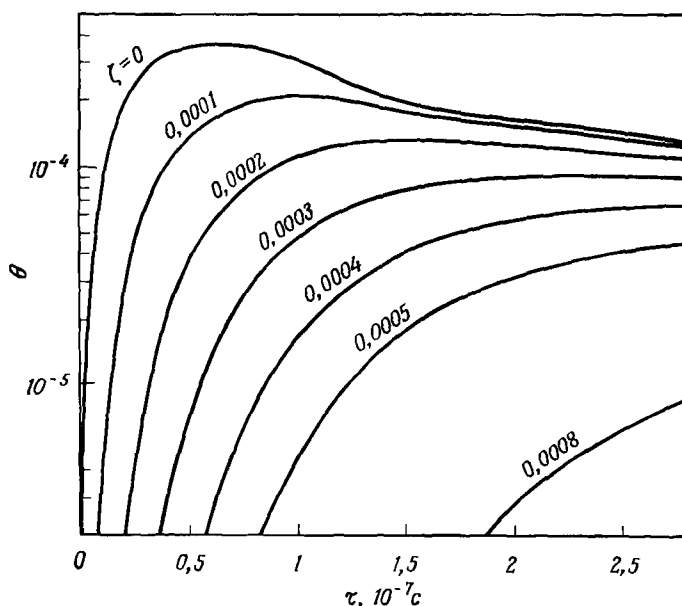
Случай 4. Несфокусированный луч лазера, работающего в режиме миллисекундного импульса. Используя те же критерии, получаем, что интересующий нас интервал τ_p составляет около $2 \cdot 10^{-3}$. Некоторые типичные кривые показаны на фиг. 3.8. Пояснения, относившиеся к нескольким последним графикам, применимы и к этому случаю. С разумной точностью эти кривые также могут быть пересчитаны на другие значения ξ умножением на $\exp(-\xi^2)$.

Рассмотренные выше четыре случая были выбраны таким образом, чтобы охватить все типичные ситуации, так что они могут быть применены для определения температуры облучаемой лазером поверхности в различных случаях, представляющих практический интерес. К основным общим чертам следует отнести быстрое возрастание и несколько более медленный спад температуры на поверхности и локализованный характер нагревания вблизи поверхности. Кроме того, за время импульса отвод тепла в направлениях, параллельных поверхности, относительно невелик.

или при $z = 0,03$ см. Таким образом, в этом случае предположение о поверхностном нагреве недостаточно обоснованно и для больших времен результаты менее точны, чем в предыдущем случае.

Случай 3. Несфокусированный луч лазера с модулированной добротностью. В этом случае величина d^2 достигает порядка $0,5 \text{ см}^2$, так что будут представлять интерес значения τ_p порядка $1,2 \cdot 10^{-7}$. Результаты расчета, представляющие зависимость θ от τ при $\xi = 0$,

В качестве примера использования этих кривых для нахождения профилей температуры в конкретном материале при определенном лазерном импульсе на фиг. 3.9 приведены результаты



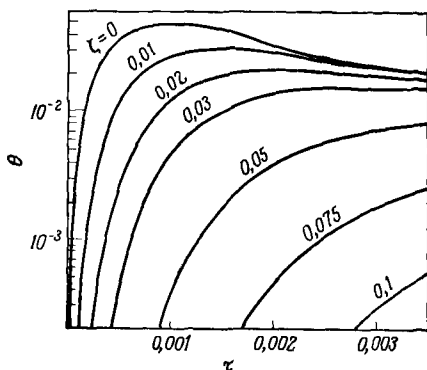
Фиг. 3.7.

Обобщенные кривые зависимости температуры θ от времени τ (ξ — параметр, $\xi = 0$, $\tau_p = 1,2 \cdot 10^{-7}$).

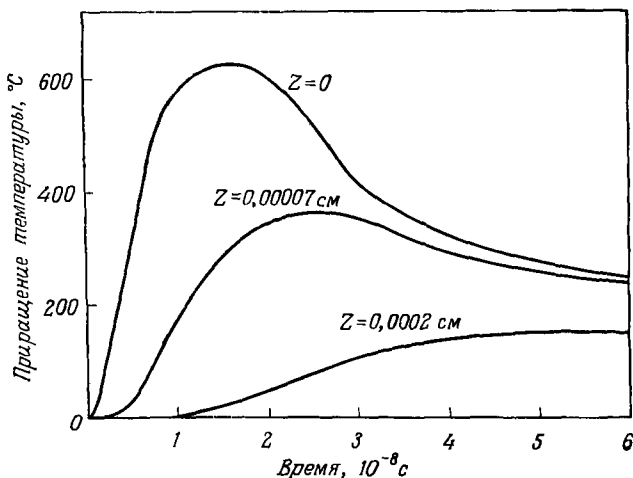
Нагрев несфокусированным импульсом лазера с модулированной добротностью.

расчета температуры в алюминиевой мишени, нагреваемой несфокусированным лучом лазера с модулированной добротностью. Полная длительность импульса равна 30 нс, импульс имеет форму, показанную на фиг. 3.3, причем максимальная поглощаемая плотность потока в центре пятна составляет 20 МВт/см². При гауссовском радиусе около 0,7 см это соответствует полной поглощаемой мощности порядка 30 МВт — величине, легко получаемой от обычных лазеров с модулированной добротностью. Приведенные результаты получены путем умножения кривых, показанных на фиг. 3.7, на соответствующий множитель ($dF_{\text{макс}}/2KV\pi$), учитывающий и свойства алюминия, и характеристики лазерного импульса. Нагрев происходит очень быстро; температура становится максимальной спустя некоторое время после того, как мощность лазерного излучения достигает максимума, а затем несколько медленнее падает. Изменение температуры происходит быстро. В центре пятна на поверхности скорость роста темпера-

туры достигает величин порядка 10^{10} град/с. Нагрев сильно локализован. Градиенты температуры достигают значений порядка



Фиг. 3.8.
Обобщенные кривые зависимости температуры θ от времени τ (ζ — параметр, $\xi = 0$, $\tau_p = 0,002$).
Нагрев несфокусированным миллисекундным импульсом



Фиг. 3.9.
Расчетная временная зависимость приращения температуры в центре площадки на алюминиевом образце, облучаемом несфокусированным лучом лазера с модулированной добротностью.
Длительность импульса 30 нс, луч имеет гауссовский профиль; максимальная плотность поглощаемого потока составляет 20 Мвт/см². Параметром служит глубина z .

10^6 град/см. Используя результаты, приведенные в этом разделе, можно легко рассчитать профили температуры во многих различных случаях, представляющих интерес.

3. Нагрев излучением лазеров непрерывного действия

Рассмотрим теперь случай поглощения луча лазера непрерывного действия с гауссовским профилем на поверхности полубесконечного твердого тела. В случае непрерывных источников, как следует из фиг. 3.1, для точного нахождения распределения температуры следует, вообще говоря, учитывать потери тепла с поверхности, связанные с излучением и конвекцией. Если лазер излучает короткий импульс, то тепло выделяется на небольшой площадке, потери с которой обычно малы по сравнению с потоком излучения, падающим на нее. Однако если процесс поглощения тепла продолжался длительное время, то значительно большая площадь окажется нагретой и вносит вклад в потери тепла. При таких условиях тепловые потери с поверхности, обусловленные конвекцией и излучением, по порядку величины приближаются к тепловому потоку, поглощаемому на поверхности.

Решение задачи сильно осложняется. Учет потерь на излучение требует введения члена, пропорционального четвертой степени температуры. Такая нелинейная задача представляет значительные трудности даже для решения численными методами. Для учета конвективных потерь теплопередачу от поверхности можно с хорошей точностью аппроксимировать, вводя линейное по температуре слагаемое в граничное условие для теплового потока на поверхности. Результирующие уравнения, аналогичные уравнениям (3.11) — (3.15), можно проинтегрировать численно. Мы не будем, однако, проводить здесь этот анализ.

Если рассматривать только теплопроводность, то можно применить соотношение (3.14) к случаю лазера непрерывного действия. В частности, легко вычислить температуру на поверхности в центре облучаемого пятна. Обозначим через F_0 постоянную плотность потока, поглощаемую в центре пятна с гауссовским профилем. Интегрирование приводит к следующему выражению для температуры в случае непрерывного источника:

$$\begin{aligned} T_{\text{непр}}(0, 0, t) &= (F_0 d^2 / K) (\kappa / \pi)^{1/2} \int_0^t dt' / t'^{1/2} (4\kappa t' + d^2) = \\ &= \frac{F_0 d^2}{K} \left(\frac{\kappa}{\pi} \right)^{1/2} \frac{2}{\sqrt{4\kappa d^2}} \operatorname{ctg} \left(\frac{4\kappa t}{d^2} \right)^{1/2} = \\ &= \frac{P_0 d}{K \sqrt{\pi}} \operatorname{ctg} \left(\frac{4\kappa t}{d^2} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Обозначения в этой формуле такие же, как и в предыдущем разделе. Чтобы получить величину в стационарном состоянии, следует вычислить интеграл в пределах от 0 до ∞ . Это дает

$$T_{\text{непр}}(0, 0, \infty) = F_0 d \sqrt{\pi} / 2K. \quad (3.17)$$

Если подставить в эту формулу численные значения, соответствующие лучу лазера непрерывного действия, сфокусированному в пятно с гауссовским радиусом 100 мкм и падающему на поверхность стекла с теплопроводностью 0,007 Вт/см·град, то для полной поглощенной мощности в 0,1 Вт получим стационарную температуру в центре пятна примерно 400° С. Многие лазеры на CO₂ могут, конечно, излучать мощность гораздо более высокую, чем 0,1 Вт. Поэтому с помощью CO₂-лазеров в непрерывном режиме легко можно получать интересные эффекты, связанные с нагреванием поглощающих поверхностей. Ясно, что при более высоких мощностях легко можно достичь температур, превышающих температуру испарения таких материалов, как стекло. Используя лучи существующих лазеров непрерывного действия, такие материалы легко испарять в непрерывном режиме¹⁾.

4. Нагревание тонких металлических листов

Отдельного рассмотрения заслуживает случай термически тонких слоев материала. Этот случай интересен с точки зрения использования лазеров для резания листов из различных материалов, а также для таких приложений, как запись информации путем лазерного нагрева тонких пленок из магнитных материалов. Под термически тонким мы понимаем такой слой материала, обратная сторона которого за время лазерного импульса прогревается примерно до той же температуры, что и лицевая, на которую падает излучение. Такая ситуация реализуется, когда величина $D^2/4\kappa t$ много меньше единицы (D — толщина пленки, κ — коэффициент теплопроводности, t — интересующий нас временной интервал). Если это условие выполняется, то мы можем считать температуру приблизительно одинаковой по всей толщине материала и задача сводится к двумерной задаче теплопроводности. Поскольку весь материал находится вблизи поверхности, вообще говоря, следует учитывать тепловые потери с поверхности. В дальнейшем мы выведем зависимость температуры от координат и времени для случая поглощения луча с гауссовским про-

¹⁾ Интересные эффекты наблюдаются при взаимодействии излучения лазеров непрерывного действия с поверхностью металлов в окислительной атмосфере. Окисление нагретой поверхности уменьшает отражательную способность, что в свою очередь приводит к ускорению нагревания и окисления поверхности. В результате оказываются возможными два режима нагревания: режим, аналогичный описанному в тексте, и режим с активированной реакцией поверхностного окисления и очень быстрым ростом температуры. Граница между режимами по интенсивности является, по существу, порогом разрушения металла под действием непрерывного лазерного излучения. Подробный анализ этих вопросов содержится в работах [61, 62]. — *Прим. ред.*

филем в термически тонкой пластинке. Мы включим в рассмотрение потери за счет конвекции (которая приводит к линейному закону передачи тепла через поверхность) и не будем учитывать нелинейные радиационные потери.

Возьмем в качестве отправной точки выражение для поля температуры в тонкой пластине, создаваемого мгновенным точечным источником тепла в момент времени $t = 0$ [4] (будем использовать следующие обозначения: $T_{\text{мгнов. точ}}$ — температура, создаваемая мгновенным точечным источником; $T_{\text{мгнов. круг}}$ — температура, создаваемая мгновенным источником круговой формы; $T_{\text{мгнов. гаусс}}$ — температура, соответствующая мгновенному гауссовскому источнику, и $T_{\text{непр. гаусс}}$ — температура, соответствующая непрерывному гауссовскому источнику):

$$T_{\text{мгнов. точ}}(r, t, k^2) = Q \exp(-\kappa k^2 t - r^2/4\kappa t) / 4\pi K D t. \quad (3.18)$$

Здесь T — температура как функция времени t и расстояния r от точечного источника, D — толщина пленки, K — ее теплопроводность, Q — количество тепла, выделяемого мгновенным точечным источником, и $k^2 = 2H/KD$, где H — коэффициент теплопередачи, представляющий собой коэффициент пропорциональности между тепловым потоком через границу и разностью температур по обе стороны от нее. Величина H для теплопередачи путем свободной конвекции зависит от формы и ориентации поверхности¹⁾ и от разности температур. Для плоских поверхностей в воздухе при практически интересных значениях разности температур величина H составляет приблизительно $5 \cdot 10^{-4}$ Вт/см² × град. (В интересующем нас диапазоне температур зависимость H от разности температур является медленно меняющейся функцией.) Чтобы перейти к случаю кольцевого источника радиусом r' , произведем интегрирование; при этом получим

$$\begin{aligned} T_{\text{мгнов. круг}}(r, t, k^2) &= \frac{Q' \exp(-\kappa k^2 t)}{4\pi K D t} \int_0^{2\pi} \exp[-(r^2 + r'^2 - \\ &\quad - 2rr' \cos \theta') / 4\kappa t] r' d\theta' = \\ &= \frac{2\pi Q' \exp(-\kappa k^2 t) \exp[-(r^2 + r'^2)/4\kappa t] r'}{4\pi K D t} I_0\left(\frac{rr'}{2\kappa t}\right), \quad (3.19) \end{aligned}$$

где Q' — количество тепла, выделяющегося на единице длины вдоль кольца, а I_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мни-

¹⁾ Относительно направления поля тяжести. — Прим. ред.

мого аргумента. Для учета гауссовского профиля интенсивности следует взять интеграл по r' от нуля до бесконечности:

$$T_{\text{мгнов. гаусс}}(r, t, k^2) = \frac{2\pi Q_0 \exp(-\kappa k^2 t)}{4\pi K D t} \times \\ \times \int_0^\infty r' \exp(-r'^2/d^2) \exp[-(r^2 + r'^2)/4\kappa t] I_0\left(\frac{rr'}{2\kappa t}\right) dr'. \quad (3.20)$$

Здесь Q_0 — энергия, выделяющаяся на единице площади в центре гауссовского профиля, имеющего радиус d . Этот интеграл можно вычислить методом преобразования Лапласа, используя тот факт, что преобразование функции $I_0(2\sqrt{t})$ дает $e^{1/s}$. Имеем

$$\int_0^\infty e^{-bx} I_0(2a\sqrt{x}) dx = (1/b) e^{a^2/b}, \quad (3.21)$$

так что

$$T_{\text{мгнов. гаусс}}(r, t, k^2) = \frac{Q_0 \exp(-\kappa k^2 t) \exp(-r^2/4\kappa t)}{4K D t} \times \\ \times \left[\frac{1}{1/d^2 + 1/4\kappa t} \right] \exp\left[\frac{r^2/16\kappa^2 t^2}{1/d^2 + 1/4\kappa t} \right]. \quad (3.22)$$

Чтобы перейти к непрерывному источнику с постоянной поглощаемой плотностью потока F_0 в центре гауссовского профиля, мы должны взять интеграл по времени. При этом получаем

$$T_{\text{непр. гаусс}}(r, t, k^2) = \frac{F_0 \kappa d^2}{K D} \times \\ \times \int_0^t \frac{dt'}{(4\kappa t' + d^2)} \exp\left[-\kappa k^2 t' - \frac{r^2}{4\kappa t'} + \frac{r^2 d^2}{4\kappa t' (d^2 + 4\kappa t')} \right]. \quad (3.23)$$

Это равенство можно привести к безразмерному виду с помощью подстановок

$$\xi = r/d, \quad \sigma = k^2 d^2/4, \quad \tau = 4\kappa t/d^2, \quad \tau' = 4\kappa t'/d^2$$

и

$$\theta(\xi, \tau, \sigma) = (4K D / F_0 d^2) T(r, t, k^2). \quad (3.24)$$

В результате имеем

$$\theta(\xi, \tau, \sigma) = \int_0^\tau \frac{d\tau'}{\tau' + 1} \exp[-\sigma\tau' - \xi^2/(\tau' + 1)]. \quad (3.25)$$

Последнее соотношение можно использовать для получения зависимости температуры от координат, времени и коэффициента теплопередачи. Температуру можно вычислить с помощью безразмерных переменных точно таким же способом, как и при расчете нагревания поверхности полубесконечной среды, определяя величину θ и умножая ее на величину $F_0 d^2 / 4KD$, соответствующую данной пленке и параметрам лазера. Результаты расчета величины θ как функции ξ , τ и σ имеются в литературе [5].

Соотношение (3.25) приводится к простому виду при предельных значениях переменных. Например, когда потери за счет конвекции равны нулю, мы имеем следующий результат:

$$\theta(\xi, \tau, 0) = E_1[\xi^2/(1 + \tau)] - E_1(\xi^2), \quad (3.26)$$

где E_1 — интегральная показательная функция¹⁾. Величина θ в центре нагреваемого пятна дается выражением

$$\theta(0, \tau, \sigma) = e^\sigma \{E_1(\sigma) - E_1[\sigma(\tau + 1)]\}. \quad (3.27)$$

Стационарные величины (предельный случай очень больших времен) даются приближенно следующими двумя формулами:

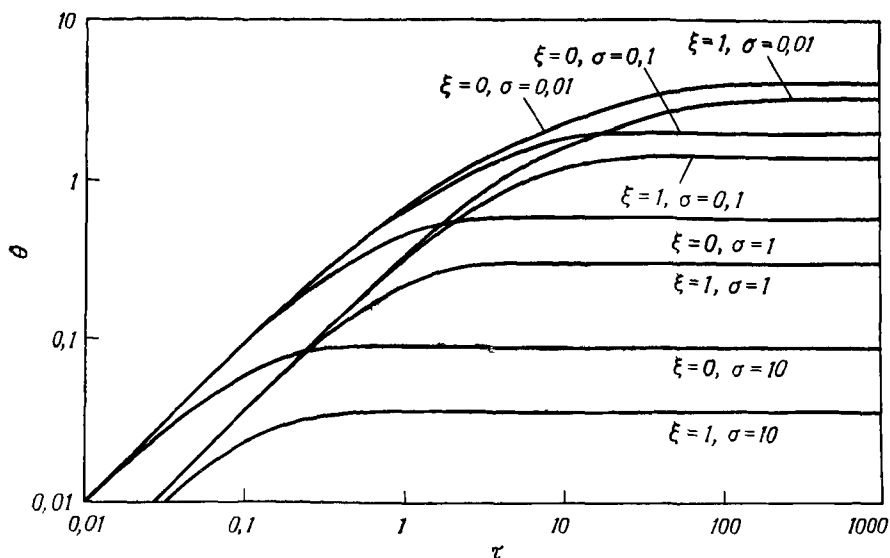
$$\begin{aligned} \theta(0, \infty, \sigma) &\approx -\gamma - \ln \sigma \text{ при малых } \sigma, \\ \text{где } \gamma &\approx 0,577 - \text{постоянная Эйлера;} \\ \theta(0, \infty, \sigma) &\approx 1/\sigma \text{ при больших } \sigma. \end{aligned} \quad (3.28)$$

На фиг. 3.10 приведены некоторые характерные значения θ как функции от различных параметров. По форме кривых можно проследить, как температура в данной точке пленки достигает при больших временах стационарного значения, когда потери тепла компенсируют подводимую мощность. Как и следовало ожидать, для более высоких потерь (т. е. для больших σ) стационарное состояние достигается раньше и при более низком значении температуры. Для малых величин τ и σ имеем $\theta \approx \tau$. Это означает, что тепло еще не распространилось от того места, где оно выделилось, и увеличение температуры в точке прямо пропорционально количеству выделяющегося в ней тепла. Заметим также, что при изменении σ в 1000 раз величина θ изменяется самое большее в 40 раз, так что точность, с которой определяется значение H , не оказывает сильного влияния на результаты.

Используя данные фиг. 3.10, можно определить температуру в зависимости от параметров пленки и от характеристик лазера для случая поглощения в тонкой пленке гауссовского луча с по-

¹⁾ В обозначениях работы [6] величина $E_1(x)$ эквивалентна обычно употребляемой $-Ei(-x)$.

стоянной во времени интенсивностью. Эти результаты представляют особый интерес с точки зрения взаимодействия излучения лазера с веществом, поскольку они имеют отношение к резке тонких листов с помощью мощных CO_2 -лазеров.



Фиг. 3.10. Обобщенные кривые зависимости температуры θ от времени τ (ξ и σ — параметры) в случае нагрева тонких листов.

Чтобы привести численный пример, рассмотрим CO_2 -лазер, выделяющий тепловую мощность 1 Вт/см^2 в центре пятна с гауссовским радиусом 1 см на поверхности тонкого листа из пластика с $\kappa = 0,005 \text{ см}^2/\text{с}$, $K = 0,0025 \text{ Вт/см} \cdot \text{град}$ и $D = 0,01 \text{ см}$. Лист является термически тонким при временах порядка 1 с и более. В центре пучка при облучении в течение 1 с имеем $\xi = 0$, $\tau = 0,02$, $\sigma \approx 10$ (при указанном выше значении H), чему соответствует $\theta \approx 0,018$ и $T = 180^\circ \text{ С}$. Температура в этот момент еще линейно увеличивается со временем. Очевидно, что при некоторой подфокусировке пластик можно легко расплавить за короткое время с помощью относительно маломощного CO_2 -лазера.

5. Сравнение рассчитанных величин с экспериментом

В предыдущих разделах были развиты методы вычисления температуры поверхности, нагреваемой лазерным излучением, для различных практически интересных случаев. В литературе

описаны также некоторые другие методы вычисления [7—12]. Теперь мы обратимся к экспериментальному исследованию нагрева под действием лазера. Трудность проведения измерений связана с тем, что температуры высоки и быстро изменяются со временем. Однако уже разработан ряд методов измерения температуры поверхности, подвергаемой действию лазерного луча, с помощью которых получено по крайней мере качественное согласие с расчетами типа обсуждавшихся выше.

Методы исследования включали измерение электронной [13, 14] и ионной [15] эмиссии при нагревании поверхностей импульсом лазера с модуляцией добротности, а также измерения электронной эмиссии [17], интенсивности видимого излучения в сплошном спектре [18, 19] и изменения твердости сплавов [16] под действием миллисекундных лазерных импульсов. Эти измерения выполнены в таких режимах работы лазеров, когда существенного разрушения поверхности не происходило. Измеренные значения температуры в общем согласуются с вычисленными.

Поскольку эмиссия электронов и положительных ионов сильно зависит от температуры, то измерение импульсов тока с поверхности позволяет получить оценки температуры. Более полно эти измерения будут описаны в гл. 4.

Исследование видимого излучения, вызванного облучением поверхности кремния импульсом лазера на неодимовом стекле с энергией 1,8 Дж, показывает [19], что испускаемое излучение имеет сплошной спектр, хорошо соответствующий спектру черного тела с температурой 1500 К. Вычисление поверхностной температуры для соответствующих параметров дало значения 1400—1800 К, что удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Другой метод [16] заключался в измерении глубины поверхностного слоя, в котором происходит термическое упрочнение стали, облучаемой импульсами лазера на неодимовом стекле с длительностью 4 мс и энергией 7,5 Дж. Измеренная глубина упрочненного слоя оказалась равной 0,03 см. Из вычислений по соотношениям (3.6) и (3.7) температура поверхности была оценена в 2900° С. Максимальная глубина, на которой достигается температура упрочнения, равная 850° С, лежит между 0,023 и 0,028 см, что находится в разумном согласии с экспериментом.

§ 3. ПЛАВЛЕНИЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Мы рассмотрели нагрев поверхностей в режиме, когда не происходит фазового перехода. Теперь перейдем к режиму с более высокими плотностями поглощаемого потока и рассмотрим плавление поверхностей, поглощающих лазерное излучение.

Плавление под действием излучения лазера представляет интерес, поскольку оно имеет отношение к применению лазеров для сварки. Обсуждение реального применения лазеров для сварки мы отложим до гл. 8. Здесь же будут рассмотрены физические явления, происходящие при плавлении, и будут получены некоторые оценки для количества образующегося расплава.

При рассмотрении плавления мы не будем касаться процессов испарения. Для сварочных приложений желательным является эффективное плавление поверхности без чрезмерного испарения. Оптимальная ситуация, при которой плавление не сопровождается

ТАБЛИЦА 3.2

Теплота плавления и теплосодержание жидкого металла в точке кипения (отсчитанная от значения при 298 К) [20]

Металл	Теплота плавления, кал/моль	Теплосодержание, кал/моль	Металл	Теплота плавления, кал/моль	Теплосодержание, кал/моль
Al	2550	19370	Re	~ 7900	~ 50000
Cu	3120	21390	Ag	2700	18140
Fe	3670	32210	Sn	1720	21080
Pb	1141	12830	Ti	~ 3700	~ 30000
Mo	6600	~ 49000	W	~ 8420	≥ 42000
Ni	4210	28280	Zn	1765	8010

испарением, реализуется в очень узком диапазоне параметров лазерного луча. Чтобы нагреть поверхность выше точки плавления, плотность потока должна быть достаточно велика. Однако, если она слишком велика, поверхность расплава начнет испаряться, прежде чем граница раздела жидкой и твердой фаз вещества продвинется глубоко внутрь образца. Как мы увидим, это требование ограничивает максимальную плотность потока, которую можно использовать для плавления. Лазеры с модулированной добротностью непригодны для целей плавления, и мы не будем рассматривать плавление под действием таких лазеров. Длительность импульса этих лазеров слишком мала, а плотность потока слишком велика для того, чтобы обеспечить эффективное плавление.

Для целей плавления можно использовать лазеры, работающие в режиме миллисекундного импульса при тщательном подборе параметров импульса; однако и в этом случае глубины проплавления ограничены. Вообще говоря, для эффективного плавления плотность потока следует поддерживать ниже некоторого критического значения, а длительность импульса желательно растянуть, насколько это возможно. В действительности опти-

мальная для плавления длительность импульса больше длительности импульса большинства лазеров.

Разумеется, с помощью мощных лазеров непрерывного действия путем прерывания луча можно получить любую желаемую длительность облучения, что позволяет производить эффективное плавление. Для получения максимальной глубины проплавления лазеры непрерывного действия являются наиболее подходящими.

Чтобы получить простую оценку глубины проплавления, можно воспользоваться изложенными выше методами и вычислить максимальную глубину, на которой температура превышает точку

ТАБЛИЦА 3.3

Теплопроводность [21] и удельная теплоемкость [20] твердых и жидких металлов

Металл	Твердый		Жидкий	
	теплопроводность, Вт/см·град	удельная теплоемкость, кал/моль град	теплопроводность, Вт/см град	удельная теплоемкость, кал/моль град
Al	2,26 (300° C)	7,61 (627° C)	0,9 (750° C)	7,00 (727° C)
Cu	3,8 (300° C)	7,36 (1027° C)	—	7,50 (1127° C)
Pb	0,32 (300° C)	7,02 (327° C)	0,16 (350° C)	7,25 (427° C)
Sn	0,60 (100° C)	7,57 (227° C)	0,34 (300° C)	7,30 (327° C)
Ti	0,45 (300° C)	7,60 (827° C)	—	7,72 (927° C)
Zn	1,0 (300° C)	6,79 (327° C)	0,59 (450° C)	7,50 (427° C)

плавления. В табл. 3.2 приведены величины скрытой теплоты плавления и теплосодержания в точке кипения для некоторых металлов. Энергия, необходимая для плавления металла, приблизительно на порядок меньше, чем его теплосодержание в точке кипения. Поскольку скрытая теплота плавления поглощается на движущейся границе, она вносит нелинейность в задачу и может сильно повлиять на ее решение. Поэтому, хотя скрытая теплота плавления мала по сравнению с теплосодержанием, простой расчет глубины, на которой температура превышает точку плавления, является сомнительным. Более полное рассмотрение с учетом скрытой теплоты плавления будет проведено ниже.

Для упрощения вычислений часто предполагают, что нет различия в тепловых свойствах расплавленного и твердого металла. Действительно, удельная теплоемкость металла относительно мало изменяется при переходе через точку плавления. Теплопроводность обычно меняется приблизительно вдвое. Некоторые из этих величин приведены в табл. 3.3.

Если лазерный луч имеет гауссовский пространственный профиль, а плотность поглощенного на поверхности потока постоянна

и равна F_0 при временах, меньших длительности импульса t_p , то температура как функция расстояния r от центра нагреваемого пятна, глубины z , отсчитываемой от поверхности, и времени t определяется формулой (3.14):

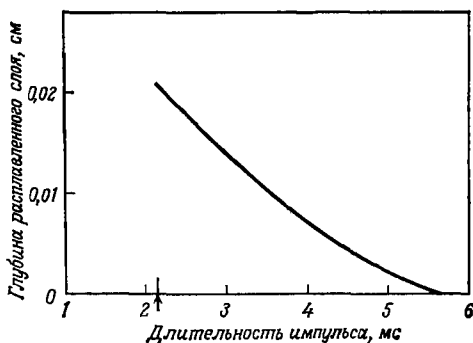
$$T(r, z, t) = \frac{d^2 \kappa^{1/2} F_0}{K \pi^{1/2}} \int_0^t \frac{\exp(-z^2/4\kappa t') \exp\{-r^2/[4\kappa t' + d^2]\} dt'}{t'^{1/2} (4\kappa t' + d^2)}. \quad (3.29)$$

Ограничим температуру на поверхности в центре луча величиной температуры испарения $T_{\text{исп}}^1$). Тогда формула (3.29), в которой $T(0, 0, t_n)$ положено равным $T_{\text{исп}}$, дает приближенное соотношение, пользуясь которым можно вычислить максимальную допустимую плотность потока при заданной длительности импульса. Наоборот, по заданной плотности потока можно вычислить максимальную длительность импульса, при которой не будет происходить испарения. Затем эти величины можно использовать для определения глубины z , на которой $T(r, z, t)$ равна температуре плавления, и, таким образом, найти глубину проплавления. Этот прием был использован в работе [7] для определения глубины расплавленного слоя в медной пластинке в зависимости от размера пятна при фиксированной длительности импульса. Осуществляя путем подбора фокусировки распределение тепла на различную площадь, можно было поддерживать температуру в центре пятна ниже точки испарения и осуществлять максимальное проплавление. Полная мощность изменялась при этом в соответствии с изменением распределения интенсивности. При плотности потока 10^6 Вт/см² и длительности импульса 500 мкс расчетная глубина проплавления возрастала от 0,005 до 0,015 см при увеличении радиуса фокального пятна от 0,005 до 0,02 см. Чтобы поддерживать плотность потока в центре пятна ниже допустимого предела, необходимо было при увеличении полной мощности лазера увеличивать и размер фокального пятна.

Это рассмотрение можно использовать для нахождения глубины проплавления в зависимости от длительности импульса при неизменной плотности поглощенной энергии. На фиг. 3.11 представлены результаты расчета для случая поглощения энергии при плотности 1000 Дж/см² на поверхности меди. Отметим, что даже для металла со столь высокой теплопроводностью макси-

1) Такое представление о «включении» испарения при достижении некоторой температуры $T_{\text{исп}}$ является, конечно, приближенным. В действительности конечная скорость испарения имеется при любой (не равной 0 К) температуре. Однако из-за очень резкой температурной зависимости скорости испарения введение надлежащим образом определенной «точки испарения» часто оказывается полезным для получения простых оценок. — *Прим. ред.*

мальная глубина, на которой достигается температура плавления в отсутствие испарения на поверхности, оказывается малой. В импульсах большой длительности плотность потока слишком мала, чтобы нагреть поверхность до точки плавления, и поэтому плавления не происходит. При длительности импульса менее 2,13 мс происходит испарение поверхности. Оптимальная длительность импульса, при которой плавление максимально, несколько превышает то значение, при котором поверхность начинает испаряться¹⁾. Для получения оптимального проплавления тре-



Фиг. 3.11.

Вычисленная глубина, на которой достигается температура плавления, в зависимости от длительности лазерного импульса для меди.

Плотность энергии 1000 Дж/см² в центре пятна с гауссовским распределением радиусом 0,03 см. Стрелкой указана длительность, при которой начинается испарение поверхности.

буется тщательный контроль за плотностью потока. Приведенные результаты показывают, что глубины, на которые можно проплавить материал лазерным импульсом разумной длительности, весьма ограничены. Ограничивающим фактором является небольшая глубина проникновения тепла внутрь металла.

Это рассмотрение приводит к понятию тепловой постоянной времени [22]. Тепловая постоянная времени представляет собой время, за которое температура обратной стороны пластины достигает величины того же порядка, что и температура на передней поверхности, где поглощается энергия. Для пластины толщиной D с коэффициентом температуропроводности κ тепловую постоянную времени τ можно определить как

$$\tau = D^2/4\kappa. \quad (3.30)$$

¹⁾ Более корректный расчет оптимальной длительности импульса, правильно учитывающий затраты энергии на испарение, выполнен в работе [64]. — *Прим. ред.*

Тепловая постоянная времени позволяет оценить порядок величины для времени, за которое тепло проникает через слой вещества, а следовательно, и приблизительно оценить время, требуемое для сквозного проплавления слоя. Если длительность лазерного импульса много меньше, чем тепловая постоянная времени обрабатываемого объекта, то сквозного проплавления объекта не происходит. Некоторые значения тепловой постоянной времени для различных металлов приведены в табл. 3.4. Оптимальная

ТАБЛИЦА 3 4

Тепловые постоянные времени (в мс)

Металл	Толщина		
	0,0126 см	0,063 см	0,254 см
Cu	0,035	0,884	14,1
Be—Cu (закаленный сплав)	0,166	4,15	66,3
Латунь	0,119	2,97	47,5
Al	0,047	1,17	18,8
Алюминиевый сплав 11S	0,071	1,77	28,2
Сталь (1% углерода)	0,333	8,33	133,3
Нержавеющая сталь	1,004	25,1	401,7
Ni	0,260	6,50	104,1
Инконель	0,948	23,7	379,3
Ti	0,593	14,8	237,3
W	0,060	1,509	24,1

для плавления длительность импульса велика по сравнению с длительностями импульсов наиболее распространенных лазеров для всех металлических пластин, кроме самых тонких. Тепловой постоянной времени материала с толщиной 0,0126 см хорошо соответствует миллисекундный лазерный импульс. Для материала с большей толщиной желательнее растянуть импульс, насколько это возможно. Это осуществляют путем формирования импульса тока, протекающего через лампу накачки, с помощью формирующей цепи. Удастся получить импульс длительностью порядка 1—10 мс, который пригоден для сварки металлических листов толщиной 0,5—1 мм. Но при толщине металла около 2,5 мм даже для металлов с высокой теплопроводностью невозможно добиться соответствия между длительностью импульса и тепловой постоянной времени. Длительность импульсов лазера с модуляцией добротности много меньше тепловой постоянной времени (табл. 3.4) даже в случае тонких фольг.

Изложенные методы оценки глубины, на которой достигается температура плавления, и расчеты тепловой постоянной времени могут служить основой для качественного рассмотрения. Однако они не учитывают важной физической величины — скрытой теплоты плавления. Более строгое математическое рассмотрение процесса плавления под действием лазерного излучения является слишком сложным. Необходимо рассматривать движущуюся внутри образца границу между расплавленным и твердым веществом, учитывая поглощение скрытой теплоты плавления на этой границе.

Необходимо решать уравнение теплопроводности как для расплава, так и для вещества в твердом состоянии с учетом закона сохранения энергии на движущейся границе, который имеет вид

$$K_2 \partial T_2 / \partial x - K_1 \partial T_1 / \partial x = L_p dX(t) / dt. \quad (3.31)$$

Здесь $X(t)$ — положение границы в момент времени t , L — скрытая теплота плавления, ρ — плотность, K — коэффициент теплопроводности; индексы 1 и 2 относятся соответственно к жидкой и твердой фазам. Температура на границе равна температуре плавления $T_{пл}$. На поверхности имеем следующее граничное условие:

$$-K \partial T / \partial x = F(t); \quad x = 0, \quad (3.32)$$

где $F(t)$ — плотность поглощаемого потока лазерного излучения¹⁾. Эта общая задача не поддается решению в аналитическом виде. Однако ее можно решить методом конечных разностей [23] или с использованием аналоговой вычислительной машины [24]. Общее решение задачи о продвижении расплавленной зоны в глубь массивного образца при однородном тепловом потоке F на поверхности $x = 0$ получено на аналоговой вычислительной машине в работе [24]. Плавление твердого тела, первоначально находившегося при нулевой температуре, описывается следующей систе-

¹⁾ Сформулированная задача называется в математической физике задачей Стефана. Ее исследованию посвящено большое число работ. Ряд общих результатов излагается в [65]; большое число конкретных задач, связанных с лазерной и электроннолучевой сваркой, решено в работах [66, 93]. В постановке задачи, которая принята в этой книге, пренебрегается разницей в удельных объемах жидкой и твердой фаз и возникающим вследствие этого движением расплава; соответствующие поправки обсуждаются, например, в работе [67]. Другой причиной движения расплава является неоднородное распределение реактивного импульса пара при всегда имеющемся месте слабом испарении с поверхности; с этой неустойчивостью жидкой пленки связывают экспериментально наблюдаемое «кипжальное проплавление» металлов под действием электронного или лазерного луча [68]. — *Прим. ред.*

мой уравнений:

$$\partial T_i / \partial t = \kappa_i \partial^2 T_i / \partial x^2; \quad i = 1, 2 \quad (1 - \text{жидкость, } 2 - \text{твердое тело});$$

$$-K_1 \partial T_1 / \partial x + K_2 \partial T_2 / \partial x = \rho L dX(t) / dt;$$

$$x = X(t),$$

$$T_1 = T_2 = T_{\text{пл}}; \quad x = X(t), \quad t > 0;$$

$$-K_1 \partial T_1 / \partial x = F; \quad x = 0, \quad t > 0; \tag{3.33}$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} T_2(x, t) = 0;$$

$$T_2(x, 0) = T_{\text{ТВ}}(x); \quad X(0) = 0.$$

В этих уравнениях нулевой момент времени соответствует началу плавления поверхности. Время, проходящее от начала теплового импульса до момента, в который начинается плавление поверхности, равно

$$t_{\text{пл}} = \pi K_2^2 T_{\text{пл}}^2 / 4 \kappa_2 F^2, \tag{3.34}$$

т. е. в такой формулировке лазерный импульс включается в момент времени — $t_{\text{пл}}$. Функция $T_{\text{ТВ}}(x)$ дает распределение температуры в твердом теле в момент начала плавления; она может быть определена методами, описанными в разд. 3 § 1 этой главы. Некоторые результаты для температуры поверхности и глубины проплавления в зависимости от приведенного времени $t/t_{\text{пл}}$, отсчитываемого от начала плавления поверхности, представлены на фиг. 3.12 в переменных T' и X' , определяемых соотношениями

$$T' = T(0, t) / T_{\text{пл}} \tag{3.35}$$

и

$$X' = 100 L F X / 3 \pi T_{\text{пл}}^2 C_2 K_2. \tag{3.36}$$

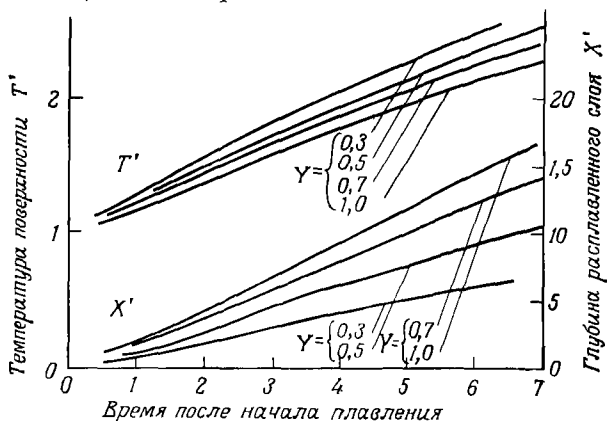
Кривые на фиг. 3.12 применимы в случае, когда теплопроводности и температуропроводности расплавленной и твердой фаз равны

ТАБЛИЦА 3.5

Параметры для вычисления глубины проплавления

Металл	Отношение скрытой теплоты плавления к теплосодержанию в точке плавления	G, Вт/см (максимальная глубина проплавления × плотность потока лазерного излучения)	Металл	Отношение скрытой теплоты плавления к теплосодержанию в точке плавления	G, Вт/см (максимальная глубина проплавления × плотность потока лазерного излучения)
Cu	0,515	7650	Ta	0,407	2460
Fe	0,400	1100	W	0,406	4650
Ni	0,491	2070			

между собой. Отношение Y скрытой теплоты плавления к теплоемкости в точке плавления ($Y = L/C_2 T_{\text{пл}}$, где C_2 — удельная теплоемкость твердого тела) является параметром. Для многих металлов $Y \approx 0,5$. Некоторые величины Y приведены в табл. 3.5.



Фиг. 3.12.

Решение задачи о плавлении под действием лазерного излучения на аналоговой вычислительной машине.

Температура и глубина проплавления в относительных единицах отложены как функции безразмерного времени, отсчитываемого от начала плавления, для различных значений отношения Y скрытой теплоты плавления к теплоемкости в точке плавления. Температура дана в единицах $T_{\text{пл}}$, глубина проплавления — в единицах $3\pi T_{\text{пл}}^2 C_2 K_2 / 100 L F$, время в единицах $\pi T_{\text{пл}}^2 K_2^2 / 4 \times 2 F^2$ [24]. Обозначения см. в тексте.

Чтобы применить изложенные результаты для нахождения глубины проплавления в конкретном случае, необходимо вычислить $t_{\text{пл}}$ по формуле (3.34) и, используя верхнюю часть фиг. 3.12, найти момент времени, в который температура поверхности достигает температуры испарения. Для всех более ранних моментов времени глубину расплавленного слоя можно найти с помощью нижней части фиг. 3.12.

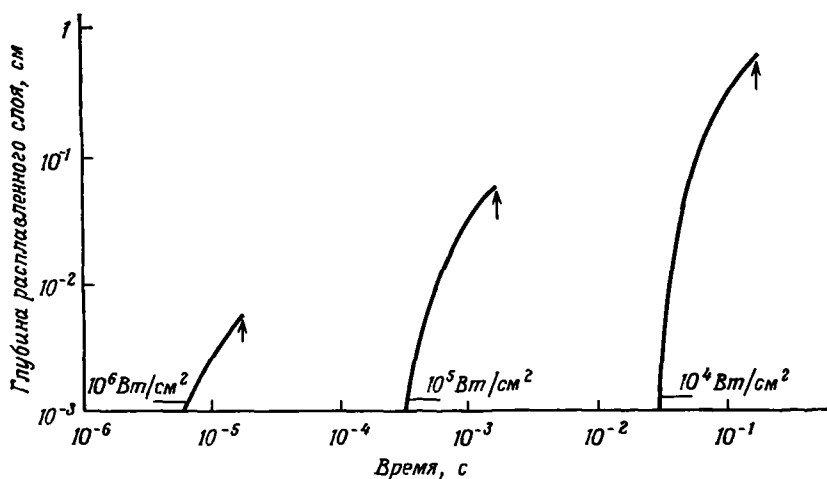
В качестве конкретного примера приведем результаты вычисления зависимости глубины проплавления от времени для латуни. Кривые показаны на фиг. 3.13; из них следует, что глубины проплавления сравнительно невелики, особенно в случае больших плотностей потока.

Максимальная глубина, на которую проплавляется материал в отсутствие поверхностного испарения, может быть выражена формулой

$$X_{\text{макс}} = G/F, \quad (3.37)$$

где G — численный множитель, являющийся характеристикой металла. Величины G для различных металлов, полученные из кривых фиг. 3.12, приведены в табл. 3.5¹).

Эти результаты показывают, что максимальная глубина проплавления составляет от нескольких сотых до нескольких десятых долей миллиметра для типичных параметров милли-



Фиг. 3.13.

Глубина расплавленного слоя в желтой латуни в зависимости от времени при различных плотностях потока лазерного излучения.

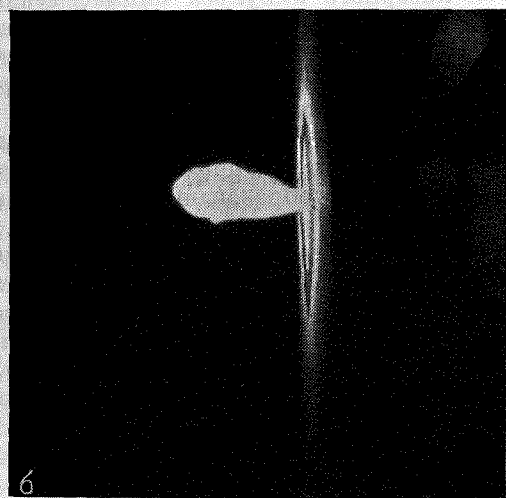
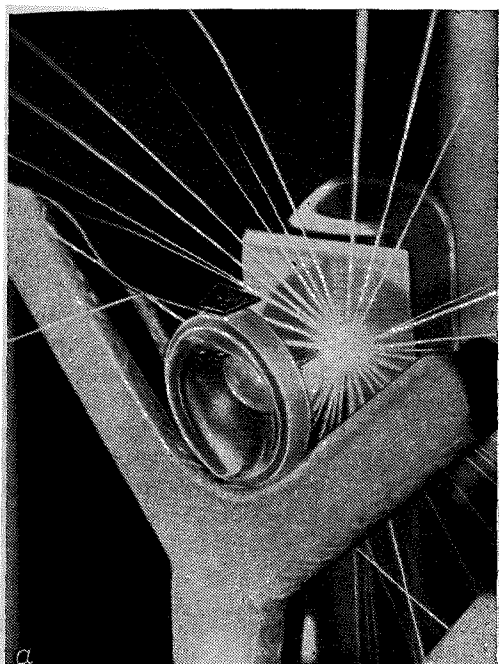
Эти результаты получены путем пересчета кривых фиг. 3.12 для соответствующих значений параметров. Вертикальными стрелками указаны моменты начала испарения поверхности.

секундного лазерного импульса и пренебрежимо мала при использовании лазеров с модуляцией добротности. Эти лазеры нагревают металл выше температуры испарения до того, как успевают произойти заметное плавление. Ограничения достижимой глубины проплавления создают трудности в лазерной сварке, где желательно иметь максимальное проплавление в отсутствие испарения.

§ 4. ИСПАРЕНИЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Испарение с помощью лазеров осуществляется очень легко и представляет собой очень интересное явление. В самом деле, как мы видели выше, трудно поддерживать такой режим, при котором испарение отсутствует. На фиг. 3.14 приведены две

¹⁾ В принятой здесь постановке задачи формула (3.37) может быть получена из следующих простых соображений. Максимальная глубина проплавления равна по порядку величины $X_{\text{макс}} \sim \sqrt{\lambda t^*}$, где вместо t^* следует подставить момент достижения «температуры испарения», определяемый из соотношения $T_{\text{исп}} \sim 2F/K \sqrt{\lambda t^*}/\pi$. Отсюда следует формула (3.37) и грубая оценка для множителя $G = K T_{\text{исп}}$. — *Прим. ред.*



Фиг. 3.14.

Интегральная фотография испарения под действием лазера.

а — испарение вольфрамовой мишени, сопровождающееся выбросом искр. Лазер на неодимовом стекле генерирует миллисекундный импульс с энергией 5 Дж. На переднем плане видна фокусирующая линза. Лазер излучал инфракрасный свет, и его луч на фотографии не виден.

б — испарение без искр. Мишень из графита, использовался миллисекундный импульс рубинового лазера с энергией 1 Дж. Светящийся факел испаренного материала виден в собственном свете, его длина около 5 мм. Фотография получена без внешней подсветки.

фотографии. На фиг. 3.14, а показан процесс испарения вольфрама под действием лазера на неодимовом стекле, работающего в режиме миллисекундного импульса. Виден снап искр, свидетельствующий о том, что наряду с испарением происходит выброс расплавленного металла. На фиг. 3.14, б показан ярко светящийся факел, образующийся при воздействии миллисекундного импульса рубинового лазера на графитовую мишень. Этот снимок соответствует чистому испарению без образования искр. В настоящем параграфе мы рассмотрим количественную сторону проблемы испарения. Случаи испарения под действием импульса лазера с модулированной добротностью и миллисекундного импульса качественно различаются и поэтому рассматриваются здесь раздельно. Особое внимание будет уделено экспериментальным измерениям массы материала, выброшенного при испарении, и методам расчета этой величины. Внешний вид поверхности будет описан ниже.

1. Испарение под действием миллисекундных лазерных импульсов

Процессы, происходящие на поверхности материала под воздействием лазерного импульса миллисекундной длительности, существенно отличаются от процессов, вызванных импульсом с длительностью, лежащей в наносекундном диапазоне. Для коротких импульсов с очень высокой мощностью характерно слабое испарение и малое количество вынесенного с поверхности вещества, в то время как действие импульсов с большей длительностью и меньшей мощностью, которые получают в режиме обычной генерации, приводит к образованию в материале глубоких и узких кратеров.

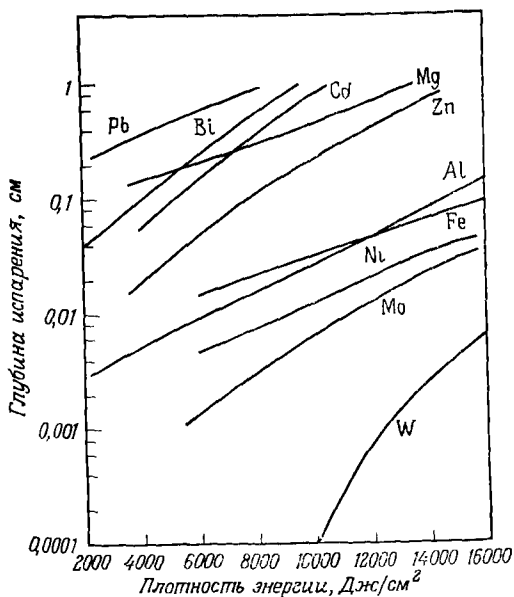
На процесс испарения также оказывает влияние пичковый характер генерации. Скоростные фотографии поверхности, испаряемой импульсом рубинового лазера с ярко выраженной пичковой структурой, показывают, что выброс светящихся паров носит пульсирующий характер, обусловленный пичковыми пульсациями выходного излучения лазера [25]. Каждый отдельный пичок нагревает поверхность и вызывает испарение. В промежутке между пичками испарение почти полностью прекращается. Эта особенность процесса ярко демонстрирует, насколько высока скорость нагрева под действием лазерного излучения.

В экспериментальных данных по измерению количества вещества, испаренного лазерным импульсом, имеется значительный разброс. Это характерно даже для результатов, полученных при номинально тех же самых условиях опыта. При сравнении результатов, полученных разными авторами, становится ясно, что коли-

чество испаренного вещества в значительной мере зависит от деталей условий проведения эксперимента. Одна из самых значительных неопределенностей, возникающих при сравнении данных различных работ, связана с измерением площади лазерного пучка. Имеется ряд литературных источников, в которых содержатся характерные величины массы вещества, испаренной под действием миллисекундного лазерного импульса [3, 26—32].

На фиг. 3.15 приведены данные по количеству вынесенного материала как функции плотности энергии лазерного излучения, полученные на лазере с неодимовым стеклом при длительности импульса 700 мкс и полной выходной энергии 15 Дж [26]. Результаты представлены в виде зависимости глубины образуемого кратера от плотности энергии в импульсе. Эти графики построены путем пересчета измеренных в работе [26] величин вынесенной массы с учетом площади фокального пятна, равной 10^{-3} см², и плотности материала мишени. Предполагалось, что поперечные сечения кратеров одинаковы и имеют площадь, равную площади фокального пятна.

Это предположение становится неверным при больших глубинах кратера. С увеличением мощности лазера диаметр кратера также увеличивается, поэтому при глубине кратера более 1 мм величины на графиках фиг. 3.15 могут быть завышены. В оригинальных данных имеется значительный разброс, и графики на фиг. 3.15 представляют собой сглаженные кривые, проведенные через экспериментальные точки. Эти результаты дают представление о порядках величин, которые можно получить в режиме миллисекундного лазерного импульса. Рассматриваемая здесь область плотностей энергии легко достижима с помощью существующих в настоящее время лазеров. Как уже

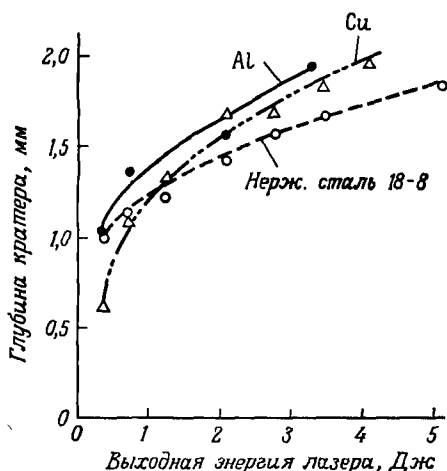


Фиг. 3.15

Экспериментальные величины глубины испарения для различных металлов, облучаемых лазерным импульсом длительностью 700 мкс.

Эти данные получены пересчетом измеренных в [26] значений испаренной массы

упоминалось, точные значения вынесенной массы зависят от конкретных условий и от распределения энергии в пучке конкретного используемого лазера. Из графиков на фиг. 3.15 следует, что количество выброшенного материала быстро возрастает с увеличением энергии лазерного излучения. Характерно, что для металлов с более низкой температурой испарения опыт дает



Фиг. 3.16.

Глубина кратера как функция выходной энергии рубинового лазера, работающего в режиме миллисекундного импульса.

Для фокусировки применялась линза с фокусным расстоянием 30 мм [30].

низкой мощности, когда испарение очень мало, более высокое значение коэффициента теплопроводности у меди приводит к большему отводу тепла внутрь мишени, так что испаряется лишь относительно небольшое количество меди. По мере увеличения плотности потока лазерного излучения интенсивность достигает значения, при котором тепло выделяется настолько быстро, что уже не успевает отводиться за счет теплопроводности. Доминирующим фактором становится скрытая теплота испарения. Поэтому при более высоких плотностях потока испаряется больше меди, чем стали. Величина плотности потока $F_{\text{крит}}$, при которой происходит переход из области, где теплопроводность является определяющим механизмом, в область, где теплопроводностью можно пренебречь, приближенно определяется соотношением

$$F_{\text{крит}} \geq 2L\rho\kappa^{1/2}t^{-1/2}, \quad (3.38)$$

где L — скрытая теплота испарения единицы массы, ρ — плотность, κ — коэффициент температуропроводности и t — длитель-

большие количества вынесенного вещества. В диапазоне, в котором получены эти данные, определяющим фактором является скрытая теплота испарения материала, поскольку вклад энергии осуществляется достаточно быстро и лишь очень малая ее часть отводится за пределы области, в которой она выделяется.

При низких плотностях потока количество испаренного вещества в большей степени зависит от теплопроводности металла, чем от его скрытой теплоты испарения. Результаты, иллюстрирующие это утверждение, приведены на фиг. 3.16 [30]. В режиме

ность лазерного импульса. Для миллисекундного лазерного импульса типичные величины $F_{\text{крит}}$ лежат в пределах 10^6 — 10^7 Вт/см². При очень низкой мощности лазерного излучения наибольшее количество массы выносится у тех материалов, которые обладают самой низкой теплопроводностью.

Существующие лазеры дают возможность легко получать в миллисекундном импульсе выходную энергию порядка 10 Дж. Типичная величина площади фокального пятна при использовании короткофокусных линз составляет 10^{-3} см². Для плотности энергии 10^4 Дж/см² типичные глубины разрушения лежат в пределах от нескольких десятых долей миллиметра до нескольких миллиметров. Для сфокусированного импульсного излучения с энергией в несколько джоулей типичные величины выброшенной массы составляют около 1 мг. При увеличении полной энергии в миллисекундном лазерном импульсе до сотен джоулей диаметр кратера растет быстрее, чем его глубина, так что глубины могут измеряться еще миллиметрами, но выброшенная из мишени масса уже достигает десятков и сотен миллиграммов [28, 29].

Рассмотрим теперь способы вычисления количества вещества, удаляемого с облучаемой поверхности. Обычно используемое приближение основано на тех же предположениях, которые использовались ранее при расчете увеличения температуры облучаемой лазером массивной пластины. Для простоты пренебрежем наличием жидкой фазы. Это предположение можно оправдать, если заметить, что для типичных металлов скрытая теплота плавления намного меньше как скрытой теплоты испарения, так и количества тепла, требуемого для нагревания металла до точки кипения. Однако во многих случаях экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что больше металла выбрасывается в жидком состоянии, чем в виде пара. Это может происходить при формировании материала кратера, когда испаренное вещество создает давление внутри его. Под действием этого давления расплавленный материал может вымываться со стенок кратера. Это значительно увеличивает количество выброшенного вещества, но такое явление трудно поддается расчетам¹⁾. Предположим, что лазерный импульс имеет гладкую огибающую, и пренебрежем наличием пичков. Ни в одной из предложенных до сих пор моделей не рассматривают сложную осциллирующую структуру импульса.

Сначала мы проведем анализ, основанный на одномерном потоке тепла; поверхность испаряется непрерывно при постоянном подводе тепла; отток испаренного вещества от поверхности также происходит непрерывно [33]. Это рассмотрение позволяет быстро получить простые оценки глубины испарения при заданных условиях.

¹⁾ Анализ этого процесса дан в работах [70, 71, 93].— *Прим. ред.*

При типичных параметрах поверхность материала нагревается до температуры испарения ¹⁾ за очень короткое время $t_{\text{исп}}$, определяемое выражением

$$t_{\text{исп}} = (\pi/4) (K\rho c/F^2) (T_{\text{исп}} - T_0)^2. \quad (3.39)$$

Здесь K , c , ρ и F — соответственно теплопроводность, теплоемкость единицы массы, плотность вещества и плотность потока лазерного излучения, $T_{\text{исп}}$ — температура испарения, T_0 — начальная температура. Некоторые значения $t_{\text{исп}}$ для типичных металлов и типичных плотностей потока лазерного излучения приведены в табл. 3.6.

ТАБЛИЦА 3.6

Время $t_{\text{исп}}$, необходимое для достижения температуры испарения

Металлы	Плотность потока лазерного излучения, Вт/см ²			
	10 ⁴	10 ⁵	10 ⁶	10 ⁷
Bi	2,460 мс	24,6 мкс	0,246 мкс	
Cd	8,970 мс	89,7 мкс	0,897 мкс	
Pb	11,770 мс	117,7 мкс	1,177 мкс	
Zn	12,770 мс	127,7 мкс	1,277 мкс	
Mg		245,1 мкс	2,451 мкс	
Sn		599,8 мкс	5,998 мкс	0,060 мкс
Ni		1,842 мс	18,415 мкс	0,184 мкс
Fe		1,855 мс	18,550 мкс	0,186 мкс
Al		2,666 мс	26,66 мкс	0,267 мкс
Mo		5,557 мс	55,57 мкс	0,556 мкс
Cu		8,26 мс	82,60 мкс	0,826 мкс
W		10,46 мс	104,61 мкс	1,046 мкс

Время до начала испарения может быть очень коротким. Как правило, оно намного меньше длительности миллисекундного импульса. Во многих случаях $t_{\text{исп}}$ даже короче длительности одного пика. Величины $t_{\text{исп}}$ для различных металлов меняются в широких пределах. Поверхность таких металлов, как висмут, кадмий и свинец, начинает испаряться уже на ранних стадиях импульса. Испарение вольфрама, меди и молибдена может не начаться даже до конца импульса. Если плотность потока не очень высока, длительность лазерного импульса оказывается слишком малой для того, чтобы эти металлы начали испаряться.

Если материал облучается постоянным потоком большой интенсивности и спустя время $t_{\text{исп}}$ начинает испаряться, то скорость

¹⁾ Под «температурой испарения» здесь имеется в виду температура кипения материала при нормальном давлении. Позже мы обсудим этот вопрос.

удаления вещества будет приближаться к стационарному значению, равному

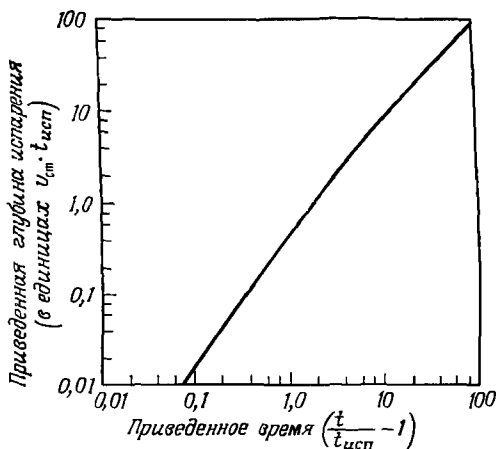
$$v_{ст} = F/\rho [L + c(T_{исп} - T_0)]. \quad (3.40)$$

Здесь L — теплота испарения единицы массы. Глубину испарения можно выразить как функцию времени в единицах $t_{исп}$. При этом неявно предполагается, что импульс во времени имеет плоскую форму. При увеличении времени скорость приближается к стационарному значению. На фиг. 3.17 показана зависимость глубины испарения под действием лазерного импульса (в единицах $v_{ст}t_{исп}$) от приведенного времени $t/t_{исп}$ для типичных металлов.

Чтобы быстро оценить глубину испарения материала под действием миллисекундного лазерного импульса, можно вычислить из равенств (3.39) и (3.40) величины $v_{ст}$ и $t_{исп}$ для данного материала и данных параметров лазера, а затем воспользоваться графиком фиг. 3.17.

Рассмотрим теперь импульсы более реальной формы. Если величина

$t_{исп}$ очень мала в масштабе времени изменения мощности в лазерном импульсе, то скорость движущейся границы раздела парообразной и твердой фаз¹⁾ будет устанавливаться равной своей стационарной величине, которая соответствует значению потока в каждый момент времени. Глубину испарения можно найти численными методами, используя соотношение (3.40) для мгновенной величины скорости испарения в интервале от $t_{исп}$ до конца импульса. Это дает количество вынесенного материала в зависимости от полной энергии лазерного излучения в импульсе конкретной формы. Типичные результаты представлены на



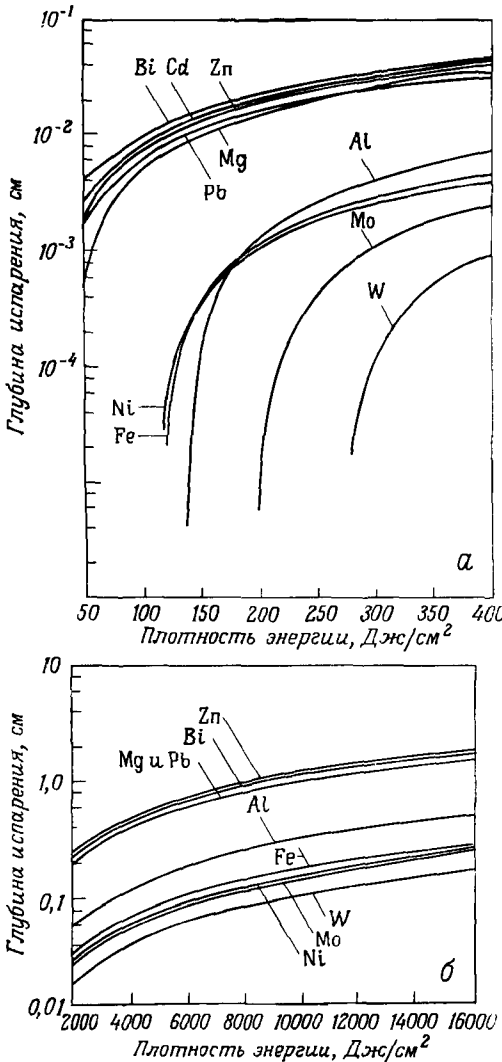
Фиг. 3.17.

Приведенная глубина испарения для типичных металлов как функция приведенного времени в случае миллисекундных лазерных импульсов.

Расчет проводился по модели, предполагающей непрерывный отток испаренного вещества. За единицу глубины принято произведение стационарной скорости испарения $v_{ст}$ на время достижения температуры испарения $t_{исп}$. Подробное описание см. в тексте.

¹⁾ Как указано в работе [72], граница твердое тело — пар в режиме развитого испарения является скорее исключением; в случае металлов испарение всегда происходит с поверхности жидкой фазы. — *Прим. перев.*

фиг. 3.18. Они относятся к тем же самым металлам, экспериментальные результаты для которых были даны на фиг. 3.15.



Фиг. 3.18. Расчетная глубина кратера, образующегося при испарении различных металлов лазерным импульсом с длительностью 700 мкс, в зависимости от энергии, поглощенной на единице площади.
 а — малая плотность поглощенной энергии; б — большая плотность поглощенной энергии.

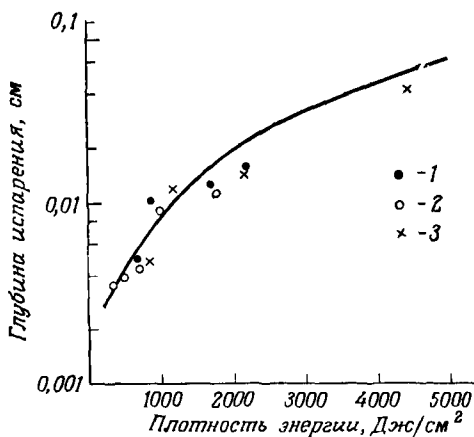
На фиг. 3.18 приведена зависимость вычисленной глубины испарения от плотности энергии в гладком импульсе с длительностью 700 мкс для двух различных диапазонов плотности энергии лазерного излучения. Общий порядок расположения металлов почти такой же, как и в эксперименте. Форма кривых на фиг. 3.18, а при потоках ниже 400 $\text{Дж}/\text{см}^2$ сходна с формой экспериментальных кривых вблизи 10 000 $\text{Дж}/\text{см}^2$, но глубины испарения меньше. На фиг. 3.18, б расчетные кривые лежат относительно близко друг к другу и идут параллельно. Абсолютные величины вычисленных глубин на фиг. 3.18, б близки к экспериментальным для металлов с низкой температурой плавления, но отличаются у металлов с высокой температурой плавления. Подобные расхождения указывают на то, что отражение света от поверхности металла, а также выброс расплавленного материала играют существенную роль. Результаты, представленные на фиг. 3.15, относятся к мощности падающего лазерного излучения, приходящейся на единицу площади. Если большая часть падающего на поверхность света отражается, то пра-

вильнее было бы сравнивать фиг. 3.15 с фиг. 3.18, *a*, а не с фиг. 3.18, *б*. Столь высокие экспериментальные величины указывают на то, что происходит выброс расплавленного вещества. Если значительная доля металла вырывается из кратера, не испарившись полностью, то измеряемая глубина существенно увеличивается.

В наших расчетах не учитывалось также отражение света, кроме того, не принимались во внимание осциллирующая структура лазерного импульса и выброс расплавленного материала. Формы теоретических кривых при малых значениях энергии, приходящейся на единицу площади, а также тот факт, что общий порядок расположения различных материалов близок к полученному экспериментально, свидетельствуют о том, что проведенное рассмотрение в основном корректно в пределах ограничений, налагаемых неучтенными явлениями.

Рассмотрим теперь результаты расчета для графита, где следует ожидать более эффективного поглощения света и отсутствия жидкой фазы. Эти результаты вместе с экспериментальными данными [27] приведены на фиг. 3.19. Можно отметить хорошее согласие между расчетами и экспериментом.

Построение лучшей теории, по-видимому, нецелесообразно ввиду значительных осложнений, возникающих при рассмотрении пичковой структуры и таких деталей, как механизм выброса расплавленного материала. Более того, если принять во внимание поправки, изложенная теория в состоянии описать в общем виде наблюдаемые явления. Поскольку в экспериментальных данных имеется большой разброс, зависящий от условий опыта, более целесообразно изучать каждый конкретный случай экспериментально ¹⁾.



Фиг. 3.19.

Глубина испарения графита под действием лазерного импульса длительностью 700 мкс в зависимости от плотности поглощенной энергии.

1 — гладкий графит; 2 — шероховатый графит; 3 — графит спектроскопического класса [27].

¹⁾ С такой точкой зрения трудно согласиться. Описанный в тексте подход к анализу процесса испарения металлов под действием лазерного излучения является чрезвычайно упрощенным. Прежде всего, как видно из тек-

Для сравнения энергии, получаемой от лазерного луча, с полной энергией, требуемой для выноса вещества, в работе [34] было проведено всестороннее экспериментальное исследование выноса материала под действием лазера с миллисекундным импульсом¹⁾. При этом измерялся энергетический баланс. С помощью интегрирующей сферы была измерена зависимость коэффициента отражения света от времени. Результаты измерений показывают, что для излучения лазера на неодимовом стекле с интенсивностью в интервале 10^6 — 10^7 Вт/см² отражательная способность резко падает в течение первых 200 мкс до уровня $\sim 0,2$ — $0,3$ и остается низкой в течение оставшейся части импульса. Это означает, что большая часть энергии сфокусированного миллисекундного лазерного импульса поглощается металлической поверхностью, даже если начальный коэффициент отражения велик.

Удаленный с поверхности материал собирался и изучался под микроскопом. Для определения относительных долей пара и жидкости в выброшенном веществе было использовано окисление металла и травление кислотой. Для оценки кинетической энергии применялся баллистический маятник, а количество тепла, оставшееся в образце, определялось по толщине измененного слоя металла. Уравнение для энергетического баланса имеет вид

$$\int_0^t P(t') A(t') dt' = M_L E_L + M_V E_V + KE + HE, \quad (3.41)$$

где $P(t)$ и $A(t)$ — мощность лазерного излучения и поглощательная способность поверхности как функции времени; M и E — выброшенная масса и удельная теплота фазового перехода; индексы L и V относятся соответственно к жидкости и пару; KE и HE — соответственно кинетическая энергия вынесенного вещества и тепловая энергия, остающаяся в образце. Было найдено, что баланс

ста, он не согласуется с экспериментом по измерению испаренной массы; кроме того, он не позволяет в принципе определить температуру испаряемой поверхности, скорость движения пара, условия экранировки поверхности паром, долю жидкой фазы в продуктах разрушения, величину импульса отдачи и многие другие физические характеристики процесса испарения. Таким образом, излагаемый в книге подход является с физической точки зрения неудовлетворительным.

В настоящее время имеется достаточно полная теория испарения поглощающих твердых тел под действием лазерного излучения, дающая удовлетворительное объяснение основным закономерностям, наблюдаемым в эксперименте. Кроме цитируемых ниже в этой главе работ [35—37], отметим статьи [69—81], в которых подробно исследована кинетика испарения, динамика расширения пара, баланс энергии и доля жидкой фазы в продуктах разрушения при умеренных интенсивностях лазерного излучения. — *Прим. ред.*

1) Аналогичные измерения были проведены в работе [73]. — *Прим. ред.*

энергии достаточно хорошо выполняется даже при измерениях с временным разрешением.

До сих пор мы полагали температуру испарения равной обычной температуре кипения материала. В работе [28] предложена модель, в которой температура на движущейся границе, разделяющей пар и твердое тело, была выше обычной температуры испарения¹⁾. Для определения характеристик стационарного режима предполагается существование предельной скорости $v_{ст}$ перемещения границы фаз. Считается, что температура поверхности T' больше нормальной температуры кипения вещества. Закон сохранения энергии дает

$$F = v_{ст} (cT' + L), \quad (3.42)$$

где F — (постоянная) плотность потока лазерного излучения, поглощаемая на поверхности; остальные обозначения определены выше. Используется известное из статистической механики соотношение

$$(1/n) (dn/dt) = v_0 \exp(-LM/N_0 kT'), \quad (3.43)$$

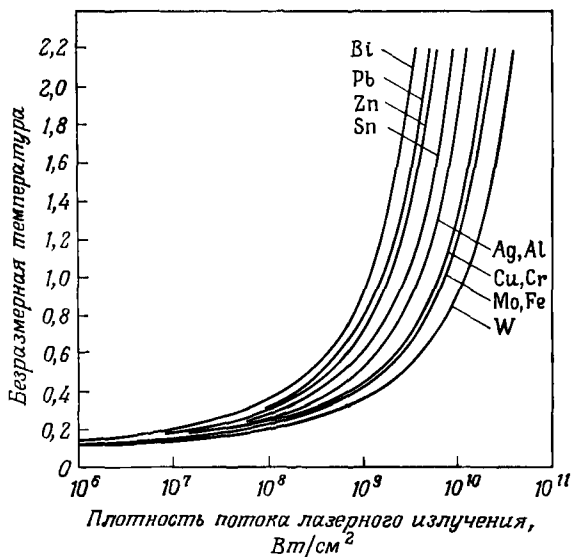
где n — плотность атомов на поверхности, v_0 — дебаевская частота ($\approx 10^{13}$ с⁻¹), M — атомный вес, N_0 — число Авогадро и k — постоянная Больцмана. Это равенство, по существу, определяет скорость, с которой атомы покидают поверхность, уходя из потенциальной ямы, в которой они находились. Скорость $v_{ст}$ испарения поверхности можно выразить через dn/dt . Объединив эти два равенства, получим соотношение между T' и F :

$$F \approx h_a v_0 \rho [cT' + L] \exp(-LM/N_0 kT'). \quad (3.44)$$

Здесь h_a — величина, приблизительно равная толщине атомного слоя в веществе. На фиг. 3.20 представлены результаты решения уравнения (3.44) относительно T' как функции F для нескольких металлов.

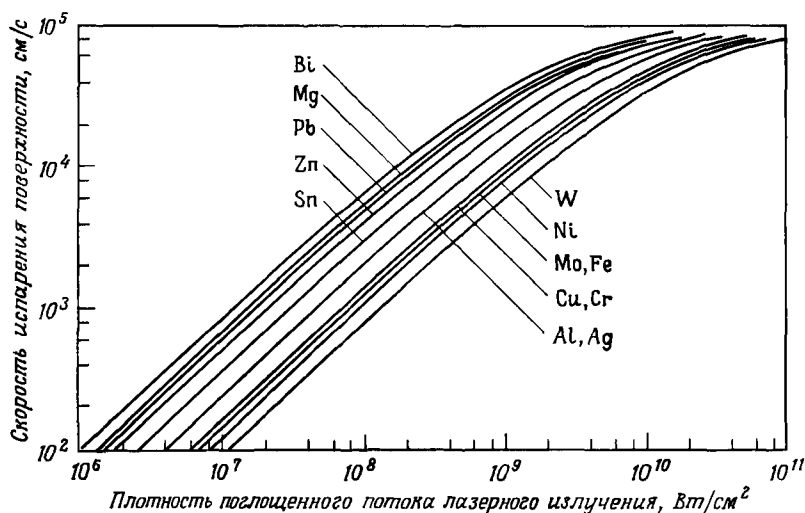
На левой стороне фиг. 3.20, т. е. при малых плотностях потока ($\approx 10^6$ Вт/см²), температура испаряющейся поверхности приблизительно равна температуре кипения при нормальном давлении; при больших плотностях потока ($\geq 10^8$ Вт/см²) эта модель предсказывает значительное превышение температуры поверхности над нормальной температурой кипения. Уравнение (3.43) в неявном виде определяет зависимость скорости движения фазовой границы от плотности потока. Некоторые результаты расчетов $v_{ст}$ показаны на фиг. 3.21. При низких плотностях потока скорость не сильно отличается от той, которая соответствует нормальной

¹⁾ Это не совсем точно. В работе [28] (и более ранней работе [74]) вычислена температура испаряющейся поверхности как функция плотности потока излучения. При низких плотностях потока она может быть меньше температуры кипения при нормальном давлении. — *Прим. ред.*



Фиг. 3.20.

Приведенная температура испаряющейся поверхности (в единицах $N_0 kT' / LM$) как функция плотности поглощаемого потока для некоторых металлов, рассчитанная в соответствии с обсуждаемой в тексте моделью [28].

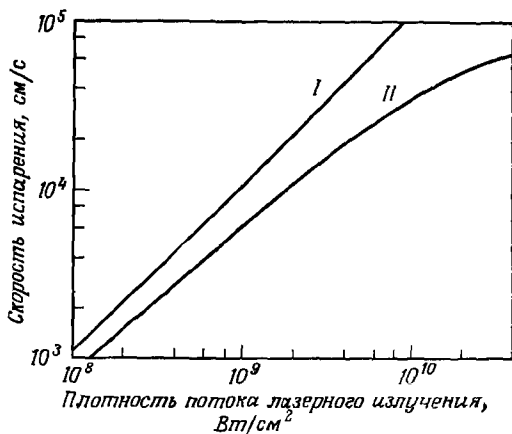


Фиг. 3.21.

Скорость испарения поверхности для некоторых металлов как функция плотности поглощенного потока, рассчитанная в соответствии с обсуждаемой в тексте моделью.

температуре кипения. При очень больших плотностях потока скорость имеет тенденцию к насыщению и ее величина становится меньше той, которая получается в предположении, что испарение происходит при обычной температуре кипения.

На фиг. 3.22 проводится сравнение двух кривых, соответствующих вычисленной скорости испарения поверхности вольфрама



Фиг. 3.22.

Скорость испарения поверхности вольфрама как функция плотности поглощенного потока.

I — кривая, рассчитанная в предположении, что испарение происходит при нормальной температуре кипения, *II* — кривая, рассчитанная в предположении, что поверхность имеет более высокую температуру, соответствующую модели, описанной в тексте.

для случая испарения при нормальной температуре кипения и для рассмотренной выше модели. При плотностях потока ниже 10^8 Вт/см² кривые мало различаются, но при более высоких плотностях потока расхождение становится значительным.

Такое описание необходимо при рассмотрении очень больших пиковых мощностей, получаемых от лазеров с модуляцией добротности. Однако в этой области, как мы увидим, начинают проявляться другие эффекты. В диапазоне мощностей, в котором желательно получить максимальное испарение, величина температуры не намного превышает обычную температуру кипения. Более того, уравнение, описывающее кинетику испарения, не является достаточно точным, так что любое отклонение от результатов, выведенных при использовании нормальной температуры кипения, не очень существенно по крайней мере для плотностей потока, меньших 10^8 Вт/см².

Испарение лазерами непрерывного действия трудно поддается расчетам вследствие потерь на излучение. Мощные лазеры на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, излучаю-

щие сотни ватт, способны испарять металлы в непрерывном режиме. Для больших плотностей потока и не слишком больших времен оценку количества вещества, испаренного под действием сфокусированного излучения лазера непрерывного действия, можно было бы получить, решая уравнение (3.40) для величины $v_{ст}$.

Резюмируя изложенное, отметим, что в этом разделе мы рассмотрели испарение под действием миллисекундных лазерных импульсов с плотностью потока до 10^6 — 10^7 Вт/см². Испарение в этом режиме можно рассматривать как происходящее при нормальной температуре кипения металла при постоянном отводе испаренного вещества от поверхности, движущейся в глубь металла. Характерные величины количества вещества, выброшенного под действием импульса сфокусированного лазерного излучения миллисекундной длительности с энергией 10 Дж, составляют от одного до нескольких миллиграммов. Кратер имеет глубину от одного до нескольких миллиметров. При увеличении плотности потока до величин порядка 10^9 — 10^{10} Вт/см², характерных для импульсов лазера с модулированной добротностью, возникают уже существенно новые явления.

2. Испарение импульсами лазера с модулированной добротностью

При помощи лазеров с модулированной добротностью легко получить на поверхности мишени плотности потока, превышающие 10^9 Вт/см². В этом режиме необходимо учитывать явления, отличные от тех, которые были характерны для плотностей потока порядка 10^6 — 10^7 Вт/см². Многие авторы подходили к этой проблеме с разных точек зрения [3, 28, 35—39]. В качестве важного отличия по сравнению со случаем испарения миллисекундным лазерным импульсом следует отметить влияние испаренного вещества или вещества, выброшенного с поверхности под действием лазерного нагрева. В присутствии этого вещества взаимодействие с поверхностью существенно изменяется. Испаренное вещество оказывает большое давление на поверхность, что приводит к изменению условий испарения. Кроме того, оно может поглощать свет и экранировать поверхность от лазерного излучения. Наконец, поскольку вещество сильно нагревается, оно может передавать поверхности значительный импульс отдачи. Различные предложенные модели дают предсказания, находящиеся в качественном согласии с экспериментом; однако пока еще не существует полного описания всей совокупности происходящих явлений.

В предыдущем разделе предполагалось просто, что испаренный материал выносится без дальнейшего взаимодействия. В данном разделе особое внимание будет уделено материалу мишени и тому,

что с ним происходит, но уже с учетом взаимодействия пара с мишенью. Более полное описание самого испаренного вещества будет приведено в гл. 4.

Имеется относительно мало информации о количестве вещества, выброшенного излучением лазера с модулированной добротностью. При испарении импульсами лазера с модулированной добротностью кратеры имеют малую глубину, обычно порядка нескольких микрон для плотностей потока около 10^9 Вт/см². Для сравнения глубины кратеров, образующихся под действием импульсов лазера с модулированной добротностью и обычных лазерных импульсов, в табл. 3.7 представлены некоторые экспериментальные результа-

ТАБЛИЦА 3.7

Измеренные глубины кратеров (в см), образующихся под действием излучения лазера

Материал	10^9 Вт/см ² ; 44 нс	5000 Дж/см ² ; 600 мкс	Материал	10^9 Вт/см ² ; 44 нс	5000 Дж/см ² ; 600 мкс
Нержавею- щая сталь	0,00011	0,061	Cu	0,00022	0,090
Латунь	0,00025	0,078	Ni	0,00012	0,058
			Al	0,00036	0,078

ты [3]. Данные этой таблицы соответствуют типичным параметрам импульсов, получаемых от стандартных лазерных систем на рубине или неодимовом стекле при фокусировке простой линзой. Поверхности металлов, подвергшихся испарению под действием мощных наносекундных импульсов лазерного излучения, исследованы относительно мало. Типичные глубины испарения обычно бывают много меньше, чем в случае лазеров с миллисекундным импульсом.

Энергия луча лазера с модулированной добротностью уходит на нагрев небольшого количества испаренного вещества до высокой температуры; распространению же тепла на больший объем вещества препятствует малая длительность импульса.

Некоторые данные по выбросу массы под действием излучения лазера с модулированной добротностью на неодимовом стекле, дающего поток 10^{10} — 10^{11} Вт/см², показывают, что для энергии в импульсе около 20 Дж выброшенная масса много меньше, чем в случае более длительного импульса с той же энергией [40]. Вынесенная масса меняется от импульса к импульсу, но обычно ее величина меньше 1 мг.

Следует отметить, что даже в случае мощных наносекундных импульсов расплавленный и затвердевший материал по-прежнему присутствует в виде ободка вокруг края мелкого кратера, а небольшие частицы расплавленного вещества могут выноситься с поверх-

ности вместе с паром. Теоретическое рассмотрение игнорирует это явление, однако в действительности оно имеет место и, как оказывается, вносит значительный вклад в объем вещества, выброшенного из кратера.

В литературе нет экспериментальных данных о выносе массы под действием одиночного пикосекундного импульса ¹⁾.

В одной из моделей процессов, играющих роль при испарении под действием лазера с модулированной добротностью, учитывалось давление, создаваемое небольшим количеством испаренного вещества в начале лазерного импульса [3]. Это давление отдачи повышает точку кипения мишени выше обычной температуры испарения. Если затем учесть, что возрастание температуры испарения вещества достаточно велико, то дальнейшее испарение поверхности будет затруднено, а вещество будет продолжать нагреваться до высокой температуры, превышающей нормальную температуру испарения, пока лазерный свет поглощается на поверхности мишени. В конечном счете температура поверхности мишени достигает критической точки, где может происходить испарение. Довольно трудно получить детальную информацию о термодинамических свойствах металлов при высоком давлении, однако можно сделать некоторые оценки критических температур. Чтобы определить максимальную глубину, на которой температура превышает критическую, были вычислены профили температуры. В рассматриваемой простой феноменологической модели эта глубина принимается равной максимальной глубине испарения материала лазерным импульсом. На больших глубинах вынос нагретого выше критической точки вещества продолжает создавать достаточно большое давление, так что испарения не происходит и тепло в конечном счете будет отводиться во внутренние области образца. Модель дает разумное согласие с экспериментальными результатами для некоторого диапазона плотности лазерного потока, но в широком диапазоне плотностей она не проверялась. В табл. 3.8 для сравнения приведены экспериментальные данные и результаты, полученные на основе этой модели. Модель не учитывает того факта, что поверхность экранируется от поступающего лазерного света, поскольку испаренный материал становится горячим, ионизованным и непрозрачным.

Некоторые экспериментальные факты, противоречащие этой модели, были получены при измерении скорости расширения светящегося фронта материала, испаренного излучением лазера с модулированной добротностью [41]. Величина начальной ско-

¹⁾ В случае пикосекундных импульсов экспериментально измерялся импульс отдачи разлетающегося вещества и амплитуда ударной волны в металле [82, 83]. Механизм испарения вещества при действии ультракороткого импульса и теоретическая оценка испаренной массы приведены в работе [84]. — *Прим. ред.*

рости паров согласуется с температурой сублимации графитовой мишени. Этот эксперимент может означать, что перегрева поверхности выше нормальной температуры испарения не происходит.

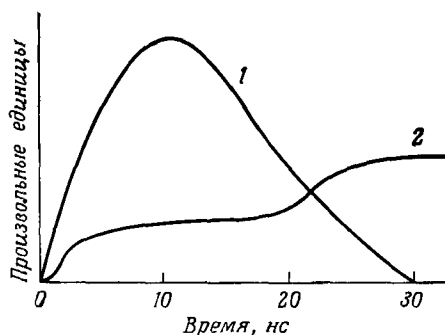
ТАБЛИЦА 3.8

Глубина кратера, образующегося при воздействии лазерного импульса длительностью 44 нс при интенсивности 10^9 Вт/см²

Материал	Глубина, вычисленная на основе феноменологической модели, мкм	Измеренная глубина, мкм	Материал	Глубина, вычисленная на основе феноменологической модели, мкм	Измеренная глубина, мкм
Нержавеющая сталь	1,8	1,1	Al	6,2	3,6
			Cu	3,0	2,2
			Ni	2,4	1,4
Латунь	2,0	2,5			

Испаренный материал сам может поглощать поступающее лазерное излучение. В начале импульса лазера с модулированной добротностью с поверхности выносятся небольшое количество вещества. Так как плотность лазерного потока очень высока, это вещество может далее нагреваться за счет поглощения падающего лазерного излучения. Вследствие нагрева оно ионизуется и становится непрозрачным для излучения. Поглощающая плазма не позволяет свету проходить на поверхность. Поэтому большая часть энергии лазерного импульса поглощается веществом перед поверхностью, и фактически лишь относительно малая ее доля достигает поверхности. В течение большей части лазерного импульса поверхность остается закрытой от падающего излучения. К концу лазерного импульса испаренный материал становится настолько горячим, что начинается тепловое переизлучение. Часть этого излучения может достигать поверхности и вызывать дальнейшее испарение. Изменение во времени глубины испаренного слоя в случае наносекундного лазерного импульса схематически показано на фиг. 3.23. В начале лазерного импульса поверхность поглощает падающее излучение и начинает испаряться. Затем на протяжении большей части лазерного импульса плазма над поверхностью поглощает свет и испарение поверхности прекращается, что соответствует плоскому участку кривой. К концу лазерного импульса плазма становится очень горячей и переизлучает энергию, которая достигает поверхности и снова вызывает испарение. Таким образом, заданное количество выделяющейся энергии при очень высокой мощности вызывает испарение менее эффективно, чем то же самое количество энергии в случае более длительного импульса с меньшей мощностью. Были предложены

модели этого процесса [42], описывающие образование высокотемпературной плазмы с высокой электронной плотностью. При изучении проблемы плазмы следует учитывать многие аспекты — такие, как газодинамика, механизм поглощения в плазме, процессы тепловой ионизации и переизлучения плазмой. Для детального изучения этой проблемы использовались численные расчеты на ЭВМ. Результаты расчетов кратко описаны в гл. 4. Поскольку



Фиг. 3 23.

Схематическое изображение зависимости от времени глубины испаренного слоя металла для импульса с высокой плотностью потока излучения и указанной на рисунке длительностью.

Показан эффект акрирования поверхности веществом, выброшенным в начале импульса. 1 — форма лазерного импульса, 2 — глубина испарения.

ный материал можно считать прозрачным.

Метод, основанный на решении уравнений (3.42) — (3.44) и иллюстрируемый фиг. 3.21, применим до тех пор, пока плотность потока не превосходит некоторой предельной величины. Как мы уже видели выше, скорость испарения поверхности достигает предельной величины порядка 10^6 см/с при потоках порядка 10^9 — 10^{10} Вт/см². Для полноты описания необходимо учесть влияние паров, движущихся от поверхности.

На основании анализа газодинамических уравнений для случая, когда испаренное вещество является прозрачным (в диапазоне 10^6 — 10^9 Вт/см²) в работе [35] установлены два различных режима испарения. В области меньших потоков имеет место фазовый переход конденсированного вещества в газ. При больших потоках предполагается, что температура поверхности превышает критическую и переход в газообразное состояние осуществляется путем расширения под действием теплового давления. При еще более высоких плотностях потока, когда тепловая энергия испаренного

настоящая глава в основном касается эффектов на самой поверхности металлов, указанные явления здесь подробно не обсуждаются.

Было предпринято несколько попыток рассмотреть кинетику испарения металлической поверхности совместно с газодинамикой испаренного вещества [35—37]. Эти расчеты ограничиваются диапазоном, в котором выполняется условие (3.38), т. е. случаем, когда теплопроводность незначительна, и в общий энергетический баланс необходимо включить лишь затраты энергии на испарение. Кроме того, в этих работах анализ ограничивается случаем, когда испарен-

вещества приближается к энергии ионизации ¹⁾, испаренный материал становится непрозрачным. Для каждой области решены газодинамические задачи и получены соотношения, связывающие плотность, температуру, давление и скорость испаренного вещества с теплофизическими характеристиками материала и с плотностью потока лазерного излучения.

В другом рассмотрении [36] решена газокINETическая задача для тонкого слоя, прилегающего к границе раздела между металлом и паром. При этом пар опять предполагается прозрачным. Чтобы связать гидродинамические величины с температурой поверхности металла и таким образом получить уравнения для температуры и скорости движущихся от поверхности паров, изучалась динамика их расширения. Для самой поверхности получены следующие соотношения, определяющие ее температуру T и скорость фронта испарения v :

$$mn(T)(kT/m)^{1/2}(L + 2,2kT/m) = 3,1F, \quad (3.45)$$

$$v = F/\rho(L + 2,2kT/m). \quad (3.46)$$

Здесь m — масса атома, ρ — плотность твердого тела, L — теплота испарения на единицу массы, F — плотность потока лазерного излучения, k — постоянная Больцмана и $n(T)$ — плотность насыщенных паров как функция температуры. Совместное решение уравнений (3.45) и (3.46) дает требуемые величины температуры и скорости испарения ²⁾.

¹⁾ В действительности в не слишком плотном газе значительная ионизация достигается уже при температурах, заметно меньших энергии ионизации, см. [85]. — *Прим. ред.*

²⁾ Результаты такого решения изложены в работе [70] для различных режимов расширения пара. Там же вычислены интенсивности излучения, соответствующие началу экранировки поверхности металла расширяющимся паром. Переходный процесс, приводящий к формированию кнудсовского слоя на фронте испарения, исследован в работе [81]. Экспериментальному изучению экранировки поверхности посвящены работы [86, 87, 92]. Некоторые модельные расчеты пробоя и разлета поглощающего пара у поверхности конденсированного тела изложены в работах [88, 89].

Существенным обстоятельством, влияющим на процесс взаимодействия излучения с веществом при повышенных интенсивностях излучения, является неидеальность пара. Взаимодействие между атомами в паре высокой плотности изменяет уравнение состояния пара и, что более существенно, его теплопроводность и электропроводность. Возможные следствия этого обсуждались в работе [72]. Трудность количественного анализа происходящих процессов связана в значительной степени с тем, что имеется лишь очень ограниченная информация о термодинамических и кинетических свойствах плотной плазмы [90, 91]. С повышением температуры плазма становится более идеальной, что существенно облегчает теоретический анализ. — *Прим. ред.*

Каждая из обсуждавшихся выше моделей выделяет какую-либо одну определенную сторону взаимодействия и при некоторых ограничениях дает приемлемое описание конкретного круга явлений. В то же время нет моделей, которые допускали бы всестороннее совместное рассмотрение всех явлений.

В заключение отметим, что наносекундные импульсы относительно малоэффективны для удаления вещества из мишени. При больших плотностях потока небольшая масса металла поглощает энергию и сильно нагревается; в дальнейшем она ведет себя как взрывчатое вещество. Вынос массы на единицу подводимой энергии оказывается меньше, чем в том случае, когда можно считать, что вещество испаряется вблизи нормальной точки кипения. Материал, испаренный на ранних стадиях импульса, может стать непрозрачным и закрыть доступ свету к поверхности твердого тела. Существует несколько моделей, которые предсказывают результат воздействия на поверхности в случае, когда пары являются прозрачными. Общее решение задачи представляет значительные трудности и требует громоздких расчетов на ЭВМ; удобных же эмпирических правил для оценок в каждом конкретном случае не существует.

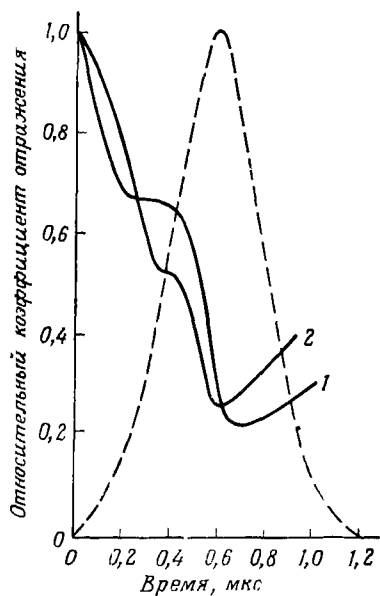
§5. ДАЛЬНЕЙШЕЕ ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ПОДВЕРГАЮЩИХСЯ ЛАЗЕРНОМУ ОБЛУЧЕНИЮ

Кроме очевидных явлений — нагрева, плавления и испарения, имеются и другие достойные внимания аспекты взаимодействия мощных лазерных импульсов с веществом. Мы обсудим уменьшение отражательной способности металлических мишеней, импульсы давления, возникающие в мишенях, и металлургические исследования поверхностей после облучения.

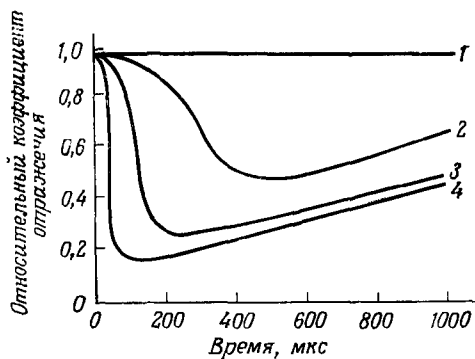
1. Уменьшение отражательной способности

Мы уже упоминали об уменьшении коэффициента отражения в связи с определением баланса энергии. Измерения отражательной способности металлических поверхностей, облучаемых миллисекундными импульсами лазера на неодимовом стекле, показали, что в течение первых 200 мкс импульса коэффициент отражения падает до малой величины, так что большая часть энергии в импульсе поглощается несмотря на высокий начальный коэффициент отражения мишени [34].

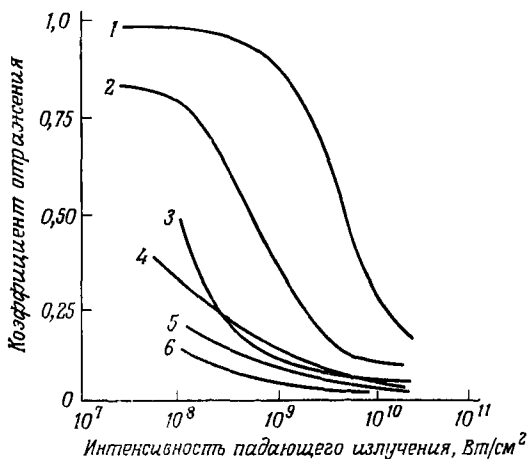
Результаты аналогичных измерений, в которых использовался неодимовый лазер в пиковом режиме генерации и интегрирующая сфера, собирающая отраженное от мишени излучение, свидетель-



Фиг. 3.24. Изменение коэффициента отражения в течение одного пика миллисекундного лазерного импульса. Пунктирной линией показана форма пика 1 — медь 7,3 кДж/см², 2 — сталь 7,5 кДж/см² [43].



Фиг. 3.25 Изменение отражательной способности серебра в течение миллисекундного лазерного импульса. 1 — 2,0 кДж/см², 2 — 2,6 кДж/см², 3 — 4,2 кДж/см², 4 — 7,3 кДж/см² [43].



Фиг. 3.26. Зависимость отражательной способности от интенсивности излучения лазера с модулированной добротностью. 1 — тефлон; 2 — алюминий; 3 — олово, 4 — медь; 5 — вбонит; 6 — графит [44].

ствуют о том, что уменьшение коэффициента отражения происходит даже в одиночном пичке [43]. На фиг. 3.24 показано поведение коэффициента отражения меди и стали в одиночном пичке, а на фиг. 3.25 — полное уменьшение отражения от серебряной мишени в течение всего импульса. Такое поведение отражения было объяснено увеличением температуры поверхности, удалением поверхностной пленки и плавлением.

Подобные же измерения были выполнены для различных мишеней, облучаемых лазером на неодимовом стекле с модулированной добротностью [44]. Измерения проводились без временного разрешения и, очевидно, давали средний за импульс (длительностью 15 нс) коэффициент отражения. Результаты для различных веществ в зависимости от интенсивности лазерного излучения приведены на фиг. 3.26. При интенсивности, меньшей 10^8 Вт/см², коэффициенты отражения близки к величинам, соответствующим неразрушенным поверхностям. Выше 10^8 Вт/см² отражение уменьшается, достигая величины 0,1 от начального значения.

Эти результаты показывают, что при соответствующих условиях лазерная энергия может эффективно поглощаться в мишени, даже если начальное отражение велико.

2. Образование ударных волн

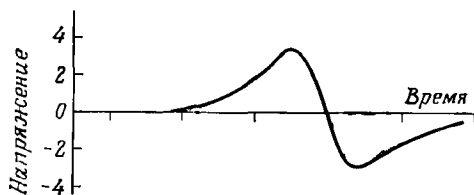
Поглощение лазерного излучения на поверхности может приводить к образованию сильных волн давления в веществе мишени. Один из механизмов возникновения импульсов давления связан с импульсом отдачи нагретого материала, действующим на мишень при испарении. Импульс вызывает движение мишени как целого. Было проведено большое количество экспериментальных работ по измерению импульса, передаваемого мишени. Они будут описаны в гл. 4. Эти работы выполнены главным образом при высокой интенсивности лазерного излучения, когда с поверхности выбрасывается значительное количество материала.

Существует и другой механизм возникновения импульсов давления при действии лазерного излучения, не обязательно сопровождающийся выбросом материала с поверхности. Его можно назвать термомеханическим эффектом. Когда тонкий приповерхностный слой поглощает лазерное излучение, его внутренняя энергия возрастает. Нагретый слой расширяется вследствие теплового расширения вещества. Если тепло поглощается относительно медленно, расширение происходит таким образом, что в соседних слоях вещества давление успевает выровняться и ударная волна не образуется. Происходит обычное тепловое расширение материала. Если же тепловая энергия выделяется очень быстро, как это и происходит в случае коротких лазерных импульсов, то может

возникнуть волна давления. Нагретый материал будет расширяться и оказывать давление на соседние слои вещества. В результате появляется волна сжатия, которая распространяется по веществу.

Исследования описанных явлений были проведены на миллисекундных лазерных импульсах [45, 46], на импульсах лазера с модулированной добротностью [47—49] и с дугом импульсов пикосекундной длительности от лазеров с синхронизацией мод [50]. Имеется также несколько теоретических исследований [51—53]. В эксперименте [45] излучение импульсного рубинового лазера в пиковом режиме действовало на торец акустического датчика. Электрический сигнал имел структуру, характерную для пикового лазерного импульса, и полную длительность, сравнимую с длительностью выходного импульса лазера.

При использовании лазера с модулированной добротностью в мишени возникают волны упругого напряжения, представляющие собой ударную волну, генерируемую одиночным импульсом. В экспериментах [47, 49] с помощью акустических преобразователей изучались волны упругих напряжений, возникающие при поглощении импульсов рубинового лазера с модуляцией добротности в мишенях из поглощающего стекла. От облучаемой поверхности в глубь материала распространялась бегущая волна сжатия. При достижении свободной поверхности вещества она отражалась в виде волны разрежения. Если амплитуда волны разрежения становится достаточно большой и превышает предел прочности материала, может возникнуть разрушение и откол вблизи свободной поверхности. Экспериментальные измерения на стекле были проведены при таких условиях, когда возникающие напряжения не достигали предела прочности и откол на поверхности мишени не наблюдался. Измеренное максимальное напряжение растяжения в стекле при поглощении расфокусированного импульса рубинового лазера с модуляцией добротности и выходной мощностью 70 Мвт было порядка 10^8 дин/см² [49]. Изменение во времени измеренного напряжения на свободной поверхности показано на фиг. 3.27. Стадия сжатия соответствует приходу термомеханической ударной волны, образующейся в результате поглощения



Фиг. 3.27.

Экспериментально измеренный профиль волны напряжения, возникающей на свободной поверхности мишени из поглощающего стекла под действием импульса рубинового лазера с модулированной добротностью [49].

Положительные значения соответствуют сжатию, отрицательные — растяжению. Напряжение измеряется в единицах 10^8 дин/см², цена деления по оси времени 50 нс.

лазерного импульса; напряжение растяжения возникает при отражении волны.

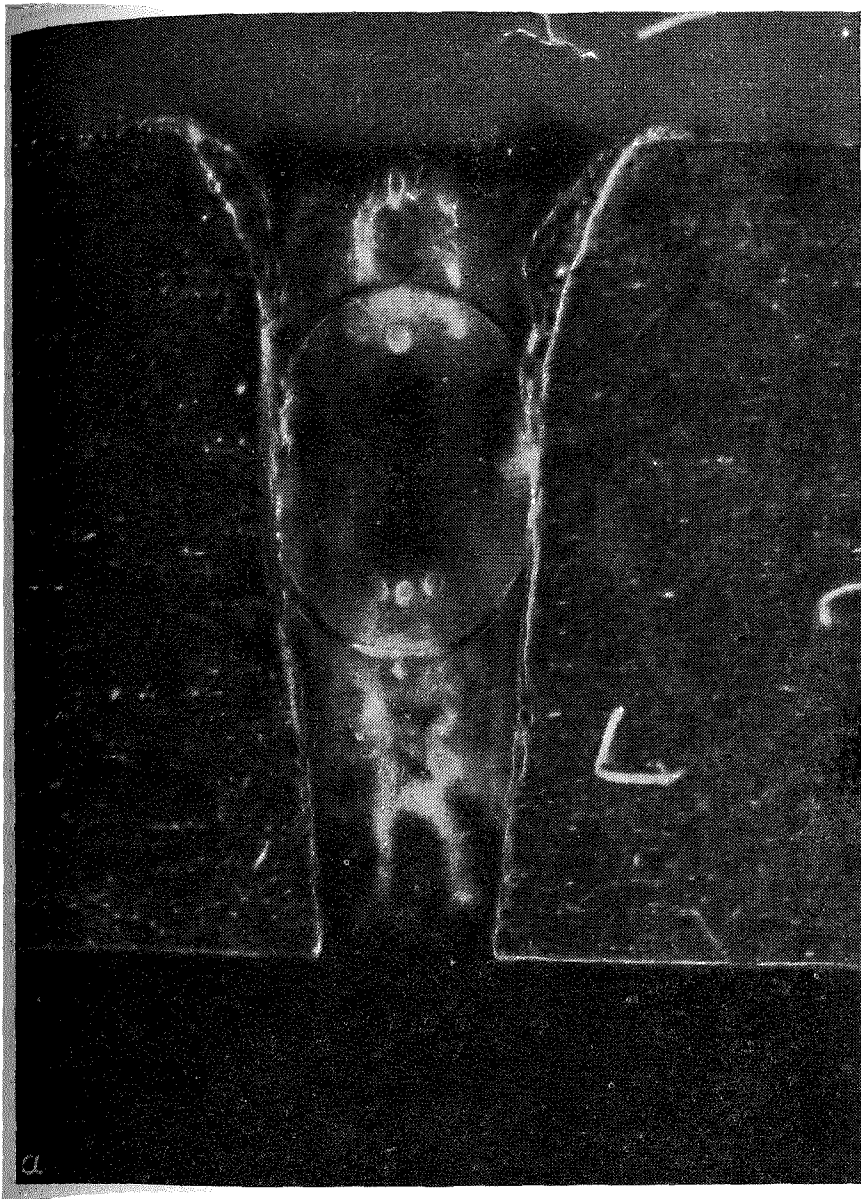
В опытах [50] излучение лазера на неодимовом стекле, работающего в режиме синхронизации мод, поглощалось в размещенной на торце кристаллического бруска металлической фольге. Лазер генерировал серию световых импульсов с длительностью от 10^{-12} до 10^{-11} с. На противоположном торце бруска был укреплен тонкопленочный преобразователь из сульфида кадмия. В выходном сигнале присутствуют отдельные акустические импульсы с временем нарастания менее 0,5 нс, отстоящие друг от друга на 5 нс, что соответствует интервалу между отдельными пикосекундными импульсами. В этом случае величина напряжения растяжения, вызванного воздействием пуга пикосекундных импульсов с полной энергией от 20 до 50 Дж, была достаточна для разрушения пятисантиметрового бруска из плавленого кварца.

3. Металлургические исследования

Представляет интерес внешний вид металлической поверхности после воздействия на нее лазерного луча. Если интенсивность излучения велика, то обычно в результате воздействия образуется кратер. О глубине кратеров, формирующихся в типичных условиях, речь шла выше. В случае миллисекундных лазерных импульсов кратер имеет вид, показанный на фиг. 3.28. На фиг. 3.28а изображено продольное сечение отверстия, сделанного в латуни одиночным импульсом рубинового лазера с энергией 75 Дж. Очень часто диаметр кратера превышает диаметр пятна фокусировки лазерного луча. Типичной формой кратера является конус. В слое вокруг края отверстия структура металла претерпевает изменения. Толщина этого слоя, как правило, очень мала, что свидетельствует о высокой скорости нагрева. Другими словами, зона теплового воздействия очень мала. Типичная величина зоны структурных изменений, окружающей кратер, составляет 10^{-3} — 10^{-2} см [54]. Кроме того, боковая поверхность кратера покрыта тонким слоем затвердевшего расплавленного металла.

На фиг. 3.28б показано входное отверстие кратера, образовавшегося под действием сфокусированного луча неодимового лазера с миллисекундным импульсом. Мишенью служила нержавеющая сталь. Вокруг кратера имеется большое количество застывшего расплавленного металла.

В процессе формирования кратера в нем образуется плотный пар. Жидкий металл вымывается со стенок потоком пара и выбрасывается из кратера. Обычно на краю кратера появляется ободок расплавленного металла.



Фиг. 3.28а.

Отверстие в латунной пластине, образовавшееся одним импульсом рубинового лазера.

Толщина пластины 2,4 мм. Энергия в импульсе 75 Дж. Луч падал сверху, фокусное расстояние линзы 43 мм. По краям отверстия виден затвердевший металл [31].

Форма кратера и ее изменение с увеличением энергии лазерного импульса показаны на фиг. 3.29. Как диаметр, так и глубина кратера возрастают при увеличении энергии. Сквозные отверстия, образованные в металлических образцах, обычно имеют показанную на фиг. 3.29 конусообразную форму.

При облучении металлов миллисекундным лазерным импульсом наблюдалось также упрочнение металла. Твердость углероди-



Фиг. 3.286.

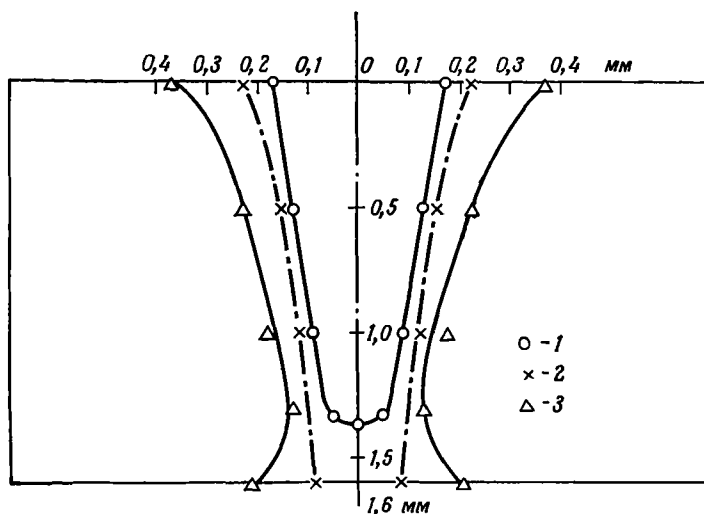
Входное отверстие кратера, образованного в массивной мишени из нержавеющей стали сфокусированным импульсом лазера на неодимовом стекле с энергией 5 Дж.

Диаметр отверстия около 0,4 мм. Вокруг отверстия виден разбрызганный материал.

стой стали увеличивается почти вдвое после облучения рубиновым лазером с энергией 1 Дж в миллисекундном импульсе при фокусировке на площадь около $0,025 \text{ мм}^2$ [55].

Под действием импульсов лазера с модуляцией добротности глубины кратеров, как мы уже видели, уменьшаются, хотя при плотностях потока лазерного излучения около $1,5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ от лазера на неодимовом стекле можно получать кратеры с глубиной до 2 мм [40]. Детальное исследование поверхностей серебра, алюминия, бериллия, меди, свинца и стали, облучаемых импуль-

сами рубинового лазера с модулированной добротностью, проведено в работе [56] с использованием электронной и оптической микроскопии. Результаты указывают на то, что микрократеры с диаметром менее 10 мкм возникают уже на ранней стадии разрушения. Рубиновый лазер с модуляцией добротности генерировал импульсы длительностью около 30 нс с энергией, изменявшейся от 0,07 до 1,0 Дж. При относительно малых энергиях разрушаемая

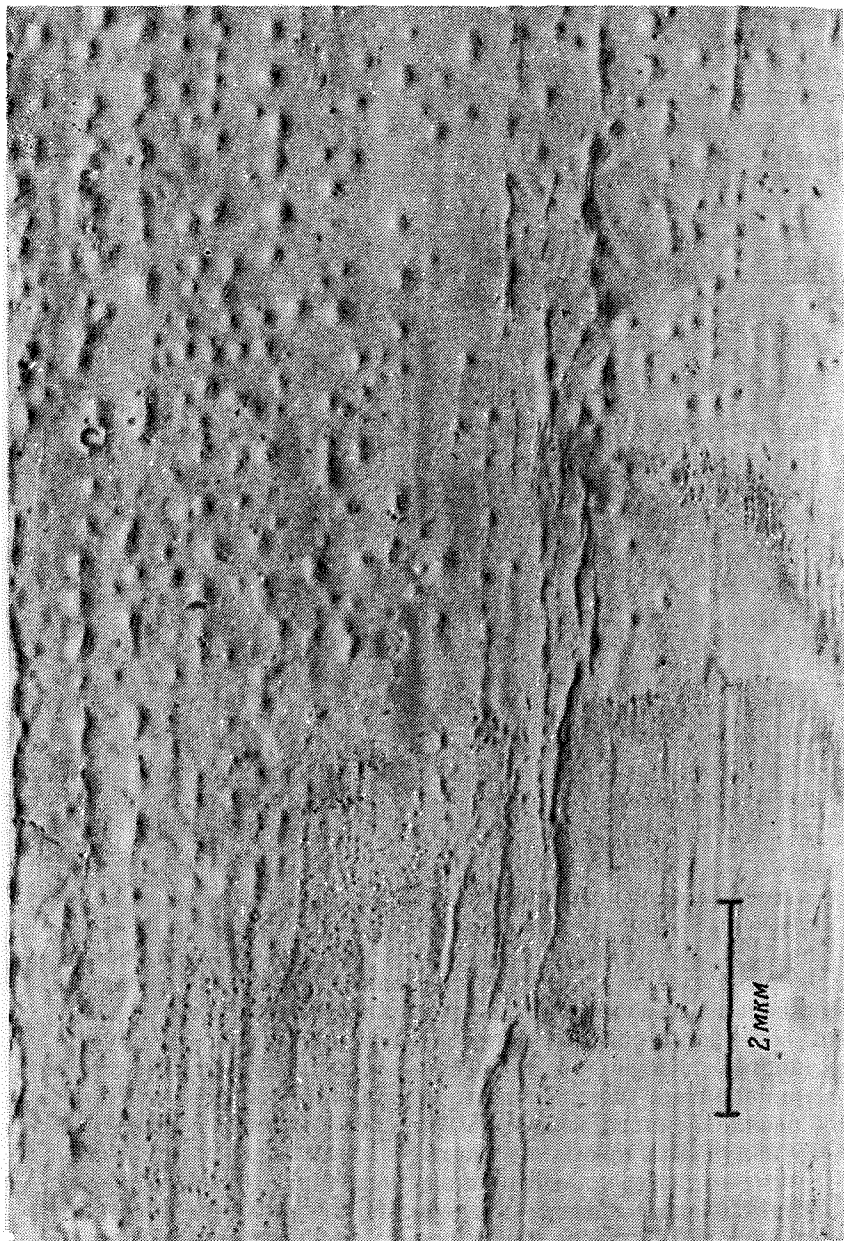


Фиг. 3.29.

Изменение формы кратера в алюминиевой пластине толщиной 1,6 мм при изменении выходной энергии лазера.

Луч рубинового лазера падает сверху. Миллисекундный импульс. Фокусное расстояние линзы 30 мм. 1 — 0,36 Дж; 2 — 1,31 Дж; 4 — 4,25 Дж [30].

площадка имела зонную структуру: расплавленная зона в середине была окружена концентрическим поясом из кратероподобных образований. Диаметр кратера составлял около 10 мкм. С увеличением энергии лазера испарение становилось более интенсивным и увеличивался выброс вещества из расплавленной зоны. В центральной зоне формировался макроскопический кратер. В случае малых энергий лазера на поперечном сечении микрократера видна приподнятая центральная площадка, соответствующая выбросу расплавленного вещества. При более высоких энергиях лазерного излучения начинали формироваться кратеры с размерами 10 мкм, но центральный пик расплавленного материала все еще присутствовал в каждом кратере. При еще более высоких выходных энергиях лазера развивался поверхностный микрократер с углублением в центре и с приподнятым ободком. Даже в мелких кратерах, формирующихся под действием импульсов



Фиг. 3.30.
Образованные лазерным облучением фигуры травления на поверхности образца из О.Ц.К. железа.
На электронномикроскопической фотографии показана область вблизи обода кратера с фигурами травления и виде бугорков внутри нее.
Бугорки несут следы продольной деформации поверхности [57]

лазера с модулированной добротностью, заметно плавление и выщелачивание жидкого вещества.

Фокусировка на металлические поверхности излучения рубинового лазера с модулированной добротностью с пиковой мощностью 6 МВт вызвала возникновение поверхностных кратеров с бугорковой подструктурой и фигурами травления [57—59]. Типичная глубина кратеров составляла около 10 мкм. Фигуры травления схожи с фигурами, образующимися при химическом травлении, и предположительно связаны с дислокациями в образце. На фиг. 3.30 показан пример таких «бугорков» травления на внутренней поверхности кратера в образце из объемноцентрированного кубического железа.

Области теплового травления часто расположены в определенном порядке вдоль направлений кристалла. Подобное упорядочение в расположении микрократеров наблюдали и другие авторы [60, 61]. В этих работах с помощью сканирующего электронного микроскопа получены микрофотографии симметричных микрократеров с размерами порядка 10 мкм, возникающих под действием импульсов рубинового лазера с модулированной добротностью.

В опытах [62] луч импульсного лазера с модуляцией добротности разделялся на два луча, которые затем направлялись под малым углом друг к другу на мишень. При этом пятно разрушения состояло из параллельных гребней, свидетельствующих о плавлении и последующем отвердевании металла. Расположение гребней явно следовало картине синусоидального изменения интенсивности двух интерферирующих лучей. При действии импульсов лазера с модулируемой добротностью на поверхности материала наблюдалось также образование хрупких изломов. Наблюдения с использованием сканирующего электронного микроскопа [63] показали, что при облучении тугоплавких карбидов металлов на их поверхности происходит откол и отслоение тонких прямоугольных пластинок металла.

ЛИТЕРАТУРА

1. «American Institute of Physics Handbook», McGraw-Hill, New York (1957), Section 4.
2. *Carlsaw H. S., Jaeger J. C.*, «Conduction of Heat in Solids», 2nd ed., Ch. 2. Oxford Univ. Press, London and New York, 1959 (см. перевод: Г. Карслоу, Д. Егер, Теплопроводность твердых тел, изд-во «Наука», 1964).
3. *Reedy J. F.*, Journ. Appl. Phys., 36, 462 (1965).
4. *Carlsaw H. S., Jaeger J. C.*, «Conduction of Heat in Solids», 2nd ed., Ch. 10. Oxford Univ. Press, London and New York, 1959 (см. перевод: Г. Карслоу, Д. Егер, Теплопроводность твердых тел, изд-во «Наука», 1964).
5. *Lin T.-P.*, IBM Journ. Res. Develop., 11, 527 (1967).
6. «Handbook of Mathematical Functions», Appl. Math. Series 55, Abramowitz M., Stegun I. A., eds., National Bureau of Standards, Washington D. C. (1966).
7. *Рыжанин Н. Н., Красулин Ю. Л.*, ДАН СССР, 163, 87 (1965).

8. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., ДАН СССР, 165, 349 (1965).
9. Руденко В. Н., Оптика и спектроскопия, 21, 370 (1966).
10. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Макаров Н. И., ДАН СССР, 169, 565 (1966).
11. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Макаров Н. И., ДАН СССР, 174, 824 (1967).
12. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Макаров Н. И., ДАН СССР, 174, 1068 (1967).
13. Ready J. F., Phys. Rev., 137, A620 (1965).
14. Рубанова Г. М., Соколов А. П., ЖТФ, 37, 1677 (1967).
15. Knecht W. L., Proc. IEEE, 54, 692 (1966).
16. Вейко В. П., Кокора А. Н., Либенсон М. П., ДАН СССР, 179, 68 (1968).
17. Kushida T., Jap. Journ. Appl. Phys., 4, 73 (1965).
18. Namba S. et al., Jap. Journ. Appl. Phys., 4, 153 (1965).
19. Рьякин С. М., Салманов В. М., Ярошецкий И. Д., ФТТ, 10, 1022 (1968).
20. Stull D. R., Sinke G. C., Thermodynamic Properties of the Elements, American Chemical Society, Washington D.C., 1956.
21. American Institute of Physics Handbook, Second Edition, McGraw-Hill, New York, 1963.
22. Kaplan R. A., Proc. Nat. Electron. Conf., 20, 929 (1964).
23. Crank J., Quart. Journ. Mech. Appl. Math., 10, 220 (1957).
24. Cohen M. I., Journ. Franklin Inst., 283, 271 (1967).
25. Гречишин Л. И., Минько Л. Я., ЖТФ, 37, 1169 (1967).
26. Брагинский В. Б., Минакова И. И., Руденко В. М., ЖТФ, 37, 1045 (1967).
27. Zavitsanos P. D., GE Rep. R67SD11 (1967); имеется в Bendix Time-of-Flight Mass Spectromet. Symp., 7th, Cincinnati, Ohio (October, 1965).
28. Анисимов С. И. и др., ЖТФ, 36, 1273 (1966).
29. Вейко В. П. и др., ЖТФ, 37, 1920 (1967).
30. Kato T., Yamaguchi T., NEC Research and Development, No. 12, 57 (October, 1968).
31. Gagliano F. P., Lumley R. M., Watkins L. S., Proc. IEEE, 57, 114 (1969).
32. Акимов А. И., Миркин Л. И., ДАН СССР, 183, 562 (1968).
33. Landau H. G., Quart. Journ. Appl. Math., 8, 81 (1950).
34. Chun M. K., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-5, 316 (1969).
35. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н., ЖЭТФ, 52, 966 (1967).
36. Анисимов С. И., ЖЭТФ, 54, 339 (1968).
37. Анисимов С. И., ТВТ, 6, 116 (1968).
38. Уляков П. И., ЖЭТФ, 52, 820 (1967).
39. Аскарьян Г. А., Мороз Е. М., ЖЭТФ, 43, 2349 (1962).
40. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., ЖТФ, 37, 1917 (1967).
41. Weichel H., Avizonis P. V., Appl. Phys. Lett., 9, 334 (1966).
42. David C. et al., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-2, 493 (1966).
43. Бонч-Бруевич А. М. и др., ЖТФ, 38, 851 (1968).
44. Басов Н. Г. и др., ЖТФ, 38, 1973 (1968).
45. White R. M., Journ. Appl. Phys., 34, 2123 (1963).
46. Bruma M., Velghe M., Journ. Phys., 26, 361 (1965).
47. Percival C. M., Journ. Appl. Phys., 38, 5313 (1967).
48. Lee R. E., White R. M., Appl. Phys. Lett., 12, 12 (1968).
49. Bushnell J. C., McCloskey D. J., Journ. Appl. Phys., 39, 5541 (1968).
50. Brienza M. J., DeMaria A. J., Appl. Phys. Lett., 11, 44 (1967).
51. White R. M., Journ. Appl. Phys., 34, 3559 (1963).
52. Bullough R., Gilman J. J., Journ. Appl. Phys., 37, 2283 (1966).
53. Penner S. S., Sharma O. P., Journ. Appl. Phys., 37, 2304 (1966).
54. Вейко В. П. и др., ЖТФ, 37, 1920 (1967).
55. Миркин Л. И., Пилинецкий Н. Ф., ДАН СССР, 172, 580 (1967).
56. Vogel K., Backlund P., Journ. Appl. Phys., 36, 3697 (1965).
57. Murphy R. J., Ritter G. J., Nature, 210, 191 (1966).
58. Murphy J., Ritter G. J., Appl. Phys. Lett., 9, 272 (1966).
59. Ritter G. J., Murphy J., Tydskrif vir Natuurwetenskappe, p. 458 (September 1957).

60. *Bastow T. J., Bowden F. P.*, Nature, **218**, 150 (1968).
61. *Bastow T. J.*, Nature, **222**, 1058 (1969).
62. *Gerritsen H. J., Heller M. E.*, Journ. Appl. Phys., **38**, 2054 (1967).
63. *Bastow T. J., Packer M. E., Gane N.*, Nature, **222**, 27 (1969).
64*. *Головейко А. Г.*, ИФЖ, **15**, 1000 (1968).
65*. *Рубинштейн Л. И.*, Проблема Стефана, изд-во «Звайгзне», Рига, 1967.
66*. *Углов А. А.*, Докт. диссертация, ИМЕТ АН СССР, 1970.
67*. *Рязанцев Ю. С.*, ПММ, **25**, 1143 (1961).
68*. *Зуев И. В., Рыкалин Н. Н., Углов А. А.*, ФХОМ, № 5, 3 (1968).
69*. *Фаннибо А. К.*, Канд. диссертация, МИФИ, 1972.
70*. *Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.*, Действие излучения большой мощности на металлы, изд-во «Наука», 1970.
71*. *Дульнев Г. Н., Ярышев Н. А., Испирян Р. А.*, Тр. ЛИТМО, вып. 31, стр. 5 (1966).
72*. *Батанов В. А., Бункин Ф. В., Прохоров А. М., Федоров В. Б.*, ЖЭТФ, **63**, 586 (1972).
73*. *Пактелеев В. В., Янковский А. А.*, ЖПС, **3**, 350 (1965).
74*. *Ельяшевич М. А., Анисимов С. И., и др.*, «Разрушение металлов под действием излучения ОКГ», Отчет КЭ-14, ИФ АН БССР, Минск, 1963.
75*. *Анисимов С. И., Дмитренко Б. И., Лесков Л. В., Савичев В. В.*, ФХОМ, № 4, 10 (1972).
76*. *Журыков Б. М., Фаннибо А. К., Юрышев Н. Н.*, ПМТФ, № 3, 126 (1968).
77*. *Журыков Б. М., Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Фаннибо А. К.*, ЖТФ, **41**, 1037 (1971).
78*. *Крылов Ю. К.*, Известия вузов, Приборостроение, **11**, 11 (1968).
79*. *Рыкалин Н. Н., Углов А. А.*, ФХОМ, № 2, 33 (1970).
80*. *Рыкалин Н. Н., Углов А. А.*, ТВТ, **9**, № 2 575 (1971).
81*. *Анисимов С. И., Рахматулина А. Х.*, ЖЭТФ, **64**, 869 (1973).
82*. *Metz S. A.*, Appl. Phys. Lett., **22**, 211 (1973).
83*. *Jones E. D.*, Appl. Phys. Lett., **18**, 33 (1971).
84*. *Анисимов С. И.*, ЖЭТФ, **58**, 337 (1970).
85*. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.*, Статистическая физика, изд-во «Наука», 1964.
86*. *Андреев С. И., Вержиковский И. В., Дымищ Ю. И.*, ЖТФ, **40**, 1436 (1970).
87*. *Батанов В. А., Бункин Ф. В., Прохоров А. М., Федоров В. Б.*, ЖЭТФ, **63**, 1210 (1972).
88*. *Виленская Г. Г., Немчинов И. В.*, ДАН СССР, **186**, 1048 (1969).
89*. *Бусурина Л. Н., Волосевич П. П., Леванов Е. И.*, Влияние теплопроводности на взаимодействие монохроматического излучения с веществом, Институт прикладной математики АН СССР, М., 1970.
90*. *Кикоин И. К., Сенченков А. П.*, ФММ, **24**, 843 (1967).
91*. *Hensel F., Franck E. U.*, Rev. Mod. Phys., **40**, 697 (1968).
92*. *Бонч-Бруевич А. М., Балашов Е. И., Гагарин А. П., Захаров А. С., Котылев В. Н., Калабушкин О. И.*, Письма в ЖЭТФ, **17**, 341 (1973).
93*. *Рыкалин Н. Н., Углов А. А.*, Thermophys. Proc. of Heating of Metals by Laser Radiation, USSR Natl. Welding Committee, M., 1972.

Глава 4. ЭМИССИЯ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В предыдущей главе мы провели всестороннее изучение вопроса о применении лазеров для испарения атомов с поверхности мишени. Были описаны методы расчета и результаты измерений количества испаренного с мишени вещества при различных условиях.

Основное внимание при этом уделялось самой мишени и количеству выброшенного материала. Теперь мы перейдем к рассмотрению процессов, происходящих в выброшенном с поверхности веществе.

Этот круг вопросов представляет значительный интерес, поскольку он связан с рядом практических применений в таких областях, как создание электронных и ионных источников и получение плазмы, обладающей необычными свойствами. Материал, выброшенный под действием излучения, состоит как из нейтральных молекул, так и из заряженных частиц — электронов и ионов.

Прежде всего мы рассмотрим эмиссию с точки зрения получения отдельных частиц, а затем опишем более сложные явления, связанные с развитием плазменного облака высокой плотности под воздействием излучения большой интенсивности.

Имеется много различных механизмов эмиссии частиц. В табл. 4.1 перечислены те из них, которые будут обсуждаться в этой главе. Эта таблица предназначена для того, чтобы помочь ориентироваться во множестве физических явлений и механизмов, а также условий, при которых проводилось их изучение.

§ 1. ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Прежде всего рассмотрим явление электронной эмиссии. Исторически оно было первым примером испускания частиц с поверхности, облучаемой светом лазера. Электронная эмиссия осуществляется в условиях, когда разрушение поверхности мало. Термоэлектронная эмиссия может приводить к возникновению больших импульсных электронных токов даже при таких плотностях потока излучения, при которых поверхность не достигает точки плавления.

ТАБЛИЦА 4.1

Сводка явлений, возникающих при эмиссии частиц под действием лазерного излучения

Явление	Основной механизм	Типичный лазер и интенсивность падающего излучения, Вт/см ²	Раздел данной главы
Электронная эмиссия	Термоэмиссия	Рубиновый с миллисекундным импульсом; $10^5 - 10^8$	§ 1, п. 1
		Рубиновый с модуляцией добротности; 10^7	§ 1, п. 2
Электронная эмиссия	Многоквантовый фотоэффект	На неодимовом стекле или на GaAs; 10	§ 1, п. 4
Ионная эмиссия	Термоэмиссия	Рубиновый с модуляцией добротности; 10^7	§ 2, п. 1
Импульсы ионного тока	Токи смещения	Рубиновый с модуляцией добротности; $10^7 - 10^9$	§ 2, п. 2
Образование ионов высокой энергии	Кинетика разлета	Рубиновый с модуляцией добротности; до 10^{11}	§ 2, п. 3
Направленный разлет	Кинетика разлета	Рубиновый с модуляцией добротности; $10^7 - 10^8$	§ 2, п. 4, 5
Эмиссия нейтральных молекул	Тепловая десорбция	Рубиновый с модуляцией добротности; 10^7	§ 3
Образование плазмы	Испарение и термическая ионизация	Рубиновый и на неодимовом стекле с модуляцией добротности; $10^9 - 10^{13}$	§ 4, п. 1
Разлет плазмы с большими скоростями	Нагрев вследствие поглощения лазерного излучения	Рубиновый и на неодимовом стекле с модуляцией добротности; $10^9 - 10^{11}$	§ 4, п. 1, а
Высокие электронные плотности	Тепловая ионизация испаренного вещества	Рубиновый с модуляцией добротности; $10^9 - 10^{10}$	§ 4, п. 1, б
Образование высокоионизованных атомов	Тепловая ионизация испаренного вещества	Рубиновый и на неодимовом стекле с модуляцией добротности; до 10^{11}	§ 4, п. 1, в § 4, п. 1, д
Рентгеновское излучение	Процессы снятия возбуждения в горячей плазме	Рубиновый и на неодимовом стекле с модуляцией добротности. На неодимовом стекле, пикосекундные импульсы; $10^{11} - 10^{13}$	§ 4, п. 1, а

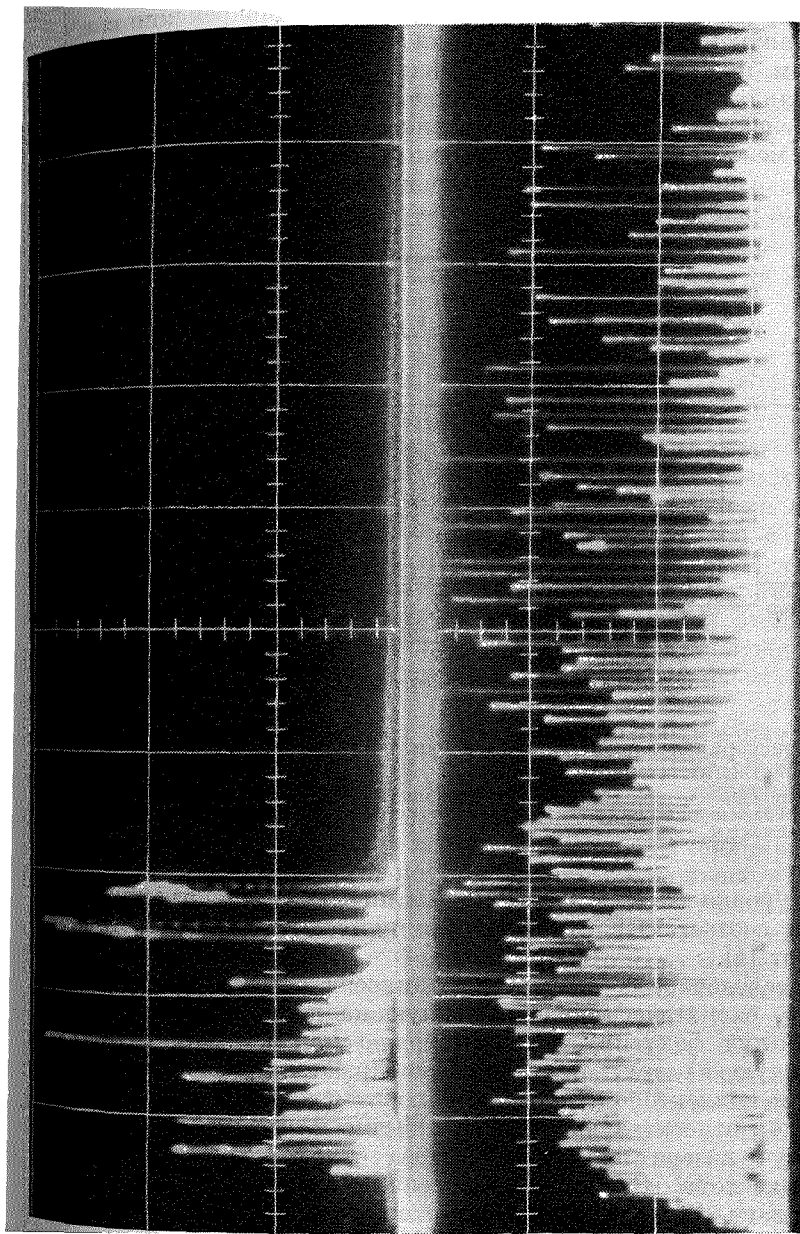
Продолжение табл. 4.1

Явление	Основной механизм	Типичный лазер и интенсивность падающего излучения, Вт/см ²	Раздел данной главы
Собирание зарядов на коллектор	Кинетика расширения плазмы	Рубиновый с модуляцией добротности; 10^8 — 10^{11}	§ 4, п. 1. е
Импульсы давления на мишень	Импульс отдачи выбрасываемого материала	Рубиновый с модуляцией добротности; 10^8 — 10^{11}	§ 4, п. 1. ж
Генерация нейтронов	Термоядерный синтез	На неодимовом стекле с модуляцией добротности и в режиме пикосекундных импульсов; 10^{11} — 10^{13}	§ 4, п. 1. з
Нагревание и разлет плазмы	Обратный тормозной эффект и газодинамика ¹⁾	На неодимовом стекле с модуляцией добротности или с пикосекундным импульсом; 10^{11} — 10^{12}	§ 4, п. 2, а § 4, п. 2, г § 4, п. 2, д
Образование высокотемпературной плазмы	Поглощение света в плазме ¹⁾	Рубиновый с модуляцией добротности; на стекле с неодимом и рубиновым, пикосекундные импульсы; 10^8 — 10^{13}	§ 4, п. 2, б
Электронная эмиссия из диэлектриков	Термоэлектронная эмиссия	Рубиновый с миллисекундным импульсом; 10^9 ; рубиновый с модуляцией добротности; 10^8	§ 5

¹⁾ При интенсивностях порядка 10^{13} Вт/см² и выше обратный тормозной эффект не обеспечивает значительного поглощения света. Основным механизмом в этой области потоков является аномальное поглощение, связанное с параметрическим возбуждением волн в плазме, см. [162, 163].— *Прим ред.*

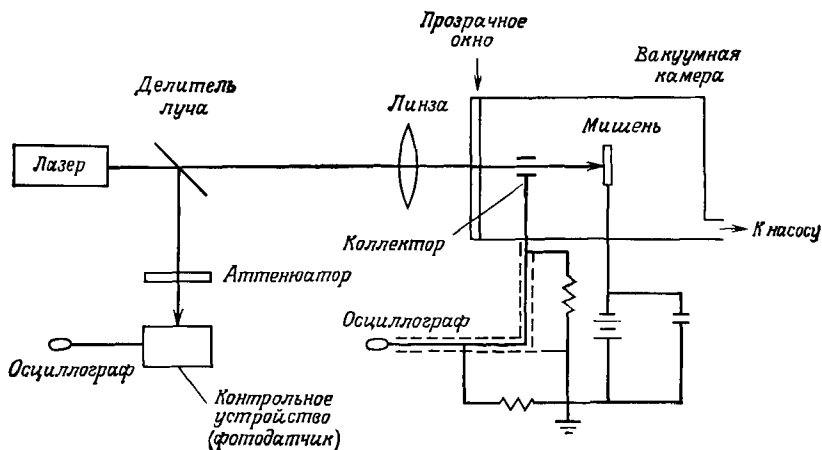
1. Наблюдения с использованием лазеров в режиме миллисекундного импульса

В самых ранних работах [1—3], посвященных электронной эмиссии под действием лазерного излучения, использовались лазеры с миллисекундным импульсом. В работе [1] при действии импульса рубинового лазера с полной длительностью 800 мкс и выходной энергией 1 Дж, сфокусированного на мишень из графита в пятно с размером приблизительно 10^{-3} см², наблюдались импульсы электронного тока, синхронные с пиками лазерного импульса. Типичный выходной импульс лазера и импульс тока показаны на фиг. 4.1. Импульсы электронной эмиссии



Фиг. 4.1.
Осциллограммы, иллюстрирующие эмиссию электронов в результате поглощения излучения рубинового лазера в графитовой мишени.
Верхняя осциллограмма — миллисекундный пиковый импульс рубинового лазера. Верхний осциллограмм — импульс электронной эмиссии на электроде, имеющем положительный потенциал относительно мишени (масштаб 20 мА/см) [1].

были очень короткими и возникали примерно одновременно с лазерными пичками. При использовании лазеров с миллисекундным импульсом и ярко выраженной пиковой структурой имеется почти полная корреляция между пичками лазерного излучения и током электронной эмиссии. Возникает также некоторое соответствие между амплитудами лазерных пичков и амплитудами связанных с ними импульсов электронного тока. Однако некоторые пички электронной эмиссии могут быть значительно выше



Фиг. 4.2.

Типичная экспериментальная установка для наблюдения электронной эмиссии под действием лазерного излучения.

Конкретный прибор для таких измерений может иметь самое различное конструктивное решение. Изображенная схема отражает основные особенности постановки большей части таких экспериментов.

среднего уровня. Относительно малым пичкам лазерного излучения могут соответствовать большие импульсы электронного тока, и наоборот [4].

При исследованиях электронной эмиссии обычно используют установку, схематически изображенную на диаграмме фиг. 4.2. Лазерный луч фокусируется на твердую мишень, помещенную в вакуумную камеру. Электроны собираются расположенным поблизости коллектором, который находится под положительным потенциалом относительно мишени. Обычно из соображений симметрии луч лазера пропускают через открытую центральную часть коллектора. Остаточное давление должно быть порядка 10^{-8} мм рт. ст. Импульсы тока снимаются с нагрузочного сопротивления.

Даже при относительно умеренных мощностях лазерного излучения с облучаемого пятна можно снимать большие токи и в осо-

бенности большие плотности тока. Энергии 0,3 Дж в миллисекундном лазерном импульсе оказывается достаточно для получения на танталовой мишени пиковой величины электронного тока в 10 А. Это соответствует плотности тока приблизительно 10^5 А/см² [5]. На вольфрамовых мишенях наблюдались плотности тока до $2 \cdot 10^4$ А/см² [6].

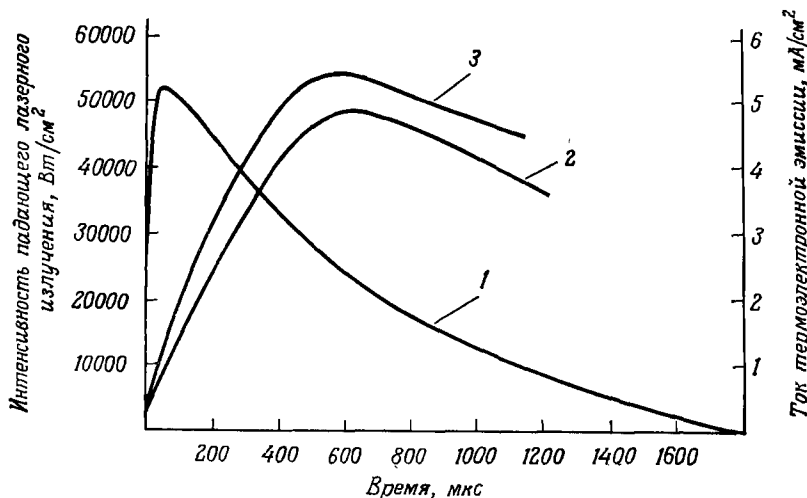
Хотя очень высокая скорость нарастания электронной эмиссии напоминает импульс тока при фотоэлектрическом эффекте, с самого начала было установлено, что наиболее вероятным механизмом испускания электронов является термоэмиссия [1]. Эксперименты, в которых изменяли работу выхода поверхности и энергию фотона в лазерном луче, показали, что импульсы эмиссии не критичны к величине отношения работы выхода к энергии фотона, что имело бы место в случае действия механизма типа двухфотонного фотоэлектрического эффекта. Кроме того, вычисления температуры поверхности в зависимости от времени (в соответствии с методами, описанными в гл. 3, которые учитывают форму импульса, характерную для пикового режима генерации рубинового лазера) показывают, что очень быстрое возрастание температуры поверхности может вызывать наблюдаемую электронную эмиссию [1]. В дальнейшем при облучении твердых тел лазерным лучом была обнаружена и электронная эмиссия, обусловленная многофотонными эффектами, но ее наблюдали в другом режиме генерации лазера. Ниже мы опишем это явление.

Однако доминирующим механизмом возникновения больших плотностей тока при облучении металлических поверхностей лазером с миллисекундным импульсом является нагрев поверхности и термоэмиссия.

В работе [7] с помощью классической теории теплопроводности было рассчитано увеличение температуры поверхности под действием миллисекундного лазерного импульса и проведено сравнение с наблюдаемой величиной электронной эмиссии. В этом эксперименте определение формы лазерного импульса и измерение тока электронной эмиссии осуществлялось с помощью цепей, имеющих такую постоянную времени, что микросекундная пиковая составляющая интегрировалась и в результате получались гладкие импульсы. Временное изменение электронной эмиссии из танталовой мишени показано на фиг. 4.3. Мишень была нагрета электрическим током до температуры примерно 1700 К.

Увеличение температуры под действием лазерного излучения умеренной интенсивности составляло около 230° С; максимальная температура оставалась ниже 2000 К. Поэтому плотности электронного тока малы; для больших интенсивностей лазерного излучения и более высоких температур мишени плотность тока, как отмечалось выше, может быть намного больше.

На фиг. 4.3 показана также расчетная кривая для тока. Она получена из уравнения Ричардсона, которое определяет температурную зависимость электронной эмиссии с поверхности. Температура вычислялась путем численного интегрирования классического уравнения теплопроводности; предполагалось, что излучение равномерно распределено по поверхности полубесконечного



Фиг. 4.3.

Вычисленный и наблюдаемый сигналы электронной эмиссии для мишени из тантала с начальной температурой 1700 К и показанной на рисунке формы лазерного импульса [7].

1 — лазерный импульс, 2 — вычисленный ток эмиссии; 3 — наблюдаемый ток эмиссии

твердого тела, а форма лазерного импульса аппроксимировалась сглаженным выходным сигналом интегрирующей цепочки.

Уравнение Ричардсона, описывающее термоэмиссию, имеет вид

$$j = AT^2 \exp(-\Phi/kT), \quad (4.1)$$

где j — плотность тока, Φ — работа выхода поверхности, T — температура, k — постоянная Больцмана и A — постоянная, для многих металлов равная $60,2 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{град}^2$). Результаты, представленные на фиг. 4.3, показывают, что уравнение Ричардсона

¹⁾ Элементарная теория дает для постоянной A следующее выражение [158]: $A = 4\pi m e k^2 h^{-3} = 120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{град}^2$. Экспериментально измеренные значения A изменяются в очень широких пределах и сильно зависят от состояния поверхности. Для чистых поверхностей пределы изменения A остаются еще достаточно широкими: от $160 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{град}^2$ для цезия до $0,35 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{град}^2$ для окиси циркония. Для серебра, молибдена, тантала и вольфрама $A = 60,2$ [159]. — Прим. ред.

выполняется и эмиссия возникает в результате увеличения температуры поверхности, которое можно вычислить по классической теории теплопроводности.

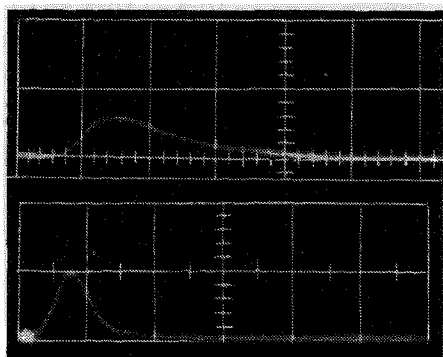
В другом исследовании [8] измерялась плотность электронного тока, вызванного импульсом рубинового лазера с длительностью около 100 мкс и полной энергией 0,2 Дж, сфокусированного на тонкие пленки из различных металлов. Измерялась зависимость плотности электронного тока от выходной мощности лазера. С увеличением выходной мощности от 0,8 до 2,4 кВт плотность электронного тока возрастала приблизительно от 10^{-6} до 10^{-3} А/см². Результаты для всех металлов хорошо описываются простой экспоненциальной зависимостью с одинаковым для всех металлов, кроме золота, показателем. Эмиссия с вольфрамовой мишени, представляющей собой острие с радиусом около 2 мкм, имеет в общем те же характеристики, что и эмиссия с других мишеней под действием миллисекундных импульсов [9].

2. Эксперименты с использованием лазеров с модулированной добротностью

Описанные выше исследования электронной эмиссии проводились с использованием лазеров с миллисекундным импульсом. Чтобы исключить осложнения, связанные с пиковой структурой таких импульсов, при исследовании механизмов электронной эмиссии в работе [10] был использован лазер с модулированной добротностью, генерирующий одиночные импульсы излучения большой мощности. Это позволило провести анализ данных, полученных в условиях высокой плотности потока в коротком одиночном импульсе. Экспериментальная установка была аналогична изображенной на фиг. 4.2. Мишенью служила металлическая пластина. Коллектор был установлен так, что лазерный луч проходил через его центральное отверстие и попадал в центр мишени. Электроны собирались на коллекторе под действием приложенного постоянного электрического поля. Было исследовано влияние на ток величины напряжения, приложенного к коллектору. При относительно низком напряжении на коллекторе и постоянной мощности лазера максимальная эмиссия электронов увеличивалась приблизительно пропорционально напряжению в степени три вторых. Это интерпретировалось как результат влияния пространственного заряда, которое становится несущественным при высоких напряжениях. Когда приложенное напряжение составляло примерно 150 В, все испускаемые электроны собирались на коллекторе.

Максимальная мощность рубинового лазера с модуляцией добротности составляла приблизительно 2 МВт, а полная ширина

импульса на полувысоте была около 50 нс. Измерения проводились при таких плотностях потоков, когда разрушения поверхности не происходило. При плотностях потока излучения ниже 10 МВт/см^2 измеримой электронной эмиссии не возникало. При более высоких плотностях потоков (около 25 МВт/см^2) наблюдались короткие одиночные импульсы тока электронной эмиссии. Максимальные плотности тока с вольфрамовой мишени достигали 490 мА/см^2 . Типичный импульс электронной эмиссии показан на фиг. 4.4 рядом с осциллограммой лазерного импульса.



Фиг. 4.4.

Типичный импульс электронной эмиссии, вызванный импульсом излучения рубинового лазера с модулированной добротностью при мощности 2 Мвт.

Верхняя фотография — электронная эмиссия с вольфрамовой мишени, 1 В/деление, 50 нс/деление. Нижняя фотография — форма лазерного импульса, 50 нс/деление. Фотографии примерно отражают действительное расположение во времени обоих импульсов.

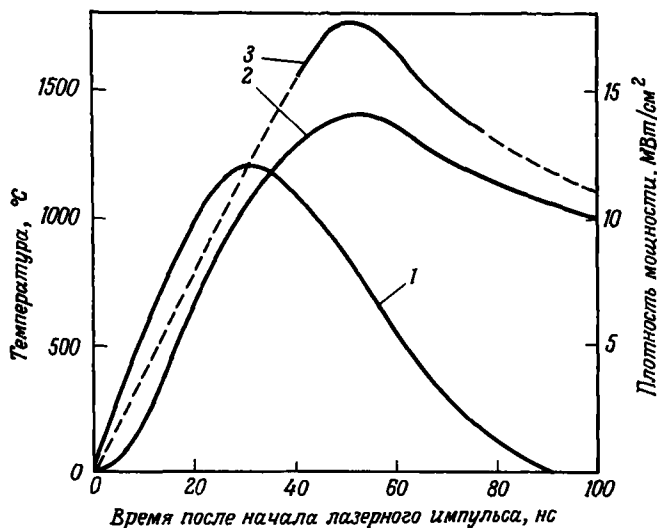
на фиг. 4.4 рядом с осциллограммой лазерного импульса. Эти две осциллограммы приблизительно соответствуют реальному временному расположению импульсов с учетом задержки в кабелях, запаздывания в запуске осциллографов и т. д. Электронная эмиссия возникает спустя примерно 30 нс после начала лазерного импульса и достигает максимальной величины несколько позже максимума лазерного импульса. Это запаздывание служит веским доказательством в пользу нефотозлектрического происхождения электронной эмиссии.

На фиг. 4.5 показана временная зависимость интенсивности падающего лазерного излучения и температуры поверхности

поверхности мишени из торированного вольфрама. Последняя вычислена из экспериментальных данных по электронной эмиссии с использованием уравнения Ричардсона в предположении, что эмиссия является полностью термоэлектронной. На фиг. 4.5 приведена также временная зависимость температуры поверхности, полученная из решения линейного дифференциального уравнения теплопроводности с учетом данной формы лазерного импульса. Имеется хорошее согласие между формами теоретической и экспериментальной кривых. Различие в абсолютных величинах может быть обусловлено неоднородностью плотности потока лазерного излучения. Если луч пространственно неоднороден, то более горячие пятна дают наибольший вклад в электронную эмиссию вследствие нелинейного вида уравнения Ричардсона. По этой причине измеряемая на опыте температура оказывается выше сред-

ней, вычисленной в предположении однородного пространственного распределения.

Временная зависимость электронного тока, вызванного лазерным излучением, а также результаты, приведенные на фиг. 4.5, позволяют сделать вывод, что основной вклад в электронную эмиссию в условиях высокой плотности потока дает термоэлектронный механизм. Многофотонный фотоэлектрический эффект, если он и присутствует, обуславливает лишь небольшую часть тока электронной эмиссии.



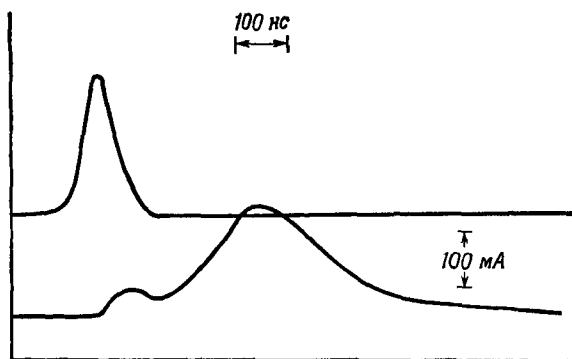
Фиг. 4.5.

Временная зависимость температуры поверхности торированного вольфрама, определенная из измерений электронной эмиссии и вычисленная в соответствии с приведенной формой лазерного импульса [10].

1 — плотность мощности лазерного излучения; 2 — теоретическая зависимость температуры от времени; 3 — экспериментальная кривая.

Многочисленные наблюдения свидетельствуют о том, что электронная эмиссия под действием излучения лазера с модулированной добротностью может иметь сложную временную структуру. Многие авторы наблюдали двойные импульсы [11—16]. Во всех этих исследованиях использовались лазеры с модуляцией добротности. Результаты измерения показывают, что импульсы электронной эмиссии состоят из двух компонент. Первая компонента появляется сразу же после пика лазерного импульса и, вероятно, связана с термоэлектронной эмиссией. Более медленная компонента, которая может запаздывать на время порядка сотен наносекунд относительно пика лазерного импульса, обычно интерпре-

тируется как связанная с плазмой, которая движется со скоростью, определяемой массой ионов. Эти последние импульсы обычно сопровождаются совпадающими с ними по времени импульсами ионного тока и имеют, как правило, большую длительность, чем быстрые электронные импульсы. Они, по-видимому, связаны с испарением материала мишени, который по крайней мере частично ионизован. Первоначально плотное облако пара расширяется. Когда оно становится достаточно разреженным, электроны могут



Фиг. 4.6.

Рисунок с осциллограммы импульса электронной эмиссии, имеющего два пика.

Верхняя кривая — временная развертка импульса лазера с модулированной добротностью, нижняя кривая — электронный ток на коллекторе, расположенном на расстоянии 0,6 см от мишени; коллектор находился под положительным потенциалом 240 В относительно мишени.

отделяться и собираться на коллекторе, к которому приложено соответствующее напряжение. Типичный пример двухкомпонентного импульса показан на фиг. 4.6, где виден первый пик, несколько запаздывающий относительно лазерного импульса, и более длинный пик, запаздывающий приблизительно на 300 нс.

Дальнейшее рассмотрение испарения мишени и связанного с ним образования плазмы будет проведено ниже.

Большинство измерений тока электронной эмиссии под действием лазерного излучения проведены при давлениях порядка 10^{-8} мм рт. ст. В этой области эмиссия не зависит от остаточного давления. При увеличении давления до величин 10^{-5} — 10^{-3} мм рт. ст. электронная эмиссия возрастает. Это означает, что адсорбированные газы оказывают влияние на электронную эмиссию, возникающую под действием излучения лазера [11, 17]¹⁾. Энергия

¹⁾ Адсорбция газов на поверхности металла и ее влияние на электронную эмиссию исследовались методом лазерного зонда в работах [160, 161].—
Прим. ред.

электронов, образующихся при облучении лазером с модуляцией добротности, измерена в работе [12] методом задерживающего потенциала. Эти измерения обнаружили наличие двух энергетических групп эмиттируемых электронов. Одна группа обладает максимальной энергией около 2 эВ, вторая — максимальной энергией приблизительно 14,5 эВ.

В работах [13, 18] наблюдалась эмиссия с обратной стороны металлической фольги, облучаемой лазером. Однако при повторении этого эксперимента электронную эмиссию с обратной поверхности фольг толщиной от 25 до 250 мкм получить не удалось [19].

3. Источники электронов

Для некоторых применений требуются импульсные источники электронов с малой площадью и высокой плотностью тока. Разработке таких источников, в которых используется электронная эмиссия под действием лазерного излучения, посвящено несколько работ [20—22].

Устойчивая эмиссия с большими плотностями электронного тока получена на вольфрамовых и танталовых мишенях с применением аргоновых лазеров [20, 21]. Луч аргонового лазера, генерировавшего периодические импульсы длительностью 12 мкс с пиковой мощностью 20 Вт, фокусировали в пятно с диаметром 15 мкм. Таким способом в течение нескольких часов можно было получать устойчивые импульсы электронного тока до 1 мА с частотой повторения 100 импульсов в секунду. Результаты получены в режиме, когда поверхность не нагревалась выше точки плавления.

При увеличении плотности потока лазерного излучения, падающего на мишень, до значений, при которых происходило разрушение поверхности, наблюдались импульсы электронной эмиссии гораздо большей величины. Амплитуда этих импульсов спадала в течение нескольких минут. Опыты проводили также с мишенями из гексаборида лантана, но они не дали таких же хороших результатов, как мишени из вольфрама и тантала. Эти результаты дают информацию, полезную для конструирования компактных и устойчивых импульсных периодических источников электронов.

В литературе описана также электронная эмиссия с поверхности металлов под действием импульсов излучения CO_2 -лазеров [23]. Сфокусированный луч импульсного CO_2 -лазера, работавшего с частотой повторения 120 Гц, направляли на катод с шероховатой поверхностью, находившийся первоначально при комнатной температуре. Импульсы электронной эмиссии с мишени полностью соответствовали импульсам лазера. Импульсы электронного тока начинались спустя приблизительно 1 мс после начала лазерного

импульса и достигали максимума за несколько сотен микросекунд до максимума лазерного импульса. Было предложено объяснение, состоящее в том, что испарение поверхности и взаимодействие падающего излучения с испаренным веществом уменьшают термоэлектронную эмиссию в середине и в конце лазерного импульса. Это согласуется с наличием видимых следов разрушения поверхности.

При нагревании катода с гладкой поверхностью электронный ток имел постоянную составляющую. Разрушения поверхности не происходило. Импульс электронного тока достигал максимума спустя приблизительно 1,6 мс после пика мощности лазерного излучения. Это согласуется с термоэлектронным механизмом эмиссии.

4. Многофотонная эмиссия

Другой механизм электронной эмиссии с облучаемых лазером поверхностей обусловлен многофотонным фотоэлектрическим эффектом. Он наблюдается в том случае, когда интенсивность падающего лазерного излучения настолько мала, что заметного нагрева поверхности не происходит, а следовательно отсутствует и термоэлектронная эмиссия. Явление заключается в одновременном поглощении двух фотонов в веществе, работа выхода которого больше, чем энергия одного, но меньше, чем энергия двух лазерных квантов. Электрон, поглощающий одновременно два кванта, приобретает энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера, характеризующегося работой выхода, и вылетает из вещества. Условия, при которых можно наблюдать это явление, являются довольно жесткими, и возникающий ток достаточно мал. На фиг. 4.7 приведены результаты исследования эмиссии с поверхности Cs_3Sb , имеющей работу выхода около 2 эВ, при облучении светом лазера на неодимовом стекле с энергией кванта 1,17 эВ [24]. Фотоэлектрический ток представлен как функция интенсивности света в лазерном импульсе, падающем на поверхность. Зависимость представляет собой прямую линию с тангенсом угла наклона, равным 2, что свидетельствует о двухквантовом механизме фотоэмиссии.

Наблюдения проводились в условиях очень низкой температуры поверхности, при которой термоэлектронная эмиссия не возникает.

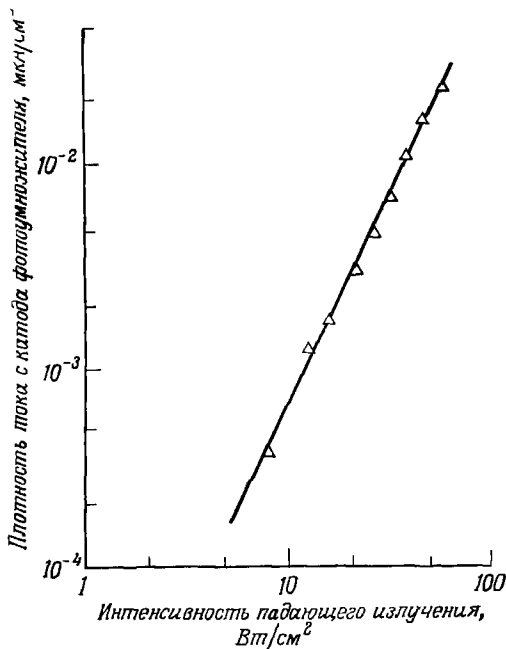
В другой работе [25] двухфотонная фотоэмиссия наблюдалась при облучении поверхности металлического натрия с работой выхода 1,95 эВ светом от полупроводникового лазера на арсениде галлия (энергия квантов излучения 1,48 эВ). Двухфотонная эмиссия была обнаружена также на полупроводнике K_3Sb [26].

Было проведено изучение многих других аспектов двухфотонного фотоэффекта под действием лазеров. Исследовались объемный эффект в металлическом натрии [27], фотоэффект с поверхности серебра [28], зависимость фототока от направления поляризации лазерного луча [29] и влияние почти касательного падения луча на поверхность [30].

В металлах и полупроводниках наблюдался также трехфотонный фотоэффект [31, 32]. Для возникновения фотоэмиссии из золота (работа выхода 4,8 эВ) требуется одновременное поглощение трех квантов излучения рубинового лазера с энергией 1,78 эВ [31]. При изменении мощности лазера фототок возрастает как третья степень интенсивности падающего света, что прямо указывает на наличие трехфотонного эффекта [31, 32]. В работах [33—35] выполнены теоретические расчеты величины тока при двухфотонном фотоэффекте под действием лазера¹⁾. Для тока I , вызванного двухфотонным фотоэффектом, получено следующее теоретическое выражение (в единицах СГС) [33]:

$$I = 5,60 \cdot 10^{21} \frac{e^5 h^{1/2}}{m^{5/2} c^{11/2}} N F^2 \lambda^{7/2} \times \\ \times (2 - B/A)^{5/2} [(1 + 2A)^{1/2} - (2A - B)^{1/2}] \times \\ \times \{[(1 + 2A)^{1/2} - 2(1 + A)^{1/2}]^2 + [(B - A)^{1/2} - A^{1/2}]^2\} \times \\ \times [(1 + 2A)^{1/2} + (2 + B - 2A)^{1/2}]^{-1}. \quad (4.2)$$

¹⁾ В цитированных работах расчет основан на теории возмущений и проведен только для двухфотонного фотоэффекта. Когда число квантов велико, расчет по теории возмущений становится неэффективным. Удобный приближенный метод для этого случая предложен в работе [162] и применен для вычисления тока многоквантовой фотоэмиссии в работе [163]. Очень близкая задача о рождении электронно-дырочной пары в полупроводнике в переменном электрическом поле решена в работе [164].—Прим. ред.



Фиг. 4.7.

Измеренный электронный ток с мишени из Cs_3Sb , обусловленный двухфотонным фотоэлектрическим эффектом [24].

Здесь $B = \varphi/E_f$, $A = hc/\lambda E_f$, φ — работа выхода материала, E_f — его энергия Ферми, N — плотность свободных электронов, λ — длина световой волны, F — плотность потока фотонов, c — скорость света, m — масса электрона, e — заряд электрона и h — постоянная Планка. Если провести вычисления для торированного вольтфрама с $\varphi = 2,8$ эВ и $E_f = 5,8$ эВ, то при интенсивности падающего излучения рубинового лазера 20 МВт/см² вычисленная плотность фототока будет составлять 25 мА/см². Сравним эту величину с током термоэлектронной эмиссии, соответствующим тому же лазерному импульсу. Используя соотношение (3.7) для температуры T на поверхности полубесконечного твердого тела

$$T = (2F/K)(\kappa t/\pi)^{1/2}, \quad (4.3)$$

где F — интенсивность падающего лазерного излучения, t — длительность импульса, K и κ — соответственно теплопроводность и температуропроводность, к концу импульса длительностью 30 мс получаем приращение температуры 1920°C (или 2200 К). Уравнение Ричардсона дает для плотности тока значение 364 А/см². Таким образом, при этих условиях ток, возникающий вследствие двухфотонного фотоэффекта, невозможно было бы обнаружить на фоне тока термоэлектронной эмиссии. Поэтому ясно, что исследование двухфотонного фотоэффекта следует проводить при таких условиях, когда термоэлектронный ток мал. Это реализуется в следующих двух случаях.

1. Длительность импульса очень мала, так что полная поглощенная энергия, а следовательно, и увеличение температуры незначительны. Такие условия осуществляются в режиме пикосекундных импульсов, но в этом режиме исследования двухфотонного фотоэффекта до сих пор не проводились ¹⁾.

2. Интенсивность падающего лазерного излучения относительно мала. По форме уравнений видно, что термоэмиссионный ток экспоненциально уменьшается при понижении интенсивности падающего лазерного излучения, тогда как фототок, обусловленный двухфотонным процессом, уменьшается как квадрат интенсивности, поэтому при некоторой лазерной интенсивности фототок должен быть больше термотока. На опыте это происходит при таких уровнях интенсивности, когда фототок еще доступен наблю-

¹⁾ Многоквантовый фотоэлектрический эффект под действием пикосекундных лазерных импульсов экспериментально исследован в работах [165, 166]. Вопрос о конкуренции между термоэмиссией и фотоэмиссией при уменьшении длительности лазерного импульса рассмотрен в работе [167]. Расчет тока термоэлектронной эмиссии в случае пикосекундных импульсов проведен в работе [168]. Там показано, в частности, что при ультракоротких импульсах сильно уменьшается запаздывание термоэмиссии относительно лазерного импульса, и способ разделения фото- и термотоков по их различной зависимости от времени становится малоэффективным. — *Прим. ред.*

дению. Это и есть тот самый диапазон, в котором были выполнены описанные выше исследования.

Нелинейный фотоэффект можно отделить от термоэлектронных эффектов путем измерения времени задержки между максимумом лазерного импульса и максимумом вызванного им электронного импульса [36]. В случае пелинейного фотоэффекта временная задержка отсутствует, тогда как импульс тока термоэлектронной эмиссии запаздывает на несколько наносекунд. Время запаздывания импульса электронного тока относительно максимума лазерного импульса в зависимости от плотности потока излучения было измерено в работе [36] для мишени из золота при импульсе рубинового лазера длительностью 20 нс. Получен следующий результат. Существует пороговая плотность потока, равная примерно $0,4 \text{ МВт/см}^2$, ниже которой эмиссионный ток устанавливается мгновенно и обусловлен, по-видимому, двухфотонным фотоэффектом. При плотностях потока выше $0,4 \text{ МВт/см}^2$ электронная эмиссия обнаруживает заметное запаздывание и связана в основном с термоэмиссионными эффектами.

§ 2. ПОЛУЧЕНИЕ ИОНОВ

1. Термоионная эмиссия

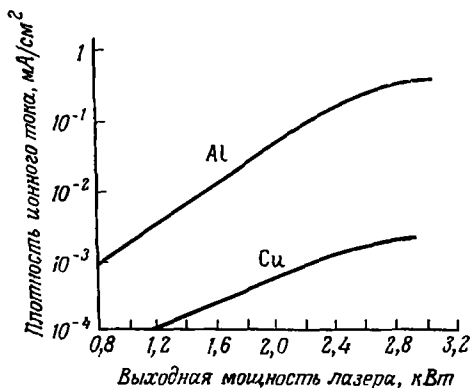
Термоэмиссия положительных ионов с нагретых металлических поверхностей была обнаружена давно [37, 38]. Образец, нагретый до температуры порядка 2000 К и выше, будет испускать ионы веществ, присутствующих на поверхности в качестве примесей, а также ионы самого металла. Лазерный нагрев вызывает точно такую же эмиссию положительных ионов. Количественные измерения ионной эмиссии с поверхности тантала и германия показывают, что отдельные импульсы тока положительных ионов длительностью от 0,1 до 1 мкс, возникающие под действием миллисекундного лазерного импульса с энергией порядка 0,3 Дж, сфокусированного в пятно площадью около 10^{-4} см^2 , совпадают по времени с лазерными пачками [5]. Ионный ток с поверхности тантала составлял около 0,1 А, а с поверхности германия — около 0,01 А. Полное количество образующихся ионов было равно $2 \cdot 10^{14}$ и $5 \cdot 10^{12}$ соответственно для тантала и германия. Измерения производились с помощью простой двухэлектродной электрической цепи, аналогичной показанной на фиг. 4.2. Отличие заключалось в том, что полярность напряжения, приложенного к коллектору, была обратной. Такая схема типична для экспериментальных установок, предназначенных для изучения ионной эмиссии.

Наблюдение эмиссии положительных ионов было проведено также в работах [8, 14, 16, 39] с использованием простого метода

сбора зарядов с помощью коллектора. Эти измерения дают возможность определить экспериментальные зависимости плотности ионного тока от выходной мощности лазера. Ионный ток j_+ можно оценить из уравнения Ричардсона — Смита [37]:

$$j_+ = A_p T^2 \exp(-\Phi_p/kT), \quad (4.4)$$

где A_p — константа, Φ_p — работа выхода положительного иона, T — температура и k — постоянная Больцмана. Это уравнение



Фиг. 4.8.

Зависимость плотности тока положительных ионов от выходной мощности рубинового лазера, работающего в режиме миллисекундного импульса при наличии фокусировки [8].

ионизации и Φ — работа выхода электрона. Величину Φ_0 можно приближенно получить из рассмотрения кинетики испарения вещества. Ионизационный потенциал и работа выхода электрона обычно известны.

На фиг. 4.8 показаны результаты измерения зависимости плотности ионного тока от мощности выходного излучения лазера для мишеней из алюминия и меди [8]. Условия опыта: миллисекундный лазерный импульс; площадь фокусировки 0,017 см²; металлическая мишень помещалась в вакууме. Использование этих результатов вместе с данными по измерению тока термоэлектронной эмиссии при тех же условиях дает эффективные величины работы выхода положительных ионов для алюминия и меди 5,3 эВ и 7,25 эВ соответственно. Если воспользоваться равенством (4.5), подставив известные значения параметров, то получатся значения Φ_p , равные 5,7 эВ и 6,7 эВ для алюминия и меди соответственно. Описанные выше измерения проводились в условиях, когда эмиссия имела термоионное происхождение.

описывает тепловую эмиссию положительных ионов с металлической поверхности. Работу выхода положительных ионов можно приблизительно оценить из следующего эвристического рассмотрения. Если положительный ион и электрон раздельно удалить из вещества, то затрачиваемая энергия равна той, которая требуется для удаления на бесконечность нейтрального атома с его последующей ионизацией. Это приводит к соотношению

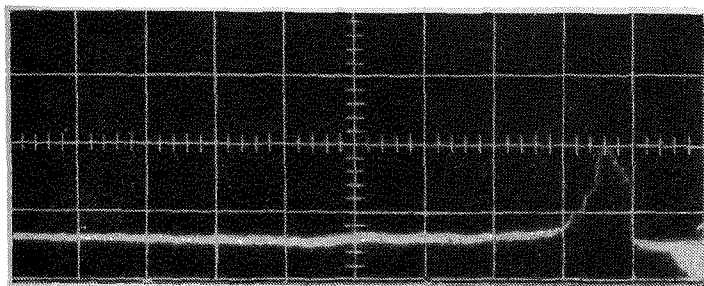
$$\Phi_p + \Phi = I + \Phi_0. \quad (4.5)$$

Здесь Φ_0 — энергия, требуемая для удаления нейтральной молекулы, I — потенциал

Термоэмиссия ионов обычно описывается так называемым уравнением Лэнгмюра — Саха [40]:

$$i_+/i_0 = (g_+/g_0) \exp [(\varphi - I)/kT], \quad (4.6)$$

где i_+ и i_0 — соответственно потоки положительных ионов и нейтралов с поверхности, имеющей температуру T , а g_+ и g_0 — статистические веса иона и нейтрала соответственно. Уравнение Лэнгмюра — Саха описывает температурную зависимость степени ионизации вещества, уходящего с поверхности. Поскольку $I > \varphi$,



Фиг. 4.9.

Эмиссия положительных ионов с поверхности вольфрамовой мишени под действием луча рубинового лазера с модулированной добротностью мощностью 6 МВт.

Время течет справа налево, цена деления 100 нс; масштаб по вертикали 2 В-деление.

то доля ионизованных частиц быстро возрастает при увеличении температуры. Это уравнение было получено для равновесных условий¹⁾, однако его часто применяют к неравновесному случаю вылета вещества с металлической поверхности при лазерном нагреве. При таких обстоятельствах уравнение Лэнгмюра — Саха следует применять с некоторой осторожностью. В одной из работ [5] использование уравнения Лэнгмюра — Саха для оценки температуры хромистой стали, которую облучали сфокусированным лучом лазера с миллисекундным импульсом, привело к значению 7200 К. Такая оценка вызывает сомнение.

При использовании лазеров с модуляцией добротности ионная эмиссия имеет вид короткого одиночного импульса. Типичный импульс ионного тока, вызванного воздействием импульса лазера с модулированной добротностью, показан на фиг. 4.9. Для наблюдения использовалась простая двухэлектродная система; напряжение на ионном коллекторе составляло 1000 В, мишень и коллектор были разделены расстоянием 1,5 см. Условия опыта: импульс рубинового лазера имел длительность 80 нс при мощности

¹⁾ Простой вывод имеется в работе [41].

6 МВт; луч фокусировался на площадку примерно $0,08 \text{ см}^2$ на вольфрамовой мишени. Полная длительность импульса тока на ионном коллекторе составляла около 100 пс. Ионный ток на коллекторе соответствовал плотности тока с облучаемого пятна, приблизительно равной 750 мА/см^2 . Эта величина, согласно уравнению Ричардсона — Смита, соответствует температуре поверхности около 5300 К.

Из уравнения (3.7), в котором учтен коэффициент отражения R света от поверхности, имеем

$$T = [2(1 - R)F/K](\kappa t/\pi)^{1/2}. \quad (4.7)$$

Подставляя значение коэффициента отражения R для вольфрама на длине волны 6943 \AA , равное примерно 0,5 [42], получаем приращение температуры 5800° С .

Согласие является достаточно хорошим, если учесть, что на опыте изучается нестационарный процесс. В этом эксперименте температура не превышала температуру кипения; плотность потока лазерного излучения была слишком мала для образования кратеров на поверхности.

В целом измерения ионной эмиссии под действием лазера при интенсивностях падающего излучения порядка нескольких десятков мегаватт на квадратный сантиметр свидетельствуют о наличии коротких импульсов ионного тока, текущего от облучаемой мишени к коллектору. Предположение о том, что ток, возможно, обусловлен электронами, вылетающими с коллектора, опровергается опытами с использованием магнитных полей. Измерения при этих условиях указывают на термоэмиссионную природу ионного тока.

2. Интерпретация формы импульсов ионного тока

Для измерений эмиссии ионов под действием лазерного излучения часто используют двухэлектродную конфигурацию, в которой ионы притягиваются к коллектору под действием напряжения, приложенного между ним и мишенью. Это напряжение достаточно велико, так что пространственный заряд не играет роли и на коллектор собираются все испущенные ионы. Собранный заряд измеряют на нагрузочном сопротивлении, через которое заземлен коллектор. Типичная схема такой экспериментальной установки показана на фиг. 4.2.

Все обсуждаемые в этом разделе результаты получены на установках типа изображенной на фиг. 4.2. Следует также отметить, что эти данные получены в ситуациях, когда полная величина заряда относительно мала. Другими словами, плотная плазма не образуется. Все ионы могут быть вытянуты приложенным к коллектору напряжением как отдельные заряженные частицы.

Кроме того, интенсивность лазерного излучения относительно мала, так что заметного испарения поверхности не происходит, и все ионы, как положительные, так и отрицательные, возникают в результате термоэмиссии с нагреваемой поверхности. В этих условиях при помощи лазера с модулированной добротностью получают импульсы тока положительных ионов типа показанных на фиг. 4.9.

Когда электроны собираются с помощью двухэлектродной системы подходящего размера, время их пролета от мишени до коллектора мало. Как правило, оно меньше времени разрешения измерительной цепи. Однако время пролета ионов может и не быть пренебрежимо малым. Это приводит к возможности измерений времени пролета, которые мы обсудим ниже. Отсюда следует также, что на форму импульса ионного тока могут оказывать влияние токи смещения.

В работе [43] было указано, что при интерпретации формы импульсов ионного тока, получаемых в любом двухэлектродном устройстве, следует проявлять осторожность. Обычно импульс ионного тока запаздывает относительно лазерного импульса на некоторое время. Если рассмотреть движение группы положительно заряженных ионов от мишени к коллектору при наличии на нем собирающего потенциала, то можно показать, что время пролета ионов равно времени нарастания ионного тока, наводимого во внешней цепи.

Если положительный заряд движется через межэлектродный промежуток, то ток во внешней цепи появляется в тот момент, когда заряд покидает анод, и возрастает до максимальной величины в момент, когда заряд начинает приближаться к катоду. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим движение заряда в направлении оси x , которое совпадает с направлением от анода к катоду. Катод расположен в точке $x = d$. Заряд, находящийся в точке x в момент времени t , был испущен ранее, в момент времени $[t - (2mx/eE)^{1/2}]$, где m и e — масса и заряд иона соответственно, а E — приложенное поле. Рассмотрим случай короткого прямоугольного импульса тока на аноде с плотностью тока J_0 и длительностью t_p . Плотность тока внутри промежутка дается соотношениями

$$\begin{aligned} J(x, t) &= J_0; & 0 \leq t - (2mx/eE)^{1/2} \leq t_p, \\ J(x, t) &= 0; & t < (2mx/eE)^{1/2}, \\ & & \text{или } t > t_p + (2mx/eE)^{1/2}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Это выражение описывает конвективный ток, т. е. движение реального заряда в промежутке между электродами. Вследствие влияния токов смещения он не равен току во внешней цепи.

Чтобы найти соотношение, связывающее конвективный ток с внешними токами, которые наводятся в измерительных цепях, рассмотрим две параллельные пластины, разделенные расстоянием d , между которыми приложено поле E . Если поместить заряд q в точку $x = 0$, то работа dw , совершаемая при перемещении его на расстояние dx , есть

$$dw = qE dx. \quad (4.9)$$

Эта работа должна быть равна изменению энергии конденсатора $-\delta(VQ)$, где V — полное напряжение, Q — полный заряд:

$$qE dx = -\delta(VQ) = -V\delta Q = -E d\delta Q. \quad (4.10)$$

Следовательно, ток i , текущий по проводнику, равен

$$i = dQ/dt = (-q/d) dx/dt, \quad (4.11)$$

или

$$i(t) = (-q/d) v(t), \quad (4.12)$$

где $v(t)$ — скорость заряда. Если теперь вместо одиночного заряда мы рассмотрим импульс тока вида $J(0, t')$ при $x = 0$, то добавочный заряд, испускаемый за промежуток времени от t' до $t' + dt'$, можно найти из (4.12). Приращение тока, соответствующее этому заряду, равно

$$\delta i(t) = [-\delta q(t')/d] v(t - t'), \quad (4.13)$$

где $\delta q(t') = J(0, t') A dt'$, A — поперечное сечение, через которое течет ток. Таким образом,

$$\delta i(t) = (-A/d) J(0, t') v(t - t') dt'. \quad (4.14)$$

Прежде чем произвести интегрирование, напомним, что мы рассматривали работу по перемещению заряда, который еще не достиг электрода в точке $x = d$. Если t_d — время пролета через промежуток, то в качестве нижнего предела интегрирования принимаем $\max(0, t - t_d)$:

$$i(t) = (-A/d) \int_{\max(0, t-t_d)}^t J(0, t') v(t-t') dt'. \quad (4.15)$$

Предположим теперь, что время t_d пролета ионов через промежуток меньше длительности импульса эмиссии, т. е.

$$t_d = (2md/eE)^{1/2} < t_p, \quad (4.16)$$

что является разумным допущением для представляющих интерес случаев. Тогда для $t < t_d$ из (4.15) и (4.8) имеем

$$\begin{aligned} i(t) &= \frac{-AJ_0}{d} \int_0^t v(t-t') dt' = \\ &= \frac{-AJ_0}{d} \frac{eE}{m} \int_0^t (t-t') dt' = (-AJ_0/d)(eE/m)t^2/2. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Для $t_p \geq t \geq t_d$

$$i(t) = \frac{-AJ_0}{d} \frac{eE}{m} \int_{t-t_d}^t (t-t') dt' = \frac{-AJ_0 eE}{dm} \frac{t_d^2}{2}. \quad (4.18)$$

Для $t \geq t_p > t_d$

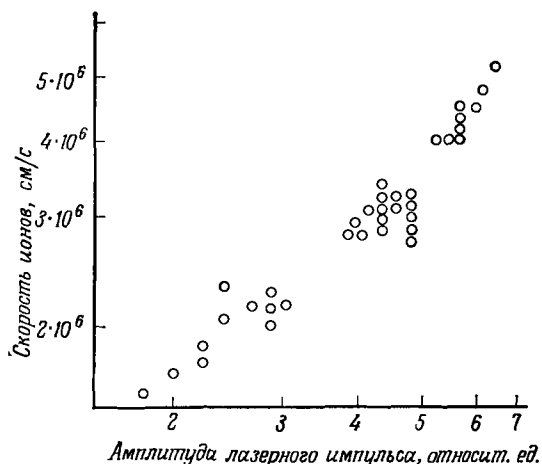
$$\begin{aligned} i(t) &= \frac{-AJ_0}{d} \frac{eE}{m} \int_{t-t_d}^{t_p} (t-t') dt' = \\ &= \frac{-AJ_0 eE}{dm} \left(tt_p - \frac{t^2}{2} - \frac{t_p^2}{2} + \frac{t_d^2}{2} \right). \end{aligned} \quad (4.19)$$

Таким образом, ток во внешней цепи начинает течь в момент $t = 0$, т. е. еще до того, как каждый заряд фактически достигает коллектора. Ток становится максимальным в момент t_d , когда заряды начинают достигать коллектора, и остается неизменным вплоть до момента $t = t_p$. Затем ток уменьшается и обращается в нуль при $t = t_p + t_d$. Таким образом, ток во внешней цепи не воспроизводит в точности импульса тока эмиссии. Разумеется, интеграл от тока во внешней цепи должен быть равен полному заряду, испущенному мишенью.

Если такой же анализ провести для более сложной формы импульса эмиссии, характерной для реальных импульсов, используя при этом уравнение непрерывности, то результат оказывается аналогичным: как только мишень начинает испускать заряды, ток во внешней цепи начинает увеличиваться, возрастая до максимальной величины, когда первые ионы достигают коллектора, и затем спадает [43]. Этот анализ был выполнен для случая, когда начальная скорость ионов равна нулю, но он применим также, если ионы первоначально имеют составляющую скорости в направлении коллектора. Вследствие очень короткого времени пролета электронов в типичной системе форма импульса электронного тока с большей точностью воспроизводит форму импульса эмиссии. Интерпретация формы импульсов ионного тока, регистрируемых с помощью простой двухэлектродной системы, должна проводиться в свете изложенных здесь соображений.

3. Измерения энергии ионов

Времяпролетные измерения энергии ионов, образующихся под действием излучения лазеров с модулированной добротностью, часто производят, определяя время пролета в двухэлектродной системе с малым напряжением на коллекторе. Измерения [44, 45] показали, что имеются ионы с высокой энергией, порядка 1000 эВ. Лазер, использовавшийся в этих экспериментах, генерировал энергию около 0,2 Дж в импульсе длительностью 40 нс, площадь фокального пятна составляла приблизительно 10^{-3} см². Энергия ионов рассчитывалась по времени пролета отрезка длиной



Ф и г. 4.10.

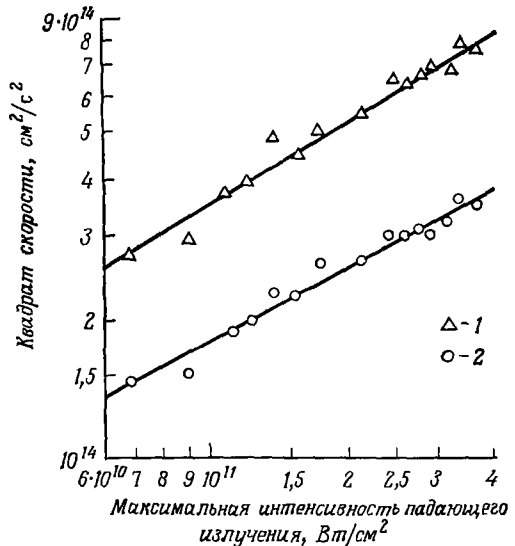
Скорость ионов магния как функция выходной мощности лазера с модулированной добротностью [46].

4,3 см. Измерения времени пролета, проведенные для ряда веществ, дали значения в пределах от 0,5 мкс для углерода до 1,2 мкс для свинца. Оцененная по этим измерениям энергия ионов составила около 1000 эВ, что является неожиданно высокой величиной, если принять во внимание, что ионы возникают при поглощении фотонов с энергиями порядка 1,78 эВ. Кажется маловероятным, чтобы многофотонные эффекты (одновременное поглощение сотен фотонов одним ионом) могли объяснить эти явления. Следует заметить, что при использовавшихся интенсивностях лазерного излучения ($5 \cdot 10^9$ Вт/см²) мишени частично испарялись. Мишени из алюминиевой фольги толщиной около 0,07 мкм прожигались лазерным импульсом насквозь. В таких условиях прихо-

дится уже не просто иметь дело с термоэмиссией ионов, а принимать также во внимание плазменные явления.

Из опубликованных данных не ясно, какая именно часть импульса ионного тока использовалась для оценки энергии ионов. Максимум тока положительных ионов в действительности соответствует моменту времени, когда первые ионы достигают коллектора, а регистрируемый ток обычно появляется еще до того, как ионы приходят на коллектор. Если упомянутые времена соответствуют началу подъема на осциллограмме, то они представляют собой заниженную оценку времени пролета, и, таким образом, оценка энергии ионов завышена. Чтобы получить более правильную величину для времени прихода переднего края ионного облака на коллектор, на который подано отрицательное смещение, следует исходить из времени, соответствующего максимуму измеряемого тока. Тем не менее эти измерения показывают, что при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью возникают ионы с энергиями порядка сотен электронвольт.

Связь между энергией ионов, образующихся под действием лазерного излучения, и выходной мощностью лазера изучалась в работах [46, 47]. Скорость ионов в зависимости от мощности лазера показана на фиг. 4.10. В качестве коллектора в этих измерениях использовался электронный умножитель. Это позволило получать импульсы, форма которых точно воспроизводит форму ионного тока, приходящего на умножитель. Электроны испускаются катодом умножителя только тогда, когда ион непосредственно ударяется о катод. Такой приемник не подвержен влиянию токов смещения. Результаты измерения дают скорости ионов порядка $6 \cdot 10^6$ см/с для мишени из магния, что соответствует



Фиг. 4.11.

Зависимость квадрата скорости v ионов углерода от максимальной интенсивности излучения рубинового лазера с модулированной добротностью [48].

1 — максимальная величина v^2 ; 2 — среднее значение v^2 .

кинетической энергии, превышающей 400 эВ. Скорости ионов увеличиваются с ростом мощности лазера.

Похожие результаты получили авторы работы [48] при измерении энергетического распределения ионов. В работе измерялась относительная плотность ионов в точке, удаленной на расстояние 40 см от мишени, как функция времени прохождения через точку измерения. Фотоумножитель регистрировал оптическое излучение, испускаемое единицей объема пролетающего вещества. Типичный результат представлен на фиг. 4.11, где показана зависимость квадрата скорости ионов углерода от максимальной интенсивности излучения рубинового лазера с модулированной добротностью. Максимальные значения в правой части графика соответствуют энергиям ионов около 5000 эВ. Средняя квадратичная скорость ионов увеличивается приблизительно пропорционально квадратному корню из максимальной величины плотности потока лазерного излучения для материалов с малым атомным весом и пропорционально плотности потока в степени приблизительно 0,33 для веществ с большими атомными весами. Средняя кинетическая энергия ионов достигала 2000 эВ.

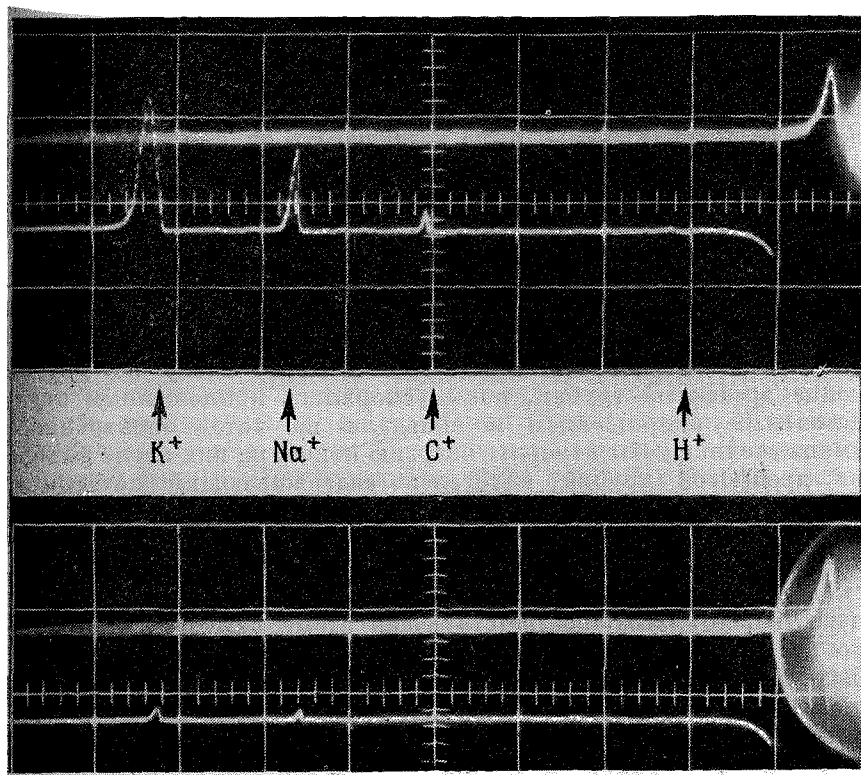
Энергетическое распределение ионов, получаемых при лазерном облучении, измерялось также в работах [49—51], где были получены аналогичные результаты.

4. Масс-спектрометрические измерения

Для изучения ионов, испускаемых при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью, ряд исследователей применяли масс-спектрометры. В работе [52] квадрупольный масс-спектрометр в сочетании с лазером, работавшим в режиме пикового миллисекундного импульса, был использован для измерения отношения заряда к массе частиц, испускаемых поверхностью вольфрама. Квадрупольный масс-спектрометр осуществляет разделение частиц по массам. При данной настройке прибора ионы с заданным отношением заряда к массе детектируются независимо от их импульса в противоположность секторному спектрометру, который осуществляет анализ по импульсам.

Результаты измерений показывают, что ионы, испускаемые мишенью из вольфрама, являются однозарядными атомными ионами. Ни однозарядных ионизованных молекул, ни многозарядных ионов в этом эксперименте не обнаружено. Плотность потока лазерного излучения была достаточной, чтобы нагреть вольфрам до температуры кипения, равной приблизительно 5800 К. Поскольку испаренный вольфрам не будет все время оставаться в газообразном состоянии, проведение этого эксперимента сопряжено со значительными трудностями. Пары вольфрама будут конденса-

роваться на первой же холодной поверхности, с которой они соприкасаются. Поэтому система должна обеспечивать попадание большей части образующихся ионов на входную апертуру квадрупольного спектрометра. Были получены ионные токи порядка



Фиг. 4.12.

Спектр ионов, эмиттируемых с поверхности вольфрама [55].

Время течет справа налево. Верхняя линия на каждой фотографии соответствует лазерному импульсу (0,1 мкс/деление), нижняя линия — выходному сигналу спектрометра (2 мкс/деление). На верхней фотографии показан спектр в отсутствие тормозящего потенциала на сетке (вертикальный масштаб 0,2 В/деление). Идентифицировано несколько массовых пиков. На нижней фотографии представлен спектр при наличии тормозящего потенциала 180 В (вертикальный масштаб 0,05 В/деление).

10 А, которые интерпретировались как токи термоионной эмиссии, испускаемые поверхностью вольфрама, нагретой до температуры кипения.

Другие авторы [53—56] изучали лазер как источник, создающий импульсы ионного тока для инжекции во времяпролетный масс-спектрометр и использовали спектрометр для анализа обра-

зующихся ионов. Большая часть измерений на времяпролетных спектрометрах выполнена при относительно низких интенсивностях лазерного излучения — порядка 20 МВт/см^2 [54, 55]. При этих уровнях облучения электронную эмиссию можно объяснить на основе теплового механизма. Даже при таких умеренных интенсивностях лазерного излучения были обнаружены ионы с высокой энергией. В экспериментах использовался рубиновый лазер с модулированной добротностью с выходной энергией порядка $0,1 \text{ Дж}$ и полной длительностью импульса 30 нс . Световой поток на мишени можно было варьировать от 20 до 70 МВт/см^2 в зависимости от положения линзы, используемой для фокусировки луча. Лазерный луч попадал на поверхность мишени через сапфировое окно в корпусе спектрометра и падал на мишень под углом 53° к нормали.

Ионы, испускаемые поверхностью мишени, ускорялись приложенным напряжением, проходили через никелевую сетку и попадали в дрейфовую трубку длиной 1 м , в которой на ионы не действовало электрическое поле. Выходя через сетку на другом конце дрейфовой трубки, ионы ускорялись приложенным отрицательным напряжением и попадали на катод электронного умножителя. Чтобы измерить энергию ионов, на них после выхода из дрейфовой трубки налагался задерживающий потенциал. Измерения энергии ионов, независимые от измерения их массы, были проведены путем определения потенциала, который необходимо приложить к замедляющей сетке, чтобы исчез пик, соответствующий данной массе. Если энергия ионов в данном пике была известна, то масса, соответствующая этому пику, определялась по времени пролета. Расстояние между пиками с разной массой было велико по сравнению с шириной самих пиков, так что было получено хорошее разрешение.

Типичный спектр от вольфрамовой мишени показан на фиг. 4.12. Верхняя фотография получена без замедляющего потенциала. В спектре имеется несколько сортов ионов, из которых были идентифицированы следующие: H^+ , C^+ , H_2O^+ , Na^+ , CO^+ , K^+ , CO_2^+ и W^+ . Наибольшие пики соответствуют натрию и калию. Нижняя фотография получена при замедляющем потенциале 180 В . Тот факт, что два наибольших массовых пика все еще присутствуют, означает, что даже при таких относительно умеренных интенсивностях падающего излучения в продуктах эмиссии с поверхности вольфрама имеются ионы с энергией, превышающей 180 эВ . При увеличении задерживающего напряжения до 200 В все пики исчезают. Это свидетельствует о том, что сигналы действительно обуславливались заряженными частицами, а не были ложными. Наложение тормозящего потенциала 180 В приводит к обрезанию задних крыльев ионных пиков, поскольку заднее крыло соответствует ионам с наименьшей энергией. Замед-

ляющий потенциал не оказывает существенного влияния на время пролета ионов с более высокой энергией, так как он приложен лишь на очень незначительной части полной длины пути. Число ионов калия в условиях этого эксперимента составляло около 10^9 в одном импульсе. Основную часть испущенных частиц составляли ионы щелочных металлов, поскольку эти металлы удаляются с поверхности вольфрама в ионизованном состоянии, в то время как другие простые вещества, присутствующие на поверхности, покидают ее главным образом в нейтральном состоянии. Это следует из уравнения Лэнгмюра — Саха. Десорбцию нейтральных частиц мы рассмотрим ниже. Основной вклад в вещество, эмиттируемое при интенсивностях лазерного излучения порядка 20 МВт/см^2 , дают атомы и молекулы, присутствующие на поверхности мишени, поскольку сама поверхность при таких интенсивностях заметно не разрушается.

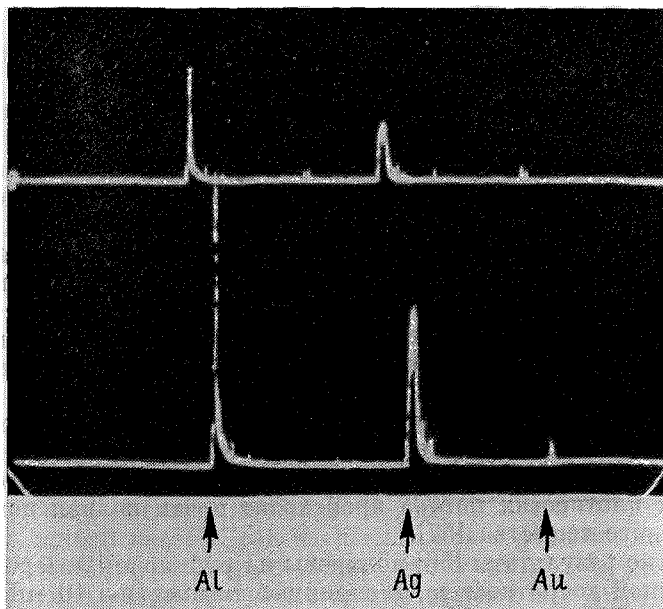
При более высоких интенсивностях излучения поверхность испаряется и в выброшенном веществе преобладают атомы исходного материала мишени.

Доля ионизованного вещества, образующегося в таком эксперименте, оценивалась путем измерения полного заряда и полной массы испаренного вещества. Измерения производились на мишени из тонкой фольги. При описанных здесь условиях полное число собранных ионов составляет около 1% от полного числа атомов, выброшенных из фольги. В противоположность этому при более высоких плотностях потока происходит почти полная ионизация испаренного вещества [57].

Другие результаты [56] получены на рубиновом лазере с модулированной добротностью, генерирующем энергию 10 мДж в импульсе длительностью 30 нс . В случае фокусировки луча на тонкую медную пленку в пятно площадью $2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ при полном числе испаренных атомов $2 \cdot 10^{13}$ образуется $6 \cdot 10^{11}$ ионов. Это означает, что степень ионизации составляет приблизительно 0,03. На входе времяпролетного масс-спектрометра был применен электростатический анализатор энергии. Комбинация электростатического анализатора и времяпролетного спектрометра дает возможность определить кинетическую энергию и скорость отдельно для каждого ионного пика, что позволяет вычислить массу, соответствующую каждому пику. Удастся легко идентифицировать все составляющие элементы, входящие в материал тонкопленочных мишеней. Спектр масс, полученный от фольги, в состав которой входят алюминий, серебро и золото, показан на фиг. 4.13. Отсюда видно, как можно использовать лазер в качестве источника для времяпролетного масс-спектрометра, чтобы производить массовый анализ образцов неизвестного состава.

Распределение начальных скоростей ионов можно получить из анализа формы импульсов, подобных тем, которые показаны

на фиг. 4.12¹⁾. Вычисление распределения скоростей ионов по измеренной форме импульса можно произвести, полагая, что импульс ионного тока с мишени во времени представляет собой дельта-функцию. Тогда конечная ширина импульса на детекторе обусловлена распределением ионов по начальным скоростям. Это



Фиг. 4.13.

Спектр масс от пленки сложного состава: Al (100 мкг/см²), Ag (25 мкг/см²), Au (15 мкг/см²), нанесенной на стеклянную подложку.

Высоты пиков не пропорциональны количествам атомов, однако можно ввести поправку на чувствительность спектрометра.

предположение является оправданным, поскольку ширина импульса ионного тока на приемнике намного больше длительности лазерного импульса, в течение которого происходит ионная эмиссия, и намного меньше времени пролета через систему.

Пусть ионы с массой M , зарядом e и составляющей скорости w в направлении x ускоряются под действием разности потенциалов V от мишени до апертуры спектрометра. Пусть ось x направлена от мишени к апертуре спектрометра, находящейся на расстоянии d

¹⁾ Методы такого анализа впервые предложены в работе [58].

от мишени. Тогда x -компонента скорости ионов $v_d(w)$ при прохождении ими апертуры будет равна

$$v_d(w) = [(2e/M) V \cdot; w^2]^{1/2}. \quad (4.20)$$

Поскольку большая часть времени пролета T тратится на движение в дрейфовой трубке, мы можем приближенно положить

$$T \approx L/v_d(w), \quad (4.21)$$

где L — длина дрейфовой трубки. Далее,

$$dT/dw = -Lw/[v_d(w)]^3. \quad (4.22)$$

Теперь, если $N(w)$ представляет собой распределение ионов по скоростям на мишени, то для сохранения заряда требуется, чтобы

$$K \int_0^{\infty} N(w) dw = \int_0^{\infty} J(t) dt. \quad (4.23)$$

Здесь $J(t)$ — сигнал с приемника, а K — постоянный коэффициент пропускания частиц в спектрометре. Мы можем переписать это равенство в виде

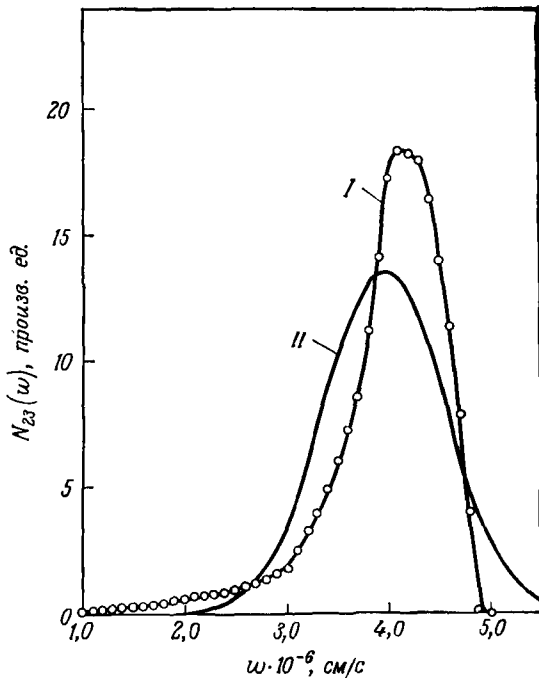
$$\int_0^{\infty} \left[KN(w) - J(t) \frac{dt}{dw} \right] = 0. \quad (4.24)$$

Поскольку оно справедливо для любого момента времени t , имеем

$$N(w) = K^{-1} J(t) dT/dw = K^{-1} J(t) Lw/[v_d(w)]^3. \quad (4.25)$$

Величины $J(t)$, измеренные через равные интервалы, находятся из опытных данных. Конец импульса принимается за момент прибытия ионов с нулевой начальной скоростью, $w = 0$. Заметим, что в устройствах с времяпролетным спектрометром токи смещения не оказывают влияния на форму импульсов. Для получения распределения ионов по скоростям были проведены расчеты на ЭВМ по формуле (4.25) с использованием результатов измерения формы импульсов ионного тока на времяпролетном спектрометре. График показан на фиг. 4.14. Кривая нормирована так, чтобы исключить неизвестную величину K . График дает распределение по скоростям атомов натрия, испущенных с вольфрамовой мишени. Для сравнения приведена соответствующая кривая максвелловского распределения. Качественное сравнение показывает, что распределение по скоростям плохо описывается максвелловским распределением. Максимальные энергии ионов порядка 200 эВ. Можно считать, что энергия складывается из двух частей: 1) энергии направленного движения центра масс вещества (в нашем примере

эта скорость дрейфа соответствует энергии приблизительно 190 эВ); 2) хаотического распределения энергии, соответствующего тепловой энергии ионов, или энергии хаотического движения около центра масс. В частности, для рассматриваемого здесь случая энергия хаотического движения соответствует приблизи-



Фиг. 4.14.

Распределение по скоростям ионов натрия, испущенных с поверхности вольфрама (кривая I). Для сравнения приведено максвелловское распределение, нормированное на ту же самую площадь и имеющее такую же среднюю скорость (кривая II).

$N_{23}(w)$ — число ионов натрия на единичный интервал скоростей; w — скорость.

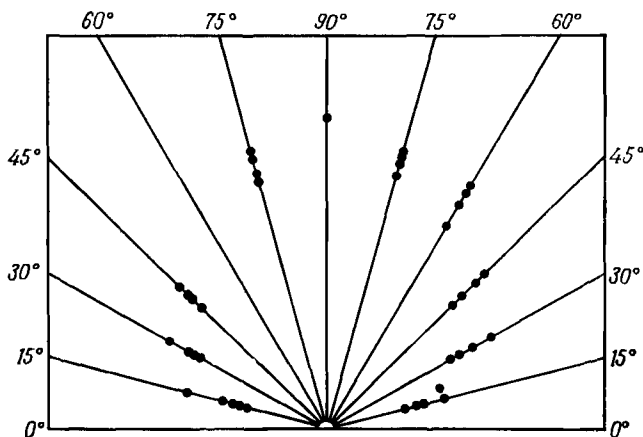
тельно 13 эВ. Этот результат имеет важное значение: он показывает, что температуру, соответствующую распределению, невозможно получить просто из измерений времени пролета. Высокие скорости связаны скорее с направленным движением всей группы ионов, чем с тепловой энергией. Тепловая энергия, т. е. температура ионов, обычно имеет на порядок меньшую величину.

Этот результат можно объяснить, рассматривая свободное расширение нагретого газа. Если газу, нагретому до высокой температуры, дать возможность свободно расширяться в вакуум,

то его тепловая энергия перейдет в энергию направленного расширения [57]. Этот процесс более детально будет описан в разделе, посвященном образованию плазмы. Если рассчитать форму импульсов, которая должна наблюдаться при разлете газа, первоначально нагретого до температуры в несколько электронвольт, то эта форма получается близкой к наблюдаемой (см. фиг. 4.12). Таким образом, оказывается, что максимум наблюдаемой энергии ионов, эмиттируемых при лазерном воздействии, соответствует приходу переднего фронта свободно расширяющегося вещества. Поэтому энергия, рассчитанная по первым приходящим ионам, оказывается выше, чем истинная тепловая энергия вещества.

5. Угловое распределение ионной эмиссии

Кроме вопросов, затронутых выше, было исследовано также угловое распределение ионов. Угловое распределение является достаточно гладким и имеет максимум в направлении, нормальном к поверхности мишени. Направление выброса мате-



Угловое распределение

Фиг. 4.15.

Угловое распределение ионной эмиссии с поверхности вольфрама под действием импульса лазера с модулированной добротностью.

Данные отнесены к значению при угле в 90°, т. е. вдоль нормали к поверхности мишени.

риала всегда перпендикулярно мишени независимо от направления лазерного луча. Результаты эксперимента с вольфрамовой мишенью и рубиновым лазером в режиме миллисекундного импульса показывают, что угловое распределение приблизительно описывается зависимостью $\cos \theta$, где θ — угол, отсчитываемый от нор-

мали к поверхности мишени [52]. В аналогичных измерениях для вольфрамовой поверхности, проведенных с использованием рубинового лазера с модуляцией добротности, получено распределение ионов, показанное на фиг. 4.15. Значительный разброс в данных обусловлен главным образом изменением выходной мощности лазера от вспышки к вспышке. Данные нормированы на величину, соответствующую направлению, перпендикулярному поверхности мишени. В этих экспериментах лазерный луч падал на мишень под углом 30° к нормали. Данные получены для двух различных плоскостей: плоскости, проходящей через направление падающего лазерного луча и нормаль к поверхности мишени, и плоскости, перпендикулярной первой. Значительной разницы в угловом распределении в этих двух плоскостях не отмечалось. Результаты хорошо аппроксимируются законом $\cos^2 \theta$.

Приведенные результаты подтверждают наличие направленной компоненты в спектре скоростей. Выброшенное вещество имеет среднюю скорость течения, направленную от поверхности мишени. Фотографии ярко светящегося испаренного материала также указывают на подобный характер движения: видимый на фотоснимках факел анизотропно расширяется в направлении, перпендикулярном поверхности мишени.

6. Выводы

В описанных выше экспериментах мы рассматривали ионную эмиссию в условиях, когда ионы ведут себя, по существу, как индивидуальные частицы. В случае высокой интенсивности лазерного излучения такое приближение уже несправедливо. Вещество следует рассматривать как плазму. Ускоряющие электрические поля не будут проникать в очень плотную плазму по крайней мере глубже, чем на дебаевский радиус. Поэтому методы, в которых для разделения зарядов используются ускоряющие поля, нуждаются в тщательной интерпретации. Неприменимыми оказываются методы идентификации ионов, описанные в разделе, посвященном масс-спектрометрическим измерениям. Эти эксперименты проводились в таких условиях, когда ускоряющее напряжение можно было менять. Время пролета ионов изменялось при этом пропорционально ускоряющему напряжению в степени минус одна вторая, т. е. плотность плазмы была настолько низкой, что ионы реагировали на приложенный потенциал как отдельные заряженные частицы. Во многих экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с поверхностью картина существенно меняется. Изучение взаимодействия переходит тогда в исследование лазерной плазмы. Результаты таких исследований мы опишем ниже.

Другой проблемой, требующей дальнейшего рассмотрения, является рекомбинация ионов. В большинстве работ, обсуждавшихся выше, были обнаружены лишь однократно ионизованные частицы. Напротив, результаты, полученные методами оптической спектроскопии, указывают на присутствие ионов высокой кратности в течение короткого отрезка времени непосредственно после окончания лазерного импульса. Следует напомнить, что обсуждавшиеся выше результаты были получены на некотором расстоянии от мишени после расширения вещества и спустя несколько микросекунд после действия лазерного импульса. При этих условиях могла произойти рекомбинация высокоионизованной компоненты. Согласно оценкам [59], время рекомбинации ионов алюминия с энергией 30 эВ в плазменном облаке диаметром 0,05 см приблизительно равно времени расширения. При плотности плазмы свыше 10^{18} см⁻³ коэффициенты рекомбинации, вычисленные для водородоподобных ионов, оказываются порядка $10^{-30} N_e$, где N_e — электронная плотность. Скорость рекомбинации многократно ионизованных компонент должна возрастать примерно как Z^3 [60]. Тогда скорость рекомбинации однократно ионизованных атомов будет 10^{24} см⁻³·с⁻¹, по крайней мере в начальный момент. Скорость рекомбинации должна быть выше для более высоких плотностей и более высоких кратностей ионизации. Очевидно, что при таких условиях существует возможность для рекомбинации плазмы. В частности, можно было бы ожидать, что к тому времени, когда ионы достигнут коллектора, отстоящего от мишени на несколько сантиметров, ионы высокой кратности уже рекомбинируют. Все измерения, основанные на использовании коллекторов для сбора зарядов и на масс-спектрометрических методах, не свободны от указанного недостатка.

По существу в этих методах делается попытка исследовать процессы, происходящие во время взаимодействия, наблюдая за продуктами реакции через много времени после того, как реакция полностью закончилась. Ценную информацию о температуре, составе и плотности лазерной плазмы на ранних стадиях ее существования дают другие методы диагностики, которые позволяют исследовать взаимодействие в тот момент, когда оно происходит. К этим методам относятся оптическая спектроскопия и оптическая интерферометрия. Полученные таким способом результаты будут подробно описаны ниже.

§ 3. ЭМИССИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

При больших интенсивностях падающего лазерного излучения материал, испаренный лазерным лучом, может быть почти полностью ионизованным [57]. При более низких интенсивностях вещество ионизовано не полностью. Регистрация ней-

тральных частиц является более сложной задачей, чем обнаружение ионов. Нейтральные молекулы нельзя ускорить электрическим или магнитным полем, поэтому эксперименты типа описанных выше, в которых использовалась методика сбора зарядов на коллекторе, не дадут никакой информации об образовании нейтральных молекул.

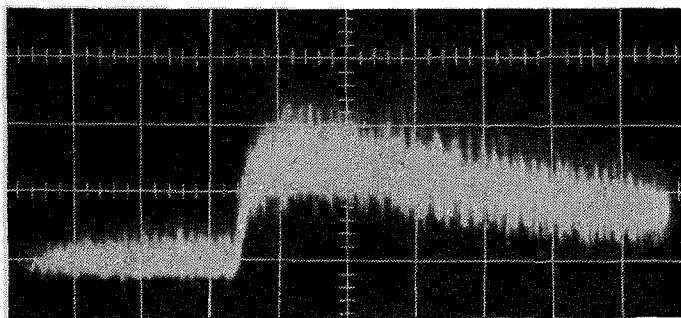
В одном из экспериментов испарению подвергали тонкую алюминиевую пленку, нанесенную на стеклянную подложку. Интенсивность падающего излучения рубинового лазера с модулированной добротностью составляла примерно 10^9 Вт/см². Стеклянная подложка не повреждалась. Из оценки по толщине пленки и по размеру отверстия в покрытии полное число испаренных атомов на один лазерный импульс оказалось равным $5 \cdot 10^{16}$. По величине заряда, собранного на коллекторе, было определено, что при этом образуется $7 \cdot 10^{14}$ ионов. Отсюда вытекает, что степень ионизации несколько выше 1%.

Присутствие нейтральных молекул может быть обнаружено путем их ионизации электронным пучком и последующего анализа на масс-спектрометре. Однако такая методика не нашла широкого применения. Одна из трудностей заключается в том, что если материал мишени может конденсироваться (как, например, металл), то вещество осаждается на первой же поверхности, с которой оно соприкасается, и лишь относительно малое количество его доступно для масс-анализа¹⁾. Ситуация противоположна той, которая имеет место в случае ионов, когда на коллектор с помощью электрического поля можно собрать достаточно большую долю образовавшихся ионов. При относительно низких интенсивностях лазерного излучения испаренное вещество будет содержать большую долю нейтральных частиц. При интенсивностях падающего лазерного излучения порядка 10 — 50 МВт/см² будет происходить десорбция находящихся на поверхности атомов газа, которые можно изучать масс-спектрометрическими методами. Здесь имеется то преимущество, что адсорбированные на поверхности газы не будут конденсироваться на первой же холодной поверхности, с которой они сталкиваются, а будут оставаться в вакуумной системе и могут быть эффективно собраны.

Десорбцию газа под действием рубинового лазера с модулируемой добротностью изучали с помощью квадрупольного масс-спектрометра [61]. Нейтральные газы, удаленные с поверхности вольфрамовой мишени, проходили через электронный пучок, частично ионизовались, а образующиеся ионы ускорялись элект-

¹⁾ При достаточно высокой плотности пара его конденсация может происходить при газодинамическом расширении без участия холодной поверхности [169]. Анализ этого процесса конденсации в случае испарения металла в вакуум под действием лазерного излучения проведен в [170]. — *Прим. ред.*

трическим полем и попадали на апертуру спектрометра. Квадрупольный масс-спектрометр осуществляет разделение ионов по массам. При соответствующей настройке через него могут проходить лишь ионы с определенным отношением заряда к массе независимо от их импульсов. Ионы, проходящие через спектрометр, регистрировались электронным умножителем. При таких условиях спектрометр фактически измеряет вклад от парциального давления частиц с тем массовым числом, на которое он настроен.



Фиг. 4.16.

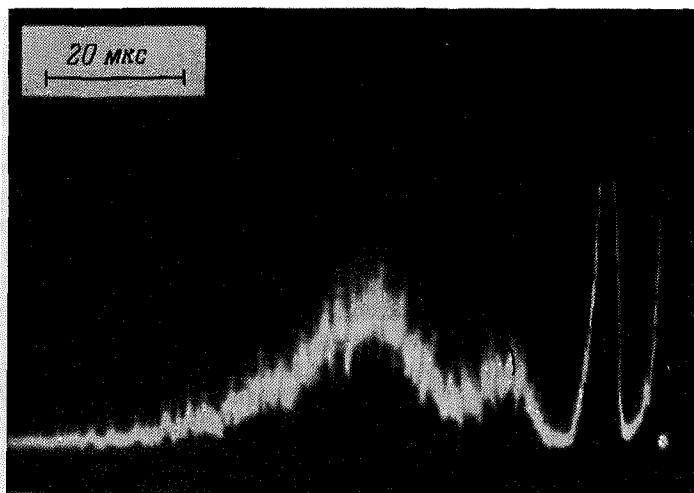
Осциллограмма десорбции нейтрального газа с массовым числом 28 (СО) с поверхности вольфрама под действием импульса рубинового лазера с модулированной добротностью.

Интенсивность падающего излучения $2 \cdot 10^7$ Вт/см². Скорость развертки 100 мс/деление. Момент регистрируемого спектрометром резкого увеличения давления газа с массой 28 соответствует «включению» лазерного импульса.

С помощью квадрупольного спектрометра, настроенного на определенное отношение заряда к массе, был исследован выброс газов из мишеней при действии импульсов рубинового лазера с модулированной добротностью. Характерный импульс давления для одного массового пика показан на фиг. 4.16. Быстрый подъем происходит во время действия лазерного импульса, а более медленный спад связан с удалением газа через откачивающую систему. В этом частном случае масс-спектрометр был настроен на массовое число 28, которое идентифицировалось как принадлежащее окиси углерода, поскольку присутствовали еще и компоненты с массами 12 и 16. Основной вклад в остаточный газ при давлении в камере 10^{-8} мм рт. ст. действительно дает окись углерода, которая является неизменной составной частью поверхностного слоя, покрывающего металл. Кроме того, были обнаружены двуокись углерода, водород, водяной пар и углеводороды. Количество газа, регистрируемого поверхностью, является монотонно возрастающей функцией плотности потока лазерного излучения. Существует порог по интенсивности падающего излучения, ниже которого эмиссии

газа не происходит. Теоретический анализ указывает на то, что при интенсивностях лазерного излучения ниже 50 МВт/см^2 десорбция газа обусловлена тепловыми процессами. Десорбция газа с поверхности обусловлена ростом ее температуры при лазерном нагреве.

Наблюдалась также эмиссия нейтральных молекул с высокой энергией [62]. Показанный на фиг. 4.16 процесс тепловой десорбции сопровождается появлением последовательности высоких



Фиг. 4.17.

Импульсы от нейтральных молекул с высокой энергией, испускаемых поверхностью вольфрамовой мишени под действием излучения рубинового лазера с модулированной добротностью.

Интенсивность излучения $5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$. Развертка справа налево, цена деления по вертикали 5 мВ. В этом опыте спектрометр был настроен так, что задерживал все заряженные частицы.

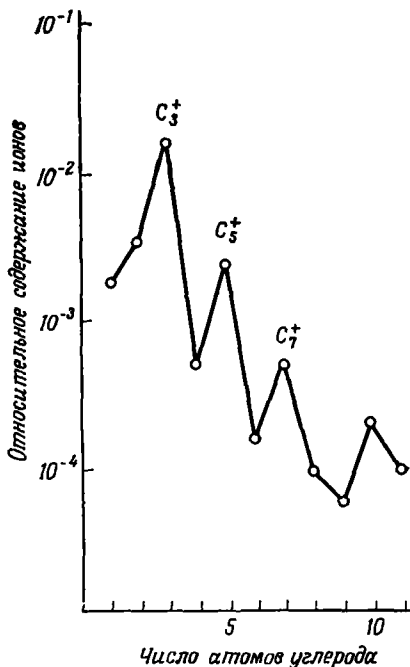
коротких пичков, которые возникают в момент времени, соответствующий разрыву на кривой давления. Пички существуют в течение времени, малого по сравнению с длительностью импульса десорбции, и маскируются термически десорбированным газом, если только масс-спектрометр не настроен так, что он не пропускает никаких заряженных частиц. Типичная последовательность пичков, обусловленных быстрыми нейтральными молекулами, показана на фиг. 4.17. Присутствие импульса нейтрального газа совершенно замаскировало бы этот более короткий дуг импульсов. На эти импульсы не влияет наложение магнитного поля напряженностью 500 Гс перпендикулярно направлению движения частиц и наложение разности потенциалов между спектрометром

и мишенью. Располагая между мишенью и спектрометром фильтры, прозрачные в ультрафиолетовой области, удалось показать, что первый импульс в дуге обязан своим появлением ультрафиолетовому излучению, возникающему одновременно с лазерным импульсом. Фильтр при этом полностью блокировал остальные импульсы в дуге. Результаты описанных наблюдений показывают, что запаздывающие импульсы на фиг. 4.17 вызваны нейтральными молекулами с высокой энергией, возникающими на поверхности мишени или вблизи нее и проходящими через спектрометр на электронный умножитель. Поскольку нейтральные молекулы невозможно ускорить приложенным полем, массу этих быстрых нейтральных молекул нельзя определить тем же способом, которым определяют массу ионов.

Путем сопоставления отношений масс нейтральных молекул низкой энергии, испускаемых в газовой фазе, с отношением квадратов времен их пролета удалось идентифицировать частицы как водород, окись углерода и двуокись углерода. Идентификация была подтверждена опытами по нагреву титановой мишени, обратно десорбирующей водород. В этих опытах импульс от водорода исчезал, когда мишень была горячей.

После идентификации молекул их энергия была определена по времени пролета. Энергия нейтральных молекул окиси углерода увеличивалась от 14 эВ при интенсивности лазерного излучения около 10 МВт/см² почти до 500 эВ при 140 МВт/см². Энергии порядка 100 эВ сравнимы с энергиями ионов, образующихся при тех же условиях.

Эти результаты интересны для интерпретации взаимодействия лазерного излучения с поверхностью твердого тела. Маловероятно, чтобы нейтральные молекулы нагревались до температур порядка 10⁵ К; в таком случае происходила бы их диссоциация. Возможное объяснение состоит в том, что происходят упругие столкновения



Фиг. 4.18. Относительное содержание молекулярных ионов углерода, образующихся под действием лазерного облучения [63].

между ионами высокой энергии и тепловыми нейтральными молекулами ¹⁾).

В другой работе [63] масс-спектрометрическим методом было проведено исследование паров углерода, эмиттируемых графитовыми мишенями под действием миллисекундного импульса рубинового лазера. Пары поступали в ионизационную камеру масс-спектрометра и частично ионизировались электронным пучком. Магнитный спектрометр разделял образующиеся ионы, которые затем регистрировались электронным умножителем. Относительное содержание ионов в анализируемом по массам пучке показано на фиг. 4.18. Интересными особенностями являются присутствие молекул, состоящих из нескольких атомов углерода, и различие в количестве молекул с четным и нечетным числом атомов.

§ 4. ОБРАЗОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

В этом параграфе в центре нашего внимания будет изучение плазмы, образующейся при действии лазерного излучения на твердую мишень. В некотором смысле такое выделение вопросов, связанных с плазмой, является произвольным. Мы уже обсудили эмиссию ионов и электронов с твердой мишени. Различие состоит в том, что теперь мы рассматриваем ионы и электроны не как отдельные частицы, а как плотное облако взаимодействующего ионизованного газа или, коротко, плазму. Плазма образуется при испарении поверхности некоторых непрозрачных мишеней и последующем поглощении света лазера в испаренном веществе. Наблюдаемые при этом явления во многих отношениях подобны явлениям, сопровождающим пробой газов, который будет рассмотрен в следующей главе. Однако в случае пробоя газов начальная плотность вещества намного ниже, и особый интерес представляет механизм поглощения, с которого начинается процесс пробоя, поэтому мы будем рассматривать вопрос о пробое газов с несколько иной точки зрения.

Различие между нашим анализом образования плазмы и анализом образования электронов и ионов частично состоит в интенсивностях лазерного излучения. Исследования образования плазмы проводятся при высоких интенсивностях — порядка 10^9 Вт/см² и более; эксперименты же, имеющие целью изучение отдельных сортов заряженных частиц, рациональнее проводить в интервале от 10^7 до 10^8 Вт/см². При более высоких интенсивностях будет образовываться более плотное и сильно поглощающее испаренное вещество.

¹⁾ Более правдоподобной причиной возникновения быстрых нейтральных частиц являются неупругие столкновения с перезарядкой. — *Прим. ред.*

Различие в явлениях, описываемых в этом параграфе и в § 2, п. 4 этой главы, обусловлено тем, что рассматриваются разные диапазоны интенсивностей лазерного излучения и разные плотности числа частиц.

Было проведено большое количество исследований образования плазмы с использованием различных методов диагностики, включая оптическую интерферометрию, оптическую спектроскопию, масс-спектроскопию и аналогичное описанному собирание заряда на коллектор. Эти измерения позволили выяснить множество новых экспериментальных деталей. Постановка большей части работ была мотивирована возможностью создания высокотемпературной плазмы, в которой могут происходить термоядерные реакции. В качестве мишеней использовались также частички из таких материалов, как твердый водород и гидрид лития, которые позволяют получить плазму, особенно подходящую для экзотермических реакций ядерного синтеза. Генерацию нейтронов, связанную, по-видимому, с процессами ядерного синтеза, фактически уже наблюдали в лазерной плазме. Однако прогресс в направлении создания практических термоядерных источников энергии с применением лазеров до сих пор шел медленно. Основное внимание мы будем уделять физическим явлениям, наблюдаемым в лазерной плазме.

Для объяснения экспериментально наблюдаемых явлений было выполнено большое количество теоретических работ. В результате возникла достаточно согласованная картина процессов и взаимодействий, которые имеют место при падении мощного лазерного луча на металлическую поверхность. Мы опишем сначала экспериментальные измерения, а затем теоретические работы, которые приводят к пониманию процессов нагрева и выброса вещества вследствие поглощения лазерного излучения.

1. Экспериментальные исследования

Имеется два существенно различных типа измерений, которые использовались при экспериментальном исследовании вещества, выброшенного под действием лазерного излучения. Измерения первого типа основаны на сборе вещества на некотором удалении от мишени после того, как взаимодействие излучения с веществом уже произошло. Эта методика была использована при масс-спектрометрических исследованиях и в опытах по сбору зарядов на коллектор. Другой тип измерений предназначается для исследования явлений в тот момент времени, когда они происходят. Соответствующие методики позволяют изучать вещество в процессе изменения его состояния. Они основаны на использовании оптической спектроскопии и оптической интерферометрии.

Для получения полной картины взаимодействия лазерного излучения с поверхностью эти различные способы исследования должны давать согласованные результаты.

Из экспериментов по сбору заряда, проводимых некоторое время спустя после окончания взаимодействия, трудно однозначно восстановить картину того, что происходило в течение короткого времени взаимодействия. Преимуществом таких методов является то, что они допускают количественное определение числа частиц и позволяют более точно идентифицировать отдельные компоненты плазмы. Однако при интерпретации этих результатов следует иметь в виду, что состояние вещества могло претерпеть некоторые изменения между моментами испускания и прихода на коллектор.

Оптические методы имеют то преимущество, что дают информацию о веществе на ранних стадиях его расширения. Однако оптические измерения параметров нестационарной неравновесной плазмы трудно интерпретировать адекватно.

а. Фотографические методы

Применение высокоскоростной фотоаппаратуры для регистрации процесса выброса горячего материала с поверхности, облучаемой мощным лазером, дает важную информацию о взаимодействии. Фотографирование проводят как интегрально, так и с разрешением во времени. Временное разрешение можно получить как на камерах со скоростной разверткой, так и на камерах с покадровой съемкой. На обоих типах камер возможна реализация разнообразных временных режимов.

Наибольшее количество работ по скоростной фотографии выполнено на лазерах с модуляцией добротности, хотя некоторые исследования проведены и с миллисекундными лазерными импульсами. В этих работах часто приводятся впечатляющие фотографии



Фиг. 4.19.

Высокоскоростные фотографии воздействия миллисекундного импульса рубинового лазера на мишень из алюминия толщиной 0,19 см.

Луч сфокусирован на площадку $7 \cdot 10^{-3}$ см² [64]; последовательность кадров — сверху вниз. Время экспозиции каждого кадра 25 мкс, скорость съемки 8000 кадр/с. Лазерный луч падает слева; плазма расширяется в направлении к лазеру. Слева видно защитное стекло, которое предохраняет фокусирующую линзу.

процесса выброса испаренного вещества [64]. Временные развертки показали, что эмиссия вещества под действием излучения лазера с пиковым миллисекундным импульсом происходит в виде струй, выбрасываемых синхронно с пиками. Покадровая съемка демонстрирует образование факела у поверхности мишени. Последовательность кадров, показывающих расширение ярко светящейся плазмы, приведена на фиг. 4.19.

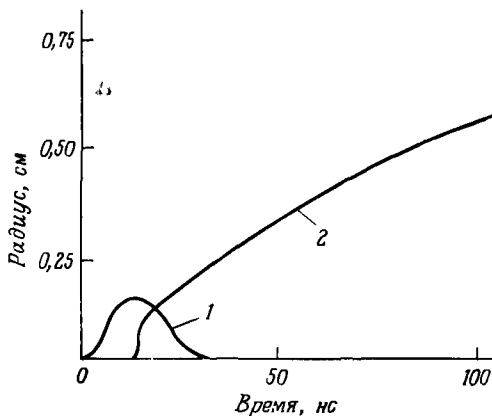
В обсуждении, проведенном в гл. 3, мы отмечали, что в режиме миллисекундного лазерного импульса энергия эффективно расходуется на вынос материала и лишь небольшая ее часть затрачивается на нагрев вещества после того, как оно уходит с поверхности. Этот процесс можно рассматривать в основном как обычное испарение при температуре кипения материала. Скорости испаренного вещества в факеле были измерены в работах [65, 66], где получены значения порядка 10^4 см/с. Эти величины согласуются со значениями тепловых скоростей частиц, испаряющихся с нагретой поверхности при нормальной температуре испарения. Как мы увидим, скорость границы испаренного вещества в случае лазера с модулированной добротностью составляет для атомов углерода $2 \cdot 10^6$ см/с, что соответствует энергии частиц 25 эВ. Это намного выше характерной энергии теплового испарения в нормальной точке кипения. Проведенные измерения показывают, что явления, вызываемые излучением лазеров с модулированной добротностью и лазеров с обычным импульсом, различны. В случае лазеров с миллисекундным импульсом испарение происходит в нормальной точке кипения вещества ¹⁾ и поверхность испарения движется в глубь материала со скоростью, приблизительно определяемой соотношением (3.40). Плотность выброшенного вещества не настолько велика, чтобы оно стало непрозрачным.

В случае мощных лазеров с модулированной добротностью существенную роль начинают играть другие явления. Они часто исследуются при помощи фотографических методов.

Одно из первых наблюдений процесса развития облака испаренного вещества при действии импульса рубинового лазера с модулированной добротностью на мишень из углерода в воздухе проведено в [67]. В этом исследовании использовалась скоростная камера для покадровой съемки с временем экспозиции кадра 10 нс и варьируемой задержкой момента съемки относительно начала

¹⁾ Температура испаренного вещества зависит от интенсивности лазерного излучения и условий расширения пара; она не является константой и не связана непосредственно с температурой кипения при нормальном давлении. Приведенные выше цифры для энергии испаренных атомов при различных режимах облучения лишены раз, показывают ошибочность допущения о том, что температуру на испаряемой поверхности можно положить равной температуре кипения. — *Прим. ред.*

лазерного импульса. Результаты съемки показывают, что яркий факел эмиссии возникает несколько позже максимума лазерного импульса длительностью 45 нс. Его яркость и протяженность возрастают в течение нескольких наносекунд, достигая максимума приблизительно через 120 нс после начала лазерного импульса. Затем факел довольно медленно угасает, продолжая существовать еще почти в течение микросекунды.



Фиг. 4.20.

Положение светящегося края расширяющейся плазмы, образованной под действием импульса лазера на неодимовом стекле мощностью 200 МВт, сфокусированного на мишень из графита [70].

1 — лазерный импульс, 2 — положение светящегося края.

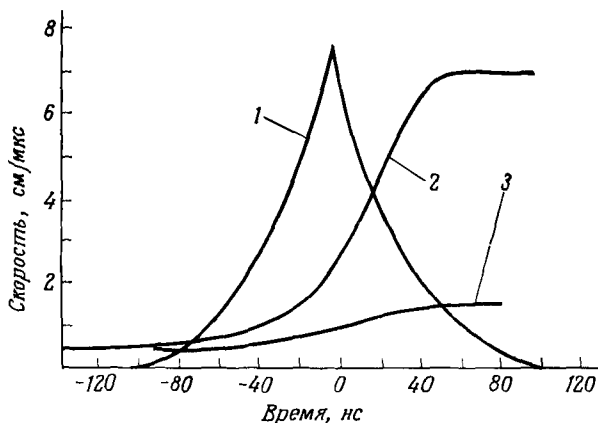
соответствует энергии однократно ионизованного алюминия 1400 эВ [68]. Эти величины скоростей, определенные фотографическим методом, согласуются с приведенными выше данными о скоростях, полученными по измерению времени пролета до коллектора зарядов. В дальнейшем мы обсудим связь скорости переднего фронта выброшенного вещества с температурой плазмы.

При изучении плазмы фотографическими методами выявилась сильная анизотропия ее расширения. Этот факт согласуется с результатами по измерению углового распределения испущенных ионов. Поток плазмы направлен в основном от поверхности мишени с максимальной скоростью в перпендикулярном направлении. Детали картины зависят от условий фокусировки, но на фотографиях всегда видно четкое анизотропное расширение от поверхности мишени [69]. Направление движения выброшенного пара не зависит от угла, под которым лазерный луч падает на поверхность.

протяженности развивающегося факела показывают, что его передний фронт движется со скоростью примерно $2 \cdot 10^6$ см/с.

При высокой интенсивности излучения лазеров с модулированной добротностью измеряемые скорости расширения соответствуют высоким энергиям частиц. Например, при облучении алюминиевой мишени импульсом рубинового лазера с длительностью около 30 нс и энергией 2 Дж фотографическим методом было установлено, что факел движется от мишени по направлению к лазеру со скоростью переднего края около 10^7 см/с, что соот-

Измерения, выполненные фотографическим методом, позволяют определить условия движения возбужденной плазмы, испускающей свет при рекомбинации или переходах атомов в невозбужденное состояние. Изменение положения светящейся границы плазмы во времени, измеренное высокоскоростной камерой, показано на фиг. 4.20 [70, 71]. Лазер на неодимовом стекле с модулируемой добротностью с выходной мощностью 200 МВт воздействовал на мишень из углерода, находившуюся в вакууме. Скорость



Фиг. 4.21.

Скорость светящегося фронта плазмы как функция времени при действии сфокусированного луча рубинового лазера с модулированной добротностью на мишень из графита

Время отсчитывается от момента максимума лазерного импульса: 1 — лазерный импульс; 2 — скорость фронта при плотности энергии 700 Дж/см²; 3 — скорость фронта при 70 Дж/см² [72]

светящегося края выброшенного материала в конце лазерного импульса составляла $6,3 \cdot 10^6$ см/с, что соответствует энергии ионов 250 эВ.

Важно решить вопрос о происхождении таких высоких скоростей расширения. Чтобы получить ответ на этот вопрос, в работе [72] была измерена с помощью фотографирования скоростной камерой скорость расширения светящегося фронта плазменного факела, который возникает под действием сфокусированного излучения рубинового лазера с модуляцией добротности на графитовую мишень, находящуюся в вакууме. На фиг. 4.21 показана временная зависимость скорости светящегося фронта плазмы. Время отсчитывается от момента, когда мощность в лазерном импульсе максимальна. При плотности энергии 700 Дж/см² скорость фронта после выброса вещества из мишени быстро увеличивается от $4,8 \cdot 10^6$ до $7 \cdot 10^6$ см/с. Этот экспериментальный результат важен для понимания процессов взаимодействия лазерного излу-

чения с веществом. Он является прямым опытным доказательством того, что энергия поглощается в выброшенном веществе в период действия лазерного импульса. Это измерение показывает, что ускорение паров происходит благодаря поглощению энергии лазерного луча и разогреву выброшенного вещества.

В работах [73, 74] получены тепловые фотографии ударной волны, образующейся вследствие расширения горячей плазмы. Фотографирование производилось на разных стадиях развития плазмы, полученной от одиночного импульса. Зондирующий луч от рубинового лазера с модулируемой добротностью при помощи делительных пластин разбивали на несколько лучей, которые затем пускали по различным оптическим путям, так что на плазму они попадали в разные моменты времени и проходили через факел под разными углами. Плазма возникла под действием излучения лазера на неодимовом стекле. Такая методика позволяет получать несколько теневых фотографий всей плазмы с интервалами в 50 нс между кадрами. По теневым фотографиям ударной волны, которая создавалась плазмой, расширяющейся от углеродной мишени, были найдены скорость расширения, составляющая $2 \cdot 10^7$ см/с, и электронная плотность, приблизительно равная $7 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

В заключение еще раз отметим, что измеренные с помощью фотографических методов скорости движения вещества, выброшенного под действием излучения мощных лазеров с модулируемой добротностью, соответствуют высокой энергии частиц. Таким образом, имеет место нагрев выброшенного вещества в процессе его расширения.

6. Интерферометрические методы

Для зондирования вещества, выброшенного под действием излучения лазера, без запаздывания во времени можно использовать интерферометрические методы. В опытах [75] плазма, образованная импульсом рубинового лазера с модулированной добротностью, расширялась в одно из плеч интерферометра Маха — Цендера. В качестве источника света в интерферометре использовался гелий-неоновый лазер. В процессе формирования плазмы длина оптического пути в активном плече изменялась, что приводило к смещению интерференционной картины. Данные интерферометрии позволяют определить как коэффициент поглощения плазмы, так и сдвиг фаз, зависящий от ее плотности¹⁾. Плотность связана с числом полос Δs , проходящих через интерферометр, следующим соотношением:

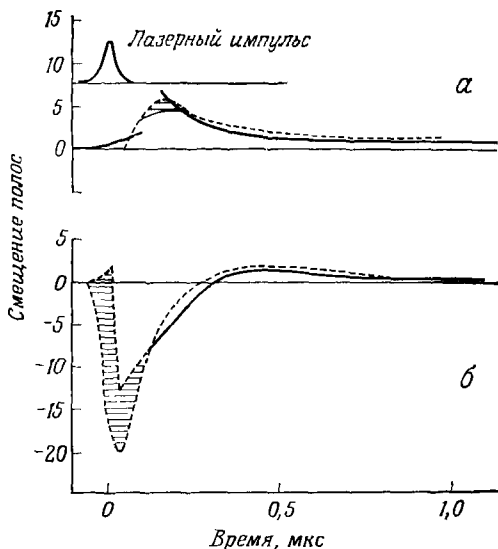
$$\lambda \Delta s = 2R (\alpha_e N_e + \alpha_0 N_0), \quad (4.26)$$

¹⁾ Иными словами, одновременно измерять действительную и мнимую часть показателя преломления.— *Прим. ред.*

где N_e — электронная плотность, N_0 — плотность нейтральной компоненты, α_e — поляризуемость свободных электронов, α_0 — поляризуемость нейтральных атомов, R — радиус области, занимаемой плазмой, и λ — длина волны. Поскольку поляризуемости имеют противоположные знаки, то смещение полос происходит в противоположных направлениях, соответствующих преобладанию либо свободных электронов, либо нейтральных атомов.

В работе [75] плотность была приблизительно постоянна по всей плазме. Типичные результаты, полученные при удалении от углеродной мишени на 1 мм, представлены на фиг. 4.22. Перемена направления смещения полос означает смену знака поляризуемости выброшенного материала. Она происходит в тот момент, когда основной вклад в смещение полос начинают давать электроны, а не нейтральная компонента. Фиг. 4.22, а соответствует случаю, когда на всем протяжении процесса преобладает нейтральная компонента, а фиг. 4.22, б — случаю, в котором происходит сдвиг в сторону преобладания свободных электронов. Эксперименты сопровождались теоретическими расчетами, которые будут описаны ниже. Результаты этих расчетов находятся в согласии с экспериментальными данными. Некоторые результаты расчетов приведены на фиг. 4.22.

Электронная плотность, рассчитанная в соответствии с этими экспериментами, зависит от плотности энергии лазерного излучения. Она возрастает до максимальной величины, составляющей около $1,5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ при 100 Дж/см², и затем уменьшается примерно до $9 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при 1100 Дж/см². Начальное увеличение связано с нагревом выброшенного вещества вследствие поглощения в нем лазерного излучения, что вызывает тепловую ионизацию. Когда

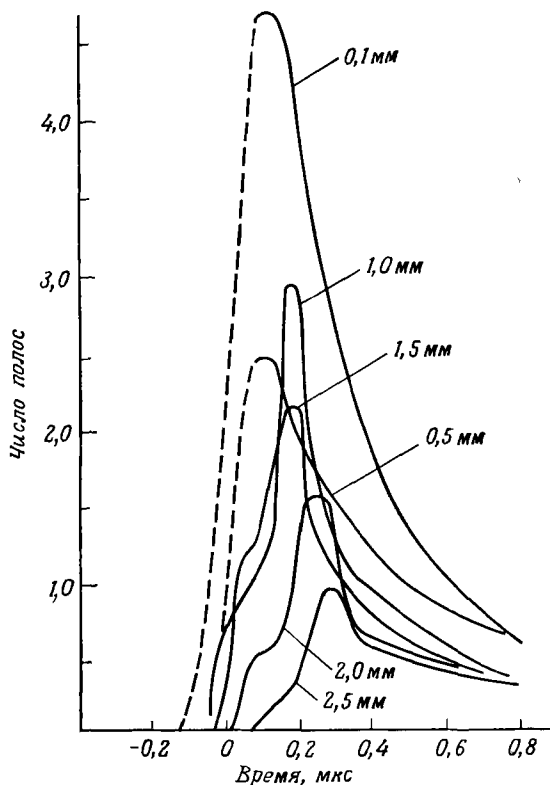


Фиг. 4.22

Смещение интерференционных полос, обусловленное электронной и нейтральной компонентами, в эксперименте с интерферометром Маха — Цендера [75].

Сплошные линии получены на опыте, пунктирные — результаты теоретического расчета а — плотность лазерной энергии 25 Дж/см², расстояние от поверхности 0,1 см, радиус 0,35 см, б — плотность энергии 150 Дж/см², расстояние от поверхности 0,1 см, радиус 0,075 см [75]

вещество становится заметно ионизованным, энергия лазерного излучения идет на нагрев уже имеющегося выброшенного материала, в результате чего поверхность мишени экранируется. Этим объясняется уменьшение электронной плотности при большой интенсивности падающего излучения.



Фиг. 4.23.

Результаты интерферометрического исследования с пространственным и временным разрешением плазмы, образующейся при действии на графит излучения рубинового лазера с интенсивностью 10^9 Вт/см² [76].

Время отсчитывается от момента максимума лазерного импульса; расстояние от поверхности мишени указано на кривых.

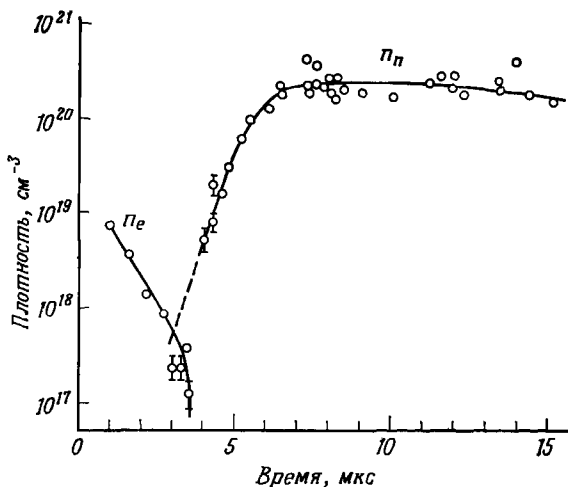
Об измерениях с разрешением во времени и в пространстве, выполненных по аналогичной методике, сообщалось в работе [76]. Сама методика описана выше; отличие заключается в том, что луч гелий-неонового лазера был разделен на шесть отдельных лучей с помощью набора частично посеребренных зеркал. Такая система тонких лучей с известной формой по существу образо-

вывала шесть интерферометров, способных одновременно зондировать шесть точек в лазерной плазме. Результаты измерения, показывающие временной ход смещения полос на разных расстояниях от поверхности углеродной мишени, облучаемой в вакууме импульсом рубинового лазера, представлены на фиг. 4.23. Выходная мощность лазера составляла $7,8 \cdot 10^7$ Вт, размер пятна облучения 3 мм. Полосы соответствуют плотностям свободных электронов порядка 10^{18} см⁻³. По мере удаления плазмы от поверхности, в интервале от 0,5 до 1 мм, максимальное число интерференционных полос возрастает, что еще раз свидетельствует о наличии тепловой ионизации, вызванной поглощением света лазера.

При таком методе измерений вклады нейтралов и электронов суммируются. Ионный вклад обычно очень мал. Вклады отдельных компонент можно разделить с помощью интерферометрических измерений на двух длинах волн. Из формулы (4.26) видно, что сдвиг интерференционной полосы зависит от длины волны. Это обстоятельство позволяет разделить вклады в коэффициент преломления, связанные свободными электронами и нейтральными атомами, путем одновременного измерения сдвигов интерференционных полос для двух разных длин волн. Такие измерения были проведены для углеродной плазмы, полученной под действием импульса сфокусированного излучения рубинового лазера мощностью 100 МВт [77]. В качестве источника света для интерферометрии использовался аргоновый лазер, работающий на нескольких длинах волн. На расстоянии 1 мм от поверхности мишени плотность электронов быстро достигает максимальной величины $1,66 \cdot 10^{19}$ см⁻³, а спустя 500 нс уменьшается в 10 раз. Плотность нейтральных атомов достигает пикового значения около $1,6 \cdot 10^{20}$ см⁻³, затем уменьшается, так как непрозрачная плазма экранирует поверхность мишени, и наконец проходит через второй максимум, когда плазма становится прозрачной и лазерный свет снова достигает поверхности. Нейтральные атомы можно было обнаружить в течение приблизительно 1 мкс после окончания лазерного импульса. Соотношение плотностей говорит о том, что ионизуется лишь приблизительно одна десятая часть испаренного вещества.

С помощью интерферометра Маха — Цендера были выполнены также интерферометрические измерения плазмы, полученной в результате взаимодействия излучения рубинового лазера с тонкими металлическими фольгами [78, 79]. Серия интерферограмм, снятых в разные моменты времени, показывает расширение плазмы, возникающей при фокусировке на фольгу толщиной 2 мкм лазерного импульса мощностью 60 МВт и длительностью 20 нс. Образовывалось приблизительно 10^{16} электронов. Средняя плотность электронов достигала величины 10^{19} см⁻³. Наложение магнитного поля уменьшало скорость расширения плазмы.

Проводились также микроволновые интерферометрические измерения лазерной плазмы с помощью интерферометра Фабри — Перо, работающего на длине волны 2 мм [80], и проходного микроволнового интерферометра [81]. Такие измерения позволяют проследить уменьшение электронной плотности в течение более длительных промежутков времени, чем в случае оптических методов.



Фиг. 4.24. Плотность электронов n_e и нейтральных частиц n_n в лазерной плазме [82].

В другом методе [82] временные изменения плотности лазерной плазмы изучались по рассеянию излучения вспомогательного рубинового лазера с пиковой мощностью около 100 кВт и длительностью импульса 1 мс. Плазма образовывалась на мишени из углерода под действием излучения лазера на неодимовом стекле мощностью 20 МВт и длительностью 30 нс. Рассеянное лазерное излучение в начальные моменты времени обусловлено томсоновским рассеянием на электронах плазмы, а в более поздние моменты времени — рэлеевским рассеянием на нейтральных частицах. Зависимости плотностей электронов и нейтральных атомов от времени на расстоянии 5 мм от мишени, полученные из этих измерений, показаны на фиг. 4.24. Плотность электронов достигала 10^{19} см⁻³, что согласуется с результатами, полученными в описанном выше эксперименте с интерферометром Маха — Цендера. Согласно этим измерениям, высокая плотность нейтральных атомов существует в течение времени порядка десятков микросекунд.

в. Спектроскопические исследования

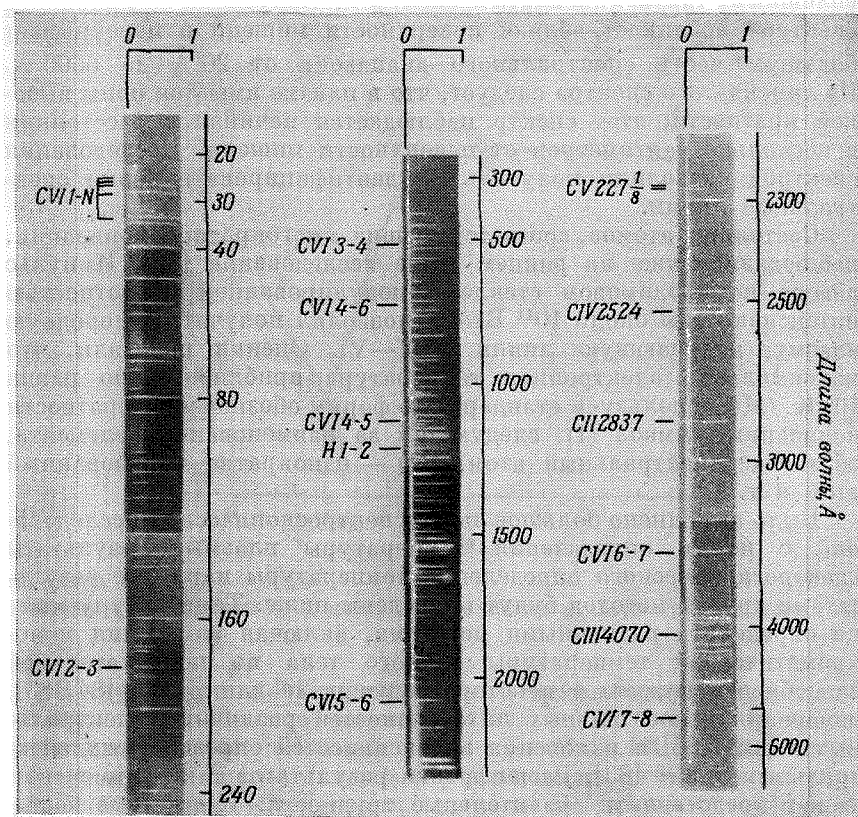
Исследования плазмы, образующейся при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью, методом оптической спектроскопии показали, что излучение плазмы обладает как сплошным, так и линейчатым спектром. Излучение со сплошным спектром возникает вблизи поверхности мишени и перекрывает большую часть спектрального диапазона от 20 \AA до 6000 \AA . Из линейчатого спектра следует, что в плазме имеются ионы высокой кратности; этот спектр наблюдается начиная с расстояния в несколько сантиметров от поверхности мишени. Исследования спектров позволили получить и идентифицировать новые спектральные линии.

Состояния атомов, соответствующие многократной ионизации, наблюдались уже на раннем этапе исследований [83]. Импульс лазера на неодимовом стекле с модулированной добротностью интенсивностью около 10^{11} Вт/см^2 позволял получать углеродную плазму, излучающую линии C (I—V). Оценки показали, что максимальная электронная температура приблизительно равна 10^5 К . (Мы используем стандартную форму обозначений кратности ионизации: символ (I), следующий за наименованием элемента, обозначает нейтральный атом, (II) — однократно ионизованный атом и т. д.)

Было выполнено большое число спектроскопических исследований с целью определения температуры плазмы. Результаты спектроскопического определения температуры наряду с результатами других методов будут приведены ниже. Температуру можно определить различными методами, включая измерения монокроматической температуры черного тела по испускательной способности плазмы в некотором интервале длин волн [84, 85], измерения относительных интенсивностей различных спектральных линий [86] и измерения интенсивностей определенных спектральных линий [83]. Расшифровка результатов таких измерений может представлять значительные трудности. Вследствие нестационарности изучаемых явлений плазма является неравновесной как по отношению к столкновениям, так и по отношению к излучению. При таких обстоятельствах следует с осторожностью пользоваться уравнениями состояния плазмы, содержащимися в литературе.

Было зарегистрировано большое количество спектральных линий, принадлежащих ионам высокой кратности. Так, при фокусировке излучения рубинового лазера мощностью 1 МВт на твердые мишени в пятно размером 100 мкм наблюдались линии Ge(IV) и Sn(IV) . При фокусировке излучения рубинового лазера мощностью 500 МВт на твердые мишени в работе [88] было обнаружено большое разнообразие спектральных линий, в том числе

линий $C(V)$, $C(VI)$ и $Cg(XIII-XV)$. Линии лежали в области вакуумного ультрафиолета, причем можно было наблюдать длины волн вплоть до 20 \AA . Штарковское уширение линий соответствовало плотности электронов более 10^{20} см^{-3} . Пример спектра много-



Фиг. 4.25.

Спектры испускания плазмы в интервале от 20 до 6000 \AA , образованной из полиэтиленовой пленки под действием импульса рубинового лазера с энергией 5 Дж и длительностью 17 нс .

Плазма расширяется слева направо [96].

кратно ионизованного углерода приведен на фиг. 4.25; на спектре указаны линии, принадлежащие ионам углерода различной кратности.

Было также выполнено много других исследований высокоионизованных состояний. В спектре испускания плазмы алюминия

обнаружены линии в диапазоне 100—200 Å [89]. При помощи рубинового лазера с модулированной добротностью мощностью 500 МВт в [90] наблюдались линии Ti(VII—XII) и изоэлектронные линии ванадия, хрома, марганца и железа. Наиболее высоко ионизованные состояния были обнаружены вблизи центра плазмы, тогда как линии излучения, соответствующие ионам меньшей кратности, были видны на расстоянии порядка 1 мм от центра. Аналогичным образом в [91] наблюдались спектры Ca(XII—XIV) наряду с изоэлектронными переходами в S, K и Sc. Такие исследования позволили идентифицировать ранее неклассифицированные линии переходов во внутренних оболочках этих ионов, что играет важную роль при изучении физики Солнца. Полученные таким путем результаты были использованы для отождествления новых линий, соответствующих различным ионам, и дополнения классификации групп линий Fe(XII) и Fe(XIII), являющихся интенсивными составляющими солнечного излучения [92]. Идентификация линий, принадлежащих ионам кальция высокой кратности, представляет интерес для астрофизики. Лазерная искра является новым мощным источником спектров Ca(XII—XIV), действующим в лабораторных условиях [86, 93].

Общая особенность рассматриваемых спектров состоит в том, что при очень высоких уровнях мощности наблюдаемые линии принадлежат в основном ионам двух последовательных кратностей, тогда как линии ионов более низкой кратности фактически отсутствуют [94]. Этот результат можно понять на основе системы уравнений Саха, которые описывают заселенность состояний с разной степенью ионизации в плазме в условиях локального термодинамического равновесия при температуре T [95]:

$$\frac{N_e N^z}{N^{z-1}} = \frac{2Z^z(T)}{Z^{z-1}(T)} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E^{z-1} - \Delta E^{z-1}}{kT} \right), \quad (4.27)$$

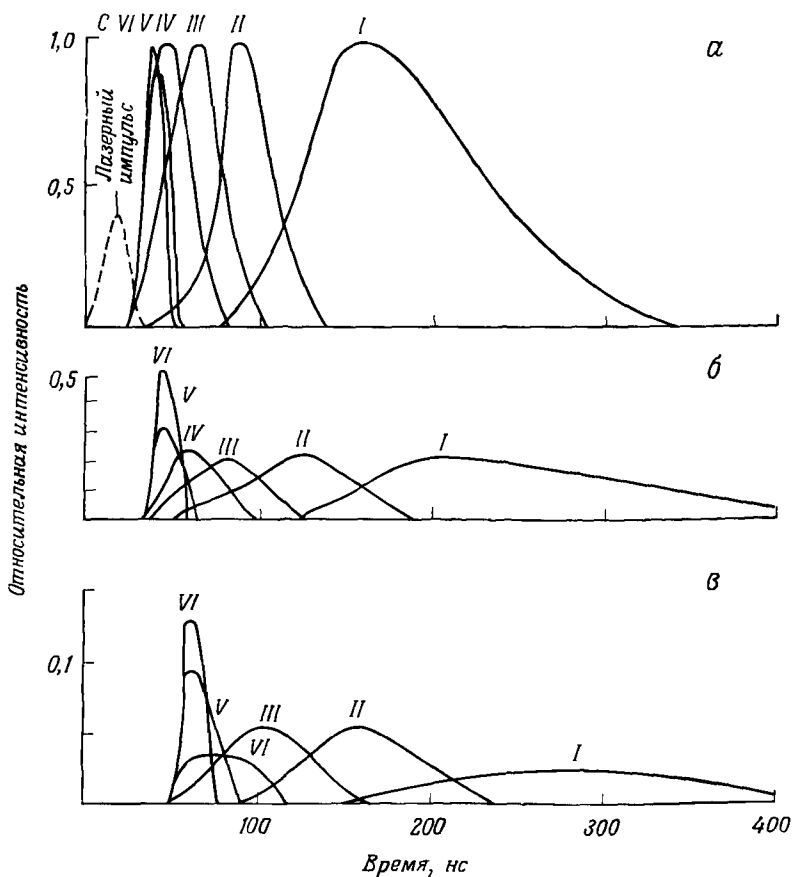
где m , k и h — масса электрона, постоянная Больцмана и постоянная Планка соответственно, N^z/N^{z-1} — отношение плотностей атомов в состояниях z и $z-1$, N_e — плотность электронов, E^{z-1} — энергия ионизации состояния $z-1$ изолированных атомов и ΔE^{z-1} — поправка, обусловленная наличием взаимодействия в плазме. $Z^z(T)$ — статистическая сумма состояния z . Для большинства экспериментальных условий эту поправку можно вычислить по формуле (в единицах МКС)

$$\Delta E^{z-1} \approx (3Ze^2/4\pi\epsilon_0)(4\pi N_e/3)^{1/3},$$

где e — заряд электрона и ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, определяемая соотношением

$$Z^z(T) = \sum_n g_n \exp(-E_n/kT);$$

здесь g_n — статистические веса, E_n — энергия уровней данного иона. По форме уравнений (4.27) видно, что при высоких температурах преобладают одно или два состояния ионизации.



Фиг. 4.26.

Изменение во времени интенсивности линий C (VI) — C (I) [96].

За единицу принята максимальная интенсивность на расстоянии 2 мм от поверхности мишени. Расстояния от поверхности. *а* — 2 мм, *б* — 5 мм, *в* — 10 мм.

Понятие локального термодинамического равновесия играет весьма существенную роль [95]. В случае локального термодинамического равновесия плазму можно характеризовать одной температурой, и уравнения (4.27) описывают тогда заселенности различных состояний. Локальное термодинамическое равновесие имеет место, если процессы столкновительного возбуждения

и передачи энергии происходят достаточно быстро. Для быстрого установления равновесия требуются высокие плотности электронов. Чтобы существовало локальное термодинамическое равновесие, времена столкновений должны удовлетворять различным критериям [95], причем наиболее жестким из них является ограничение на время выравнивания электронной и ионной температур. Для лазерной плазмы получающиеся плотности электронов велики и время электрон-ионных столкновений может быть меньше 10^{-9} с. Таким образом, вполне вероятно, что за времена импульсов лазеров с модулированной добротностью плазма может прийти в состояние локального термодинамического равновесия. В случае пикосекундных импульсов за время длительности импульса равновесие может не успевать устанавливаться, и уравнения (4.27) нельзя использовать. В случаях, когда уравнения (4.27) применимы, отождествление основных ионизационных состояний позволяет получить оценку температуры.

Изменение во времени интенсивностей спектральных линий показывает, что наиболее высокоионизованные состояния присутствуют с самого начала, а состояния с меньшей кратностью ионизации появляются позже. В работе [96] при воздействии на полиэтиленовую мишень излучения рубинового лазера с интенсивностью порядка $2,9 \cdot 10^{11}$ Вт/см² были получены данные об интенсивностях линий, принадлежащих различным ионизованным состояниям. Некоторые результаты приведены на фиг. 4.26, где показано изменение во времени интенсивности линий, принадлежащих ионизованным состояниям углерода на разных расстояниях от мишени. Интенсивность каждой из линий на расстоянии 2 мм была принята за единицу. На фиг. 4.26 показано изменение во времени максимальной интенсивности линий нескольких ионов углерода, измеренное на разных расстояниях от мишени. Вначале появляются спектральные линии, принадлежащие более высокоионизованным состояниям, а вслед за ними поочередно возникают линии более низкоионизованных состояний. Время нахождения иона в каждом из состояний возрастает при увеличении расстояния от поверхности, за исключением $C(VI)$, для которого это время остается приблизительно постоянным.

Интенсивность излучения в непрерывном спектре, полученная в этих же опытах, была использована для нахождения зависимости плотности от расстояния до поверхности мишени. Абсолютные измерения проводились на расстоянии 2 мм от мишени, а для получения относительных величин на других расстояниях были использованы данные об изменении с расстоянием интенсивности излучения в непрерывном спектре. Таким способом было обнаружено, что плотность ионов C^{5+} уменьшалась примерно от $1,7 \cdot 10^{18}$ см⁻³ вблизи поверхности до $1,2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ на расстоянии 2 мм от нее, а плотность ионов C^{6+} падала от $7 \cdot 10^{17}$ до $3 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

г. Рентгеновское излучение

В предыдущих разделах были рассмотрены оптические спектроскопические исследования излучения плазмы в области до 20 \AA , что соответствует энергии фотонов до 600 эВ . Излучение с такой длиной волны уже можно считать рентгеновским.

В одном из экспериментов [97] использовались сцинтилляционные счетчики, закрытые дисками из бериллиевой фольги. Сигнал от сцинтиллятора был зарегистрирован при толщине фольги 25 мкм и отсутствовал при толщине фольги 51 мкм . Эти наблюдения свидетельствуют о наличии мягкого рентгеновского излучения. В данном эксперименте импульс рубинового лазера мощностью 120 МВт фокусировался на частичку из гидрида лития.

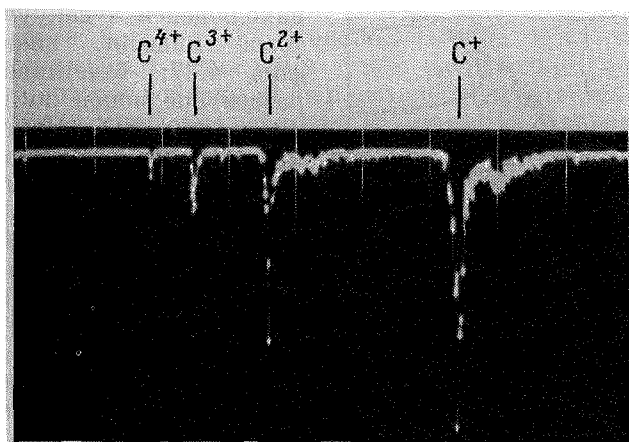
При воздействии импульса излучения с интенсивностью 10^{11} Вт/см^2 лазера на неодимовом стекле на мишень из железа, находящуюся в вакууме, в работе [98] наблюдалось рентгеновское излучение с энергией квантов до 2 кэВ . Детектор, состоявший из фотумножителя и сцинтиллятора на NaI , был закрыт бериллиевым окном толщиной $0,2 \text{ мм}$. Возможность появления вблизи детектора рентгеновского излучения, вызванного выброшенными из мишени электронами, была исключена путем помещения майларовой пленки между мишенью и детектором. Измерялась зависимость амплитуды сигнала от толщины майларовой пленки. Оказалось, что рентгеновское излучение возникает вблизи области воздействия лазерного луча на мишень и является почти монохроматическим с энергией квантов около 2 кэВ .

Ввиду значительного интереса к получению высокотемпературной плазмы с помощью пикосекундных лазерных импульсов очень большой мощности были проведены исследования рентгеновского излучения, возникающего под действием таких импульсов. В работе [99] при фокусировке излучения лазера, работавшего в режиме синхронизации мод, на мишень из дейтерированного лития, помещенную в вакууме, наблюдали рентгеновское излучение с энергией квантов от 20 до 30 кэВ . Короткий одиночный импульс лазерного излучения с длительностью менее 20 пс выделялся из цуга импульсов и усиливался до энергии 20 Дж . В другом эксперименте, где использовался лазер на неодимовом стекле с длительностью импульса 10^{-11} с и с энергией в импульсе свыше $0,5 \text{ Дж}$, наблюдалось рентгеновское излучение, проходящее через слой поглотителя из алюминия толщиной $2,74 \text{ мг/см}^2$. Луч в этом эксперименте фокусировался на мишень из дейтерида лития в пятно диаметром $0,025 \text{ см}$.

Другие измерения рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью, проводились в основном с целью определения температуры плазмы [101, 102]; измерения температуры будут рассмотрены ниже.

д. Масс-спектрометрические измерения

Мы уже описали масс-спектрометрические измерения, выполненные в таких условиях, когда вещество можно считать состоящим из отдельных положительных ионов. В работах [98, 103] был проведен еще ряд измерений в условиях, когда вещество представляет собой плотную плазму. В этих измерениях использовался электростатический анализатор, который обеспечивает выделение группы ионов с одинаковым отношением кинетической энергии к заряду.



Фиг. 4.27.

Типичная форма сигналов от электростатического анализатора при облучении графитовой мишени.

Видны пики C^+ (420 эВ), C^{2+} (840 эВ), C^{3+} (1260 эВ), C^{4+} (1680 эВ). Чувствительность осциллографа 1 В/деление; скорость развертки 1 мкс/деление [98].

Электростатический анализатор состоит из двух пластин, закругленных на угол 90° со средним радиусом r , разделенных некоторым расстоянием d . Между пластинами приложено напряжение V . Чтобы траектория иона с зарядом Z изогнулась на соответствующий угол и прошла между пластинами, энергия иона должна удовлетворять соотношению

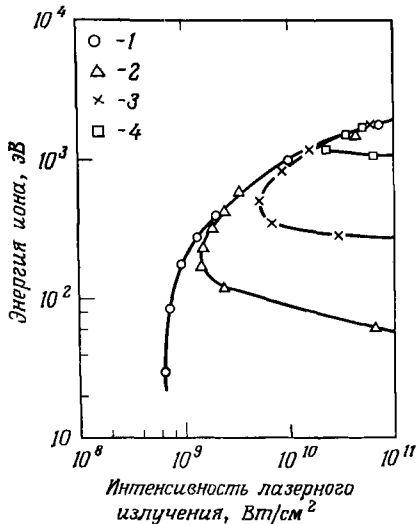
$$E/Z = rV/d. \quad (4.28)$$

Разброс в энергии ΔE можно вычислить по формуле

$$\Delta E = (E/r)(a_1 + a_2), \quad (4.29)$$

где a_1 и a_2 — ширины входной и выходной щелей между пластинами. На осциллограмме сигнала с детектора, который реагирует

на частицы, прошедшие через анализатор, видны пики, соответствующие попаданию на детектор различных ионных компонент, входящих в состав мишени. Обычно последовательность пиков позволяет определить величину Z ; для данной массы время возникновения сигнала, соответствующего ионам с зарядом Z , обратно пропорционально Z . Для конкретного пика энергию можно определить из соотношения (4.28), а скорость — по изменению времени пролета.



Фиг. 4.28.

Зависимость кинетической энергии ионов от интенсивности лазерного излучения [98].

1 — C⁺, 2 — C²⁺, 3 — C³⁺, 4 — C⁴⁺ [98].

зительно постоянна и не зависит от заряда иона. Вероятно, возрастание средней кинетической энергии при увеличении заряда иона связано с тем, что ионы с более низким зарядом возникают позже. Этот результат более подробно обсуждается в разделе, посвященном анализу полученных данных.

Влияние плотной плазмы на такого рода измерения можно видеть из результатов, полученных с помощью аналогичного электростатического анализатора [403]. При плотности потока порядка 10¹¹ Вт/см², падающего на мишень из LiH и LiD, наблюдалось возникновение острых пиков с массовыми числами 1 или 2, в след за которыми возникал сигнал от фронта вещества большой плотности, в котором дебаевский радиус был меньше расстояния между пластинами, так что соответствующий анализ плазмы оказывался невозможным. Первые пики, обусловленные ионами H⁺ и D⁺, соответствовали 10¹⁰—10¹¹ ионам за импульс, вылетающим

Типичный пример осциллограммы пиков, полученных от находящейся в вакууме графитовой мишени, показан на фиг. 4.27; отчетливо видно разделение ионов по величине отношения E/Z . Изменяя напряжение на анализаторе и наблюдая за характером изменения амплитуд пиков, можно определить спектр кинетической энергии различных ионов. Типичный пример зависимости кинетической энергии иона от плотности потока излучения для различных типов ионов показан на фиг. 4.28. Отметим, что средняя кинетическая энергия ионов возрастает с увеличением кратности ионизации. Однако максимальная кинетическая энергия частиц прибли-

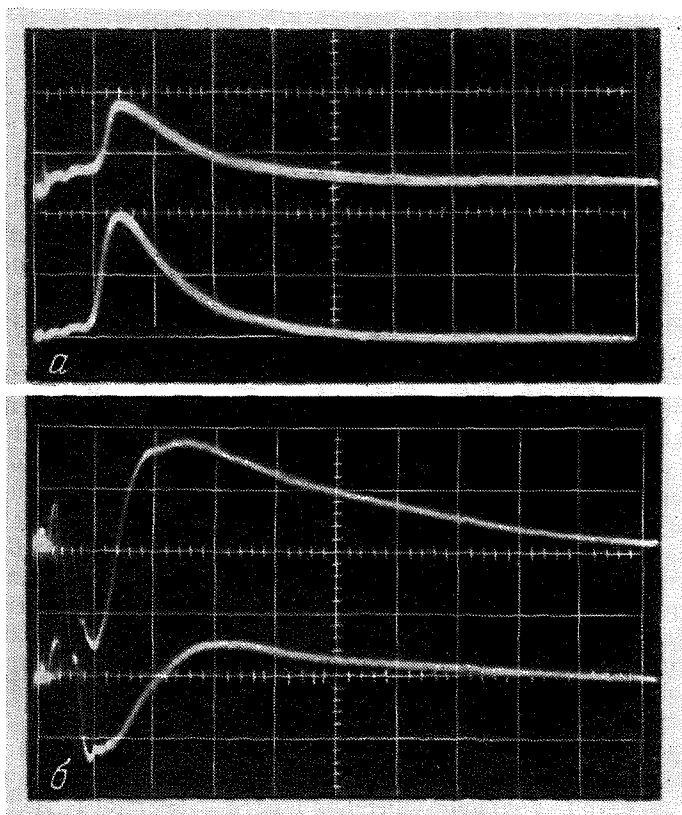
из области, занимаемой плотной плазмой, которая расширялась со скоростью около $6 \cdot 10^6$ см/с. Полное число частиц в очень плотной плазме составляло около 10^{16} . Эти исследования показывают, как в случае плотной плазмы экранирование поверхности или эффекты пространственного заряда могут влиять на результаты.

в. Исследования методом сбора заряженных частиц

Обычно при исследованиях методом сбора зарядов используют экранированные зонды. Зонд представляет собой устройство, состоящее из металлической пластины, к которой приложено собирающее напряжение, и металлической экранирующей сетки, расположенной около пластины со стороны, обращенной к мишени. Сигнал снимается с нагрузочного сопротивления, через которое собранный на пластине заряд стекает на землю. Влияние тока смещения сведено к минимуму экранирующими сетками. Собирающая пластина не обнаруживает наличия заряда, пока он не пройдет через экранирующие сетки. Время пролета от сетки до пластины мало по сравнению с временем пролета от мишени, так что влияние тока смещения оказывается незначительным. На фиг. 4.29, а показана типичная осциллограмма выходного сигнала с такого коллектора в случае воздействия лазерного излучения с интенсивностью порядка 10^8 Вт/см² на мишень из вольфрама, находящуюся в вакууме. Наибольшее количество зарядов улавливается в направлении, перпендикулярном поверхности мишени. В принципе описанное устройство пригодно лишь для сбора положительных ионов. Приложение отрицательного потенциала на экранирующие сетки приводит к отражению электронов. В сигнал может давать вклад вторичная электронная эмиссия, вызываемая попадающими на зонд ионами. В случае если зонд ориентирован в направлении на мишень, вторичную эмиссию электронов могут вызвать также нейтральные молекулы. При большой интенсивности лазерного излучения плазма становится достаточно плотной и уже нельзя пренебрегать электрическим полем, возникающим вследствие разделения электронов и ионов. При этом начинают играть существенную роль эффекты пространственного заряда и наблюдаемые сигналы искажаются. Результаты, относящиеся к плазме с высокой плотностью, образованной лазерным излучением с интенсивностью порядка $3 \cdot 10^9$ Вт/см², приведены на фиг. 4.29, б.

С помощью описанных систем было выполнено большое количество измерений [59, 70, 85, 104—110]. Поскольку такого рода коллекторы подвержены влиянию паразитных эффектов, некоторые исследователи применяли биполярные коллекторы, в которых использовались два плоских зонда, разделенных небольшим расстоянием. Пластины располагаются так, чтобы они не находи-

лись на оси, проходящей через мишень. Они экранируются от летящих с мишени частиц заземленными сетками. К одному из зондов приложено положительное напряжение, к другому —



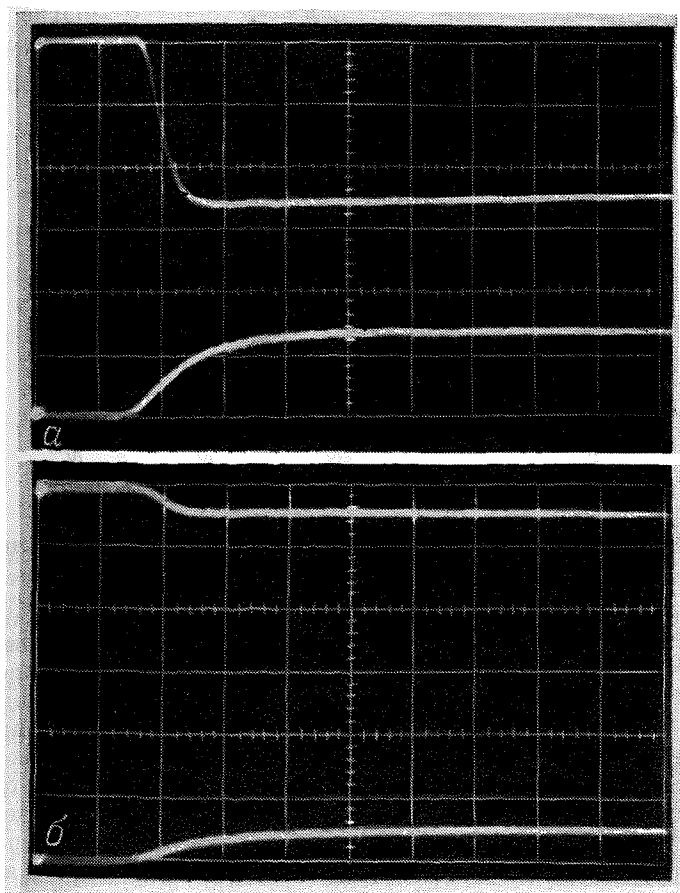
Фиг. 4.29.

Ионный сигнал с экранированных зондов, находящихся на расстоянии 9 см от вольфрамовой мишени.

Скорость развертки на обеих фотографиях 5 мкс/деление. Нижние кривые получены от зонда, расположенного на нормали к поверхности мишени, верхние — от зонда на линии, составляющей угол 15° с нормалью. а — плазма малой плотности, масштаб по вертикали 0,005 В/деление, б — плотная плазма, масштаб по вертикали 0,05 В/деление.

отрицательное. Сильное электрическое поле внутри биполярного коллектора вызывает разделение плазмы. Можно наблюдать отдельно электронный и ионный токи. Это устройство в меньшей степени подвержено влиянию пространственного заряда, чем коллектор, состоящий из одной пластины.

Как следует из фиг. 4.29, б, при высокой плотности плазмы форма осциллограммы сигнала с однопластинного коллектора может быть очень сложной. Сигнал на фиг. 4.29, а интерпрети-



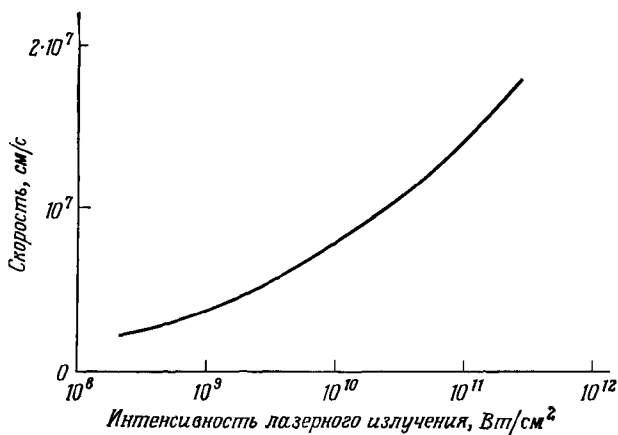
Фиг. 4.30.

Ионный и электронный сигналы с биполярного коллектора для вольфрамовой мишени, облученной импульсом рубинового лазера с интенсивностью 10^8 Вт/см².

Коллектор расположен на расстоянии 9 см от мишени по нормали к поверхности. Верхние кривые соответствуют электронному заряду, собранному на коллекторе, нижние — ионному заряду. Вертикальный масштаб 1 В/деление и скорость развертки 5 мкс/деление. а — при наличии разряда на коллекторе, б — в отсутствие разряда.

руется просто как появление положительных пиков на отрицательно заряженном коллекторе; плотность плазмы при этом достаточно мала, и эффекты пространственного заряда несущее-

стенны. Гораздо сложнее осциллограмма на фиг. 4.29, б. Перед нарастающим положительным импульсом имеется отрицательный спад, который интерпретировался как следствие отрицательного пространственного заряда, окружающего плазму с нескомпенсированным положительным зарядом [70]. Однако многие другие исследования, в частности измерения с помощью биполярных

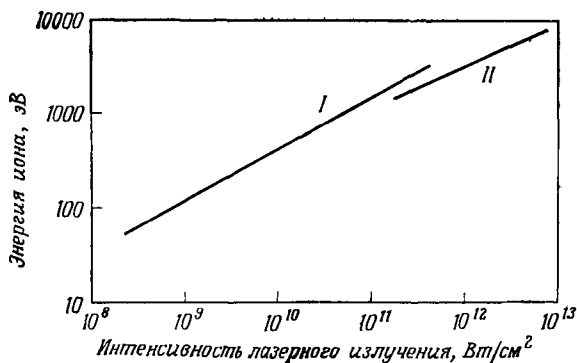


Фиг. 4.31. Зависимость скорости расширения лазерной плазмы от интенсивности лазерного излучения [70].

коллекторов, указывают на то, что электроны и ионы движутся вместе как квазинейтральная плазма и плотность электронного заряда вне основного объема плазмы равна нулю. Тот факт, что в случае плотной плазмы сигнал в некоторый момент времени из отрицательного превращается в положительный, некоторые исследователи пытались связать с приходом на коллектор поверхности нулевого заряда, разделяющей электроны и положительную компоненту плазмы. Но как мы уже говорили, наиболее вероятное объяснение заключается в том, что отрицательный всплеск является ложным эффектом, возникающим при большой интенсивности лазерного излучения и высоких плотностях плазмы.

Биполярные коллекторы обеспечивают более надежные измерения полного заряда. Типичные осциллограммы сигнала с биполярного коллектора показаны на фиг. 4.30. При очень высокой плотности плазмы область между пластинами биполярного коллектора может стать проводящей и электроны будут стекать непосредственно с заземленного электрода на пластину, находящуюся под положительным потенциалом. Эта утечка может привести к тому, что число собранных электронов будет больше, чем количество положительных ионов; наиболее надежные результаты

получаются в случае, когда плотность плазмы достаточно мала, так что разряда не происходит. При этих условиях собранный электронный заряд имеет ту же величину, что и ионный, и заряды обоих знаков поступают на коллектор одновременно. Фиг. 4.30, *a* соответствует условиям разряда; на фиг. 4.30, *б* разряд отсутствует. Как и следовало ожидать, производная от величины собранного ионного заряда подобна по форме импульсу, показанному на фиг. 4.29, *a*, поскольку эта производная равна ионному току.



Фиг. 4.32.

Зависимость энергии ионов от интенсивности лазерного излучения [70].

Кривая I построена по данным, приведенным в работе Басова и др. [70] для углерода; кривая II соответствует данным Оповера и др. для мишени из дейтерида лития [107].

Измерения полного заряда показали, что вещество, выброшенное под действием импульса рубинового лазера с модулированной добротностью мощностью 20 МВт на частицу гидрида лития диаметром 20 мкм, полностью ионизовано [57]. Величина суммарного ионного заряда соответствовала попаданию на коллектор всех атомов, составлявших частицу в полностью ионизованном состоянии. Угловое распределение для мишени в виде отдельной частицы было приблизительно изотропным, тогда как вещество, расширяющееся с поверхности массивной мишени, разлетается, как указывалось раньше, в направлении от поверхности. Исследования методом сбора зарядов в случае плоской поверхности также дают угловое распределение с максимумом в направлении, перпендикулярном поверхности [104, 106].

Измерения методом сбора заряда показывают также, что прелетные времена ионов примерно соответствуют тем скоростям, с которыми, согласно результатам фотографических измерений в тех же экспериментальных условиях, движется расширяющийся светящийся фронт плазмы [85, 103]. Зависимость скорости расширения от интенсивности падающего лазерного излучения, полу-

ченная из измерений на углеродной мишени методом сбора зарядов, показана на фиг. 4.31.

Большие скорости расширения соответствуют высоким энергиям частиц. На фиг. 4.32 приведены зависимости энергии ионов от интенсивности лазерного излучения, полученные из экспериментальных измерений времени пролета ионов до коллектора. Приведенные на этом графике значения энергии типичны для экспериментов такого рода. Как мы увидим позже, они не соответствуют температуре плазмы.

Сравнение результатов измерений параметров плазмы, расширяющейся от передней и задней поверхностей тонких мишеней из гидрида лития, показало, что ионы, покидающие заднюю поверхность, обладают более низкой энергией, а число их меньше, чем в плазме от передней поверхности [107]. При толщине материала 5 мкм энергия ионов, покидающих заднюю поверхность мишени, составляла 70%, а их число — 25% соответственно от энергии и числа ионов, движущихся от передней поверхности. При толщине материала 30 мкм энергия ионов уменьшалась до 40%, а их число по-прежнему составляло 25%. С обратной стороны мишени толщиной 60 мкм ионы не были обнаружены. Эти наблюдения навели на мысль, что импульс лазерного излучения нагревает тонкий слой толщиной в несколько микрон, а уже возникающая вследствие этого горячая плазма взаимодействует с основной частью мишени. Был сделан вывод, что основная часть плазмы, производимой при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью, возникает после окончания светового импульса и что источником энергии для последующего испарения является нагретая плазма.

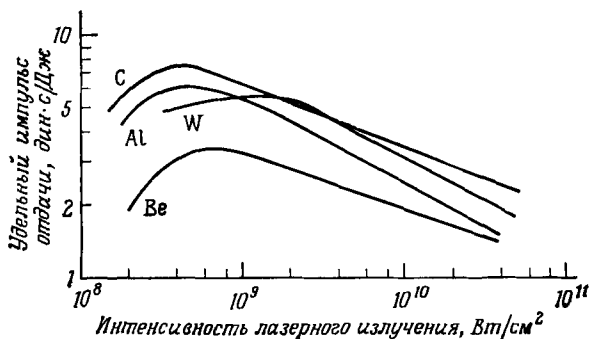
ж. Импульсы давления

Сравнительно давно было высказано предположение о том, что испарение вещества из твердой мишени под действием лазерного излучения большой мощности могло бы привести к передаче импульса давления [112]. Простые вычисления показывали, что давление при испарении должно достигать больших величин. Давление вызвано импульсом отдачи испаряющегося материала и воздействует на мишень в месте образования горячей плазмы. Как показано в гл. 3, при нагреве поверхности могут возникнуть импульсы давления без какого-либо выброса вещества. Здесь мы рассмотрим только явления, обусловленные взаимодействием поверхности с выброшенным материалом [113—118].

Для измерения импульса отдачи на мишень, возникающего под действием лазерного излучения длительностью 50 нс при энергии 0,3 Дж, в работе [113] был использован пьезоэлектрический датчик. Пока средняя плотность энергии превышала 0,4 Дж/мм², измеренное количество движения не зависело от раз-

мера фокального пятна. Измеренная величина импульса для мишени из меди составляла приблизительно 0,18 дин·с. Для целого ряда других материалов, таких, как сталь, алюминий, латунь и тантал, эта величина отличается меньше чем на 20%.

Были проведены также исследования зависимости передаваемого импульса от интенсивности лазерного света. В работе [114]



Фиг. 4.33

Удельный импульс отдачи для ряда материалов в случае лазера с модулированной добротностью [114].

измерялся импульс отдачи сферической мишени из исследуемого материала, подвешенной на нити в виде маятника. Отклонение маятника, вызванное действием на мишень лазерного излучения, регистрировалось через окно вакуумной камеры с помощью микроскопа. На фиг. 4.33 приведены зависимости удельного импульса отдачи от интенсивности лазерного излучения для ряда материалов. Удельные импульсы оказываются на несколько порядков больше тех, которые могли бы быть переданы мишени при отражении света. Эти результаты показывают, что для каждого материала имеется оптимальная интенсивность, при которой происходит передача максимального количества движения на один джоуль энергии лазерного излучения¹⁾. При интенсивностях мень-

¹⁾ Приведенное рассуждение больше пригодно для объяснения максимума на кривой зависимости удельной испаренной массы от плотности потока излучения. Что же касается удельного импульса отдачи, то он сам пропорционален средней скорости разлета плазмы и в некоторой области интенсивностей увеличивается с ростом температуры плазмы. Лишь при очень высоких интенсивностях, когда кинетическая энергия разлетающейся плазмы больше теплоты испарения, увеличение температуры плазмы будет приводить к уменьшению удельного импульса отдачи. Очевидно, что максимум удельного импульса отдачи имеется и в условиях, когда потери энергии, связанные с теплопроводностью, не играют роли. При высоких интенсивностях известное значение может иметь также экранировка поверхности мишени расширяющейся плазмой, приводящая также к уменьшению удельного импульса отдачи. — *Прим. ред.*

ше оптимальных потеря части энергии вызвана теплопроводностью. Справа от максимума часть энергии идет на увеличение степени ионизации и температуры испаренного вещества. В результате передаваемый импульс оказывается меньше, чем в случае, когда то же самое количество энергии идет на испарение большего числа атомов.

При действии на металлические мишени излучения мощного лазера на неодимовом стекле с модулированной добротностью были получены пиковые давления в десятки килобар [115]. Регистрировалось отклонение мишеней, выполненных в виде маятников. Мощные лазерные импульсы могут, таким образом, генерировать в веществе импульсы напряжения в виде слабых ударных волн.

3. Термоядерные аспекты

Большая часть работ по исследованию лазерной плазмы была явно мотивирована желанием получить высокотемпературную плазму для целей управляемого термоядерного синтеза. Предложение использовать лазеры для нагревания плазмы до термоядерных температур было высказано в самом начале этих исследований [119, 120]. Это предложение стимулировало большое число работ. В настоящем разделе мы рассмотрим некоторые из работ, специально ориентированных на изучение термоядерных аспектов взаимодействия лазерного излучения с веществом. Сюда относятся выбор подходящих материалов для мишеней, системы подвески малых мишеней, применение магнитных полей для удержания плазмы и регистрация нейтронов.

Для термоядерного синтеза необходимы вещества с малыми атомными номерами. Более всего подходят твердый водород или дейтерий, но с их использованием связаны экспериментальные трудности. В качестве компромисса часто использовались твердые шарики из гидрида лития или дейтрида лития [57, 97, 99, 121]. В одном из экспериментов пластинка из смеси LiH и LiD подвешивалась на кварцевой нити [122]. Для приготовления мишеней из твердого водорода применялись различные методы. В одном случае с помощью экструдера получали нити из твердого водорода диаметром около $\frac{1}{3}$ мм и длиной в несколько миллиметров [123]. В работе [124] твердый водород прессовали в таблетки диаметром и толщиной около $\frac{1}{4}$ мм. Затем таблетки выбрасывались в облучаемый объем со скоростью около 1000 см/с. В качестве мишеней также использовались тонкие фольги из твердого водорода [125], дейтериевые нити [69] и частички из дейтерия [126].

Размеры этих мишеней малы, так что их величина довольно хорошо согласуется с размером сфокусированного лазерного луча. Типичные размеры мишени имеют порядок 100 мкм, хотя исполь-

зовались также и частички размером до 10 мкм [57]. Необходимо по возможности тщательно изолировать мишени от контакта с окружающей средой. Маленькие мишени подвешивались на тонких кварцевых нитях [68, 122], выстреливались из специального ружья и на лету облучались лазерным импульсом [124] или помещались на подставку, которую очень быстро убирали [68]. Наиболее трудоемким является метод электростатического подвешивания [57], однако он обладает рядом преимуществ, к которым относится отсутствие заметного движения мишени и предотвращение контакта с другими телами. В область с подвешивающим полем вводят порошок из частичек гидрида лития диаметром от 10 мкм до 20 мкм. Путем соответствующего подбора напряжений на электродах можно выделить одну частицу из тех, которые попали в область с подвешивающим полем. Захваченная частица могла удерживаться на минимальной орбите с размером порядка одной трети фокального диаметра луча.

Для увеличения времени удержания плазмы в работах [68, 79, 127] использовались магнитные поля. Вычисления показали, что поглощение лазерного света в плазме возрастает в присутствии магнитного поля [128]. Исследования процесса расширения плазмы, образующейся из одиночной частички гидрида лития в зеркальной и остроугольной магнитных конфигурациях, показывают, что лазерная плазма действительно удерживается магнитным полем [127]. В отсутствие магнитного поля плазма расширяется изотропно. В магнитном поле зеркальной конфигурации с напряженностью 240 Гс плазма уже не расширяется свободно, а постепенно вытекает из области удержания. Уменьшается количество собранного заряда в направлении поперек магнитного поля, и сам процесс сбора происходит в течение более продолжительного времени. Поток плазмы движется в основном вдоль линий поля.

Скоростная киносъемка показала [68], что в магнитном поле с зеркальной конфигурацией и напряженностью в области зеркал 14 кГс при напряженности в центре 6 кГс происходит заметное изменение характера расширения плазмы. Плазма в поле излучает свет в течение 5 мкс по сравнению с 1 мкс в отсутствие поля, что указывает на наличие удержания. Однако скорость расширения плазмы поперек линий оказывается почти столь же высокой, как и в отсутствие поля. Микроволновые интерферометрические измерения плотности плазмы обнаруживают несколько более медленное убывание электронной плотности в присутствии магнитного поля.

В работе [129] было высказано предположение, что направленный внутрь взрыв, вызванный действием лазерного излучения, приведет к увеличению температуры и поглощательной способности плазмы. Несколько лазеров, излучение которых сфокусировано в одну и ту же точку, могут заполнить излучением весь телесный угол. Временную форму импульса можно было бы подо-

брать таким образом, чтобы сначала образовалась взрывная волна, а затем сходящаяся сферическая ударная волна, которая создала бы очень высокие температуры и плотности в центре ¹).

В литературе также описаны прямые наблюдения нейтронов, образующихся в лазерной плазме [99, 121, 122, 130—132]. Нейтронные импульсы наблюдались в эксперименте, в котором одиночный импульс выделялся из пуга импульсов, генерируемых лазером на неодимовом стекле с модулированной добротностью в режиме синхронизации мод, и фокусировался на мишень из LiD в вакууме [99, 121, 130]. Полная энергия порядка 20 Дж выделялась за время порядка 10^{-11} с. Детектор нейтронов состоял из пластикового сцинтиллятора и фотоумножителя. Выходные импульсы часто совпадали по времени с лазерным импульсом, хотя во многих лазерных вспышках совпадения не было. Авторы полагают, что число наблюдаемых совпадений значительно превышало число возможных случайных совпадений и что наблюдаемые импульсы были вызваны нейтронами, образовавшимися в лазерной плазме.

Нейтронный выход от 100 до 500 нейтронов на лазерный импульс был получен при действии излучения лазера на неодимовом стекле с интенсивностью около 10^{13} Вт/см² на мишень из твердого дейтерия [132] ²). Лазер излучал энергию порядка 40 Дж в импульсе с передним фронтом около 3 нс. Времяпролетные измерения показали, что энергия нейтронов равна 2,45 МэВ.

Суммируя результаты экспериментов, описанных в этом разделе, мы видим, что использованные экспериментальные методы и полученные результаты аналогичны методам и результатам других исследований лазерной плазмы. Описанные работы были так или иначе связаны с термоядерными исследованиями; однако подобные результаты, за исключением образования нейтронов, получались и на мишенях из других материалов. В описанных выше работах была получена высокотемпературная плазма. В одном из опытов плазма имела тепловую энергию около 200 эВ [123]; в экспериментах [99] с пикосекундным лазерным импульсом была получена плазма с электронной температурой 50 кэВ.

Для получения термоядерной лазерной плазмы, представляющей практический интерес, необходимо еще решить целый ряд проблем. По-видимому, одним из перспективных методов является использование пикосекундных импульсов, с помощью которых

¹) Расчеты показывают, что гораздо более широкие возможности открываются при осуществлении с помощью программированного лазерного импульса почти адиабатического сжатия плотной плазмы [171, 172]. Как следует из этих расчетов, положительного термоядерного выхода при таком подходе можно ожидать уже для энергий в лазерном импульсе порядка десятка килоджоулей. — *Прим. ред.*

²) Значительно более высокий нейтронный выход получен в следующих работах [199—203]. — *Прим. ред.*

плазме можно передать большое количество энергии, прежде чем она успеет расшириться. Необходимо дальнейшее увеличение пиковых мощностей лазерного излучения, чтобы создать полезное устройство для инжекции плазмы в термоядерный реактор¹⁾.

и. Другие экспериментальные исследования

Большинство исследований по лазерной плазме было выполнено с помощью мощных рубиновых лазеров или лазеров на неодимовом стекле с модулированной добротностью. Проводились также исследования плазмы, получаемой с помощью лазеров других типов. В работе [133] микроволновыми методами изучалась плазма, выбрасываемая из мишени под действием миллисекундного лазерного импульса. Результаты показывают, что сравнительно долгоживущее и плотное плазменное облако можно получить, используя миллисекундный импульс излучения рубинового лазера с энергией 10 Дж, сфокусированного линзой с фокусным расстоянием 15 см на металлическую мишень.

Для получения горячей плазмы на твердых мишенях использовалось также излучение CO_2 -лазера с модулированной добротностью [134]. Импульсы излучения мощностью 0,35 МВт и длительностью 400 нс фокусировались в пятно диаметром 100 мкм. При действии на стеклянные мишени наблюдались линии одно-, двух- и трехкратно ионизованных атомов кремния. Металлические мишени, как выяснилось, имеют слишком высокую отражательную способность и не дают хороших результатов. Однако, как только возникнет плазма, поглощение света в ней, связанное с обратным тормозным эффектом, должно стать очень большим, поскольку коэффициент поглощения пропорционален кубу длины волны лазерного излучения²⁾. По-видимому, использование

¹⁾ Исследования последнего времени показали, что простое повышение интенсивности излучения не решает основных проблем; одним из важнейших оказывается вопрос о поглощательной способности высокотемпературной плазмы. Тормозное поглощение при высоких температурах становится неэффективным, и реальным механизмом поглощения для практически интересных частот света и плотностей плазмы может быть нелинейный механизм, связанный с развитием параметрических неустойчивостей [173—175]. Были получены экспериментальные указания на то, что такие неустойчивости действительно возникают [176—178]. Расчет [179] и экспериментальные определения коэффициента отражения плазмы [178], по-видимому, указывают на желательность перехода к более коротковолновым лазерам и неоднородным мишеням. Значительный интерес представляет использование сверхсильных магнитных полей [180]. — *Прим. ред.*

²⁾ Без учета вынужденного испускания. Заметим, что сказанное справедливо до тех пор, пока плотность плазмы мала, так что частота лазерного излучения выше электронной плазменной частоты. В противном случае основное поглощение происходит вблизи поверхности, на которой $\epsilon = 0$, и полное поглощение оказывается *обратно* пропорциональным квадрату длины волны [179]. — *Прим. ред.*

длинноволновых CO_2 -лазеров с высокой частотой повторения приведет к значительным успехам в изучении взаимодействия лазера с поверхностью вещества.

2. Интерпретация результатов

а. Основные явления

В работах [119, 120] было указано на возможность создания с помощью лазеров высокотемпературной плотной плазмы для заполнения термоядерной установки путем испарения малого количества вещества под действием мощного короткого лазерного импульса. Ранее мы уже выяснили характер физических явлений, происходящих при образовании и нагреве этого вещества. Вещество испаряется из твердой мишени и затем нагревается до более высоких температур, поглощая лазерное излучение. Поглощение обусловлено обратным тормозным эффектом, при котором свободный электрон поглощает фотон. Электрон переходит в более высокое энергетическое состояние непрерывного спектра. Для сохранения количества движения этот процесс должен происходить в поле иона. Коэффициент поглощения K_ν в единицах СГС определяется соотношением [135]

$$K_\nu = (4/3) (2\pi/3kT)^{1/2} (n_e n_i Z^2 e^6 / h c m^{3/2} \nu^3) \times \\ \times [1 - \exp(-h\nu/kT)] = 3,69 \cdot 10^8 (Z^3 n_i^2 / T^{1/2} \nu^3) \times \\ \times [1 - \exp(-h\nu/kT)], \quad (4.30)$$

где n_i и n_e — соответственно плотность ионов и электронов в плазме со средним зарядом Z и температурой T ; ν — частота света; c , e , m , h и k — соответственно скорость света, заряд электрона, масса электрона, постоянная Планка и постоянная Больцмана. Множитель $1 - \exp(-h\nu/kT)$ учитывает уменьшение поглощения вследствие вынужденного излучения. Для света рубинового лазера при температуре $T \ll 20\,000$ К этот член становится приблизительно равным единице. При $T \gg 20\,000$ К его можно аппроксимировать выражением $h\nu/kT$, и тогда

$$K_\nu \approx (4/3) (2\pi/3)^{1/2} (1/mkT)^{3/2} (n_e n_i Z^2 e^6 / c \nu^2). \quad (4.31)$$

Существенное различие между соотношениями (4.30) и (4.31) заключено в форме функциональных зависимостей от T и ν .

В водороде при $T \approx 10^5$ К и $K_\nu \approx 40$ см⁻¹ свет почти полностью поглощается на расстоянии порядка 0,025 см¹). Для эффективного нагрева необходимо, чтобы область, занимаемая плазмой, имела размер около $1/K_\nu$; если он меньше, то происходит потеря энергии; если же этот размер больше, то плазма нагревается неоднородно. Трудно обеспечить такие параметры плазмы, при

¹) При плотности примерно 10^{20} см⁻³ и частоте рубинового лазера. — *Прим. ред.*

которых в процессе расширения поддерживалось бы необходимое значение коэффициента поглощения.

Чтобы лазерная энергия проникала в плазму, оптическая частота должна быть больше плазменной частоты ν_p , которая дается соотношением [135]

$$\nu_p = 8,9 \cdot 10^3 n_e^{1/2}. \quad (4.32)$$

Для длины волны излучения рубинового лазера критическая плотность электронов равна $2,4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. При бóльших плотностях электронов плазма отражает излучение и свет не будет в нее проникать. При быстром расширении выброшенного материала его плотность быстро падает ниже критической.

Время равномерного распределения поглощенной энергии между электронами и ионами мало. Приблизительно оно выражается соотношением ¹⁾

$$t_1 \approx 252 A T^{3/2} / n_e Z^2 \ln \Lambda, \quad (4.33)$$

где $\ln \Lambda$ — функция, которая в широкой области изменения параметров плазмы имеет порядок 10, A — атомный вес ионов. В большинстве случаев время t_1 мало. Например, для водородной плазмы с плотностью 10^{18} см^{-3} при температуре 10 000 К имеем

$$t_1 \approx 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ с.}$$

В представляющих интерес условиях время t_1 будет меньше длительности импульса излучения лазера с модулированной добротностью. Это означает, что в течение импульса электроны могут эффективно передавать поглощенную энергию ионам и мы можем ввести упрощающее предположение, что электронная и ионная температуры одинаковы. В случае импульсов пикосекундной длительности это условие может быть нарушено и процесс передачи энергии от электронов ионам нельзя считать мгновенным ²⁾.

Радиационные потери энергии плазмы в основном обусловлены тормозным излучением. Мощность излучения равна [135]

$$P = 1,42 \cdot 10^{-34} Z^3 n_i^2 T^{1/2} \text{ Вт/см}^3. \quad (4.34)$$

В большинстве интересных случаев этими потерями можно пре-

¹⁾ Это выражение следует из формулы (5.31) книги [135] при условии, что $T_i/A_i \ll T_e/A_e$, где индексы i и e относятся к ионам и электронам, а T и A означают температуру и атомный вес ($A_e = 1/1837$).

²⁾ Поглощение света электронами всегда приводит к увеличению электронной температуры по сравнению с ионной. Разность температур определяется плотностью потока излучения и во многих практически интересных случаях может быть значительной. Если интенсивность достаточно велика, то типична ситуация, когда равновесие между электронами и ионами достигается лишь после окончания лазерного импульса, к моменту начала гидродинамического разлета вещества [183]. — *Прим. ред.*

небрежь по сравнению с получаемой мощностью. В качестве примера рассмотрим водородную плазму с плотностью ионов 10^{19} см⁻³ и температурой около 10^6 К. Приведенные выше экспериментальные результаты показывают, что эти величины типичны для лазерной плазмы. Начальный объем, занимаемый плазмой, можно принять равным 10^{-5} см³ (при поперечном сечении 10^{-3} см² и толщине 0,01 см). Тогда полная излучаемая мощность оказывается порядка 50 Вт, что много меньше подводимой мощности. Плазма излучает как черное тело только на тех частотах, для которых длина поглощения меньше размеров области, занятой плазмой. При температурах ниже 10^6 К потерями на излучение черного тела, вероятно, можно пренебречь. Из изложенного ясно, что во многих реальных случаях потери на излучение малы. При некоторых условиях, в частности при наличии в плазме высокоионизованных компонент, потери могут быть значительными.

Плазма может обладать высокой теплопроводностью. Для полностью ионизованной плазмы, состоящей из покоящихся ионов и невзаимодействующих электронов, коэффициент теплопроводности K имеет вид [135]

$$K = (1,95 \cdot 10^{-11} T^{5/2}) / (Z \ln \Lambda) \text{ Вт/см} \cdot \text{К}. \quad (4.35)$$

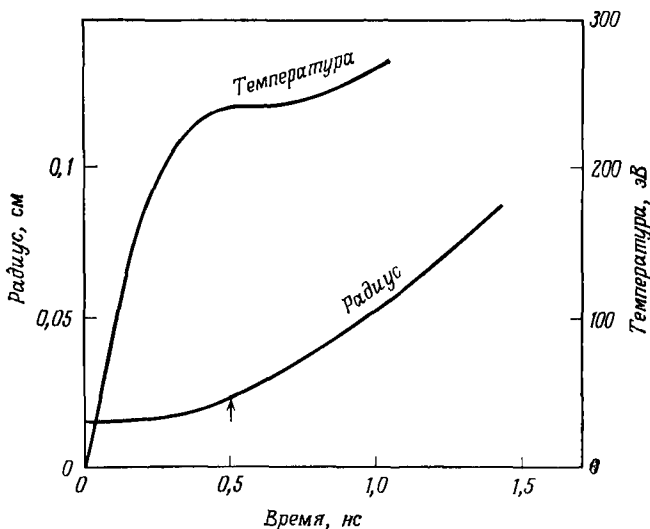
В случае водородной плазмы с плотностью порядка 10^{19} см⁻³ и температурой примерно 100 эВ тепло распространяется на расстояние нескольких миллиметров в течение 1 нс. Таким образом, при разумных условиях распределение температуры в плазме, нагретой лазером, может быть достаточно равномерным.

При расширении плазмы, согласно соотношению (4.30), коэффициент поглощения уменьшается и вещество быстро становится прозрачным. Это обстоятельство накладывает ограничение на реально достижимую температуру. Чем больше интенсивность падающего лазерного излучения, тем больше скорость начального расширения и тем короче время разогрева. Как мы увидим в дальнейшем, максимальная температура, которая достигается в лазерной плазме, не очень сильно зависит от интенсивности лазерного излучения. Быстрое расширение ($\sim 10^7$ см/с) приводит к тому, что импульс излучения большой интенсивности используется с меньшей эффективностью, чем импульс меньшей интенсивности. Выходом из положения является переход к импульсам очень малой длительности, т. е. к пикосекундным импульсам. В этом случае действие импульса заканчивается прежде, чем происходит сильное расширение.

В качестве численного примера укажем, что для дейтериевой плазмы с начальным радиусом 0,015 см при плотности поглощенного потока излучения 10^{10} Вт оценка [120] дает эффективное время нагревания до наступления прозрачности плазмы порядка 0,9 нс,

что значительно короче длительностей импульсов обычных лазеров с модулированной добротностью.

В одном из расчетов [120] для определения температуры и размера плазмы в зависимости от времени работа, совершаемая давлением, полагалась равной приращению кинетической энергии радиального расширения. Из закона сохранения энергии в пред-



Фиг. 4 34.

Результаты расчета нагрева и расширения водородной плазмы под действием излучения рубинового лазера мощностью 10^{10} Вт [122].

Облако плазмы с начальным радиусом 0,015 см содержит $2,2 \cdot 10^{16}$ ионов. Стрелкой указан момент, когда плазма становится прозрачной.

положении, что плазма имеет сферическую форму с радиусом r , было получено уравнение

$$\frac{3}{2}(N_e + N_i) k \frac{dT}{dt} = -4\pi Pr^2 \frac{dr}{dt} + W, \quad (4.36)$$

где W — скорость поступления лазерной энергии, P — давление, а N_e и N_i — полное число электронов и ионов соответственно. Для $W = \text{const}$ и $dr/dt = 0$ при $t = 0$ были получены следующие выражения:

$$r = [r_0^2 + \frac{10}{9} W t^3 / N_i m_i]^{1/2}, \quad (4.37)$$

$$kT = \frac{Wt}{3(N_e + N_i)} \left[\frac{2r_0^2 + 5Wt^3/9N_i m_i}{r_0^2 + 10Wt^3/9N_i m_i} \right], \quad (4.38)$$

где r_0 — начальный радиус плазмы. Полученные из этих соотношений зависимости температуры и радиуса плазмы от времени показаны на фиг. 4.34. В качестве начального условия было принято $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ см; плазма содержала $2,2 \cdot 10^{16}$ водородных ионов; мощность лазера $W = 10^{10}$ Вт. Видно, что плазма становится прозрачной и нагрев в основном прекращается приблизительно через 0,5 нс.

Вычисления, основанные на этой модели, показали, что излучение лазера с мощностью порядка 10 ГВт могло бы испарить малую частицу и образовать плазму с температурой порядка 100 эВ.

Проведенный в этом разделе обзор физических явлений соответствует современному пониманию механизмов поглощения лазерной энергии в испаренном веществе, приводящих к экспериментально наблюдаемым высоким температурам. Мы перейдем теперь к интерпретации других аспектов взаимодействия лазерного излучения с поверхностью и к построению единой картины экспериментально наблюдаемых явлений.

б. Температура плазмы, образующейся при действии лазерного излучения на твердые мишени

Во многих экспериментах получены оценки температуры плазмы, образующейся при действии лазерного излучения на поглощающие твердые мишени. Сами измерения уже были описаны, однако обсуждения измеренных значений температур пока не проводилось. В этом разделе мы соберем вместе результаты различных измерений и представим вытекающие из них оценки температур.

Данные, использованные в вычислениях, приведены в табл. 4.2. Многие из этих результатов были получены из спектроскопических исследований; однако в таблице представлены и другие методы. При ее составлении результаты оригинальных работ были предварительно обработаны. Например, в некоторых случаях была взята наилучшая оценка температуры. В ряде работ не приведены значения температуры в явном виде, однако анализ результатов позволяет ее оценить. Некоторые данные таблицы получены именно таким способом, например в тех случаях, когда в работе приводилось распределение ионов по скоростям.

В таблице приведены ссылки на оригинальные работы, указаны некоторые параметры используемого лазера, интенсивность лазерного излучения на мишени, измеренная величина температуры плазмы и метод ее определения. Предполагалось, что время выравнивания температур электронов и ионов мало, как было отмечено выше, и поэтому электронная и ионная температуры примерно равны. В дальнейшем мы вернемся к этому вопросу.

ТАБЛИЦА 4.2

Сводка измерений температуры

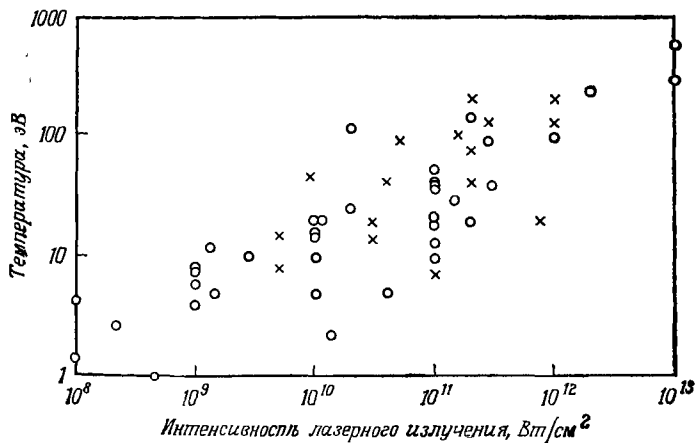
Мощность лазерного излучения, Вт	Размеры фокальной области	Интенсивность лазерного излучения, Вт/см ²	Температура, эВ	Метод определения температуры	Литература
5·10 ⁸	—	~ 10 ¹²	100	Спектроскопический	[94]
3·10 ⁵	3·10 ⁻⁵ см ²	10 ¹⁰	20 Au 5 Al	Времяпролетный спектрометр	[50]
10 ⁵	10 ⁻³ см ²	10 ⁸	1, 4	Задерживающий потенциал	[43]
	—	10 ⁹ 10 ¹⁰ 10 ¹¹ 10 ⁹ 10 ¹⁰ 10 ¹¹	4 Be 10 Be 40 Be C Al 15 Al 50 Al 8 Pb 16 Pb 40 Pb	Излучение в непрерывном спектре	[84]
7·10 ⁷	—	5·10 ⁹ 3·10 ¹⁰ 5·10 ⁹ 3·10 ¹⁰	15 Al 19 Al 8 Pb 14 Pb	Газодинамический анализ ¹)	[109]
2·10 ⁷	90 мкм	3·10 ¹¹	~ 40	Анализ процесса расширения	[57]
—	—	5·10 ¹² 2·10 ¹¹ 2·10 ¹⁰	210—300 120—165 100—130	Спектральные линии Ca	[93]
5·10 ⁹	—	10 ¹²	130	Спектральные линии Ca ¹)	[136]
5·10 ⁸	—	2·10 ¹¹	200	Анализ процесса расширения ¹)	[123]
1,2·10 ⁸	—	2·10 ¹¹	50—100	Рентгеновское излучение ¹)	[97]
6·10 ⁷	400 мкм	4·10 ¹⁰	5	Спектральные линии Al	[68]
—	—	10 ⁸	4	Спектральные линии Al	[137]
—	—	2,9·10 ¹¹	90	Спектроскопия	[96]
2·10 ⁸	400 мкм	2·10 ¹¹	20	Анализ процесса расширения	[103]
3·10 ⁷	—	10 ¹¹	21 Be ⁺⁺ 40 Be ⁺ 13 C ³⁺ 19 C ⁺⁺	Электростатический анализатор формы импульса	[98]

Продолжение табл. 4.2

Мощность лазерного излучения, Вт	Размеры фокальной области	Интенсивность лазерного излучения, Вт/см ²	Температура, эВ	Метод определения температуры	Литература
—	—	10 ¹¹	10	Излучение С (V)	[83]
—	—	1,3·10 ⁹	12	Ленгмюровские зонды	[108]
4,5—5·10 ⁸	—	2·10 ¹¹	40	Спектроскопия ¹⁾	[88]
7,5·10 ⁶	—	4·10 ¹⁰	30	Излучение в непрерывном спектре ¹⁾	[85]
2,2·10 ⁷	—	9·10 ⁹	45	Уширение спектра рассеянного излучения $\Delta\lambda$ ¹⁾	[138]
7,5·10 ⁷	—	7,5·10 ¹¹	20	Излучение в линиях и в сплошном спектре ¹⁾	[139]
3·10 ⁷	—	5·10 ¹⁰	~ 90	Время пролета ¹⁾	[109]
10 ⁸	—	10 ¹¹	~ 7	Анализ формы импульса ¹⁾	[70]
—	—	0,45·10 ⁹	1	Спектральные линии С	[75]
		1,4·10 ⁹	5		
		2,7·10 ⁹	10		
		1,1·10 ¹⁰	20		
		2·10 ¹⁰	25		
7·10 ⁸	—	2,7·10 ¹¹	130	Са (XIII) и Са (XIV) ¹⁾	[86]
2·10 ⁹	—	10 ¹²	200	Рентгеновское излучение ¹⁾	[102]
1,5·10 ⁸	300 мкм	1,5·10 ¹¹	31	Магнитный зонд	[140]
$\geq 10^{10}$	250 мкм	$\geq 10^{13}$	~ 300	Рентгеновское излучение	[100]
2·10 ⁹	—	2,5·10 ¹¹	100	Рентгеновское излучение ¹⁾	[101]
(2—7)·10 ⁹	—	10 ¹³	500—700	Рентгеновское излучение	[132]
—	—	10 ⁹	7,5	Оптическая щина	[141]
2·10 ⁷	0,09 см ²	2,2·10 ⁸	2,5	Распределение импульсов ионов	[111]

1) Приведена вычисленная интенсивность.

В большинстве случаев характеристики лазеров были либо непосредственно взяты из оригинальных работ, либо получены в результате несложных расчетов на основе приведенных в них данных. Во многих случаях работы не содержали достаточно полных данных относительно фокальной площади лазерного луча на



Фиг. 4.35.

Сводка результатов измерений температуры плазмы как функции интенсивности лазерного излучения.

мишени; часто, однако, размер фокальной площади можно было рассчитать. В некоторых случаях угол расходимости луча лазера θ был взят из других работ тех же авторов, где имелось описание того же самого лазера. В других случаях в расчете использовалась средняя величина угла расходимости, характерная для лазера данного типа. При известном фокусном расстоянии F , когда угол расходимости луча был определен указанным способом, можно было вычислить диаметр фокального пятна по формуле $D = F\theta$. Таким способом были получены интенсивности падающего излучения, отмеченные в таблице сноской. В тех случаях, когда температура была определена в работе для разных материалов, название соответствующего материала приведено в колонке рядом с температурой.

Данные таблицы графически приведены на фиг. 4.35, где температура в электронвольтах представлена как функция интенсивности лазерного излучения. Кружки соответствуют данным, для которых величина интенсивности лазерного излучения была известна с достаточной определенностью. Крестиками обозначены точки, для которых площадь фокального пятна была определена описанным выше способом и для которых величины интенсивно-

стей менее определены. Если в данных был указан интервал температур, то на графике откладывалась средняя величина. Хотя имеется значительный разброс данных, тем не менее ясно, что температура плазмы является возрастающей функцией интенсивности лазерного излучения. Очевидно также, что разброс точек обусловлен главным образом неопределенностью размеров фокальной области и, вероятно, тем, что для определения фокальной площади разные авторы использовали различные методы. Обратим внимание на то, что собранные данные включают целый ряд веществ, использовавшихся в качестве мишеней.

При интенсивностях излучения от 10^{10} до 10^{11} Вт/см² вероятная величина температуры лежит между 10 и 20 эВ. Когда интенсивность становится выше 10^{11} Вт/см², температура быстро возрастает, достигая величины приблизительно 100 эВ при интенсивности 10^{12} Вт/см². При низких интенсивностях лазерного излучения температура плазмы остается выше температуры, которую можно было бы ожидать для плазмы, находящейся в тепловом равновесии с поверхностью, испаряющейся при нормальной температуре кипения. При интенсивности 10^8 Вт/см² температура оказывается порядка 2 эВ.

Температура растет медленнее, чем интенсивность лазерного излучения. При увеличении интенсивности на три порядка от 10^8 до 10^{11} Вт/см² температура возрастает приблизительно в 10 раз. Этот факт находится в согласии с расчетами [142], которые показывают, что температура плазмы возрастает пропорционально корню кубическому из максимальной мощности лазерного излучения. Слабая зависимость температуры от интенсивности лазерного излучения отражает тот факт, что рост температуры ограничивается быстрым расширением нагретого вещества. Импульсы лазерного излучения с более низкими пиковыми мощностями нагревают плазму медленнее, однако энергия может поглощаться в течение более длительного времени, прежде чем наступит просветление.

Одновременные интерферометрические и спектроскопические измерения температуры углеродной плазмы [141] показали, что при интенсивности лазерного излучения порядка 10^{10} Вт/см² имеет место локальное термодинамическое равновесие, тогда как при интенсивности около 10^9 Вт/см² оно не успевает устанавливаться. Этот результат важен, поскольку температуры электронов и ионов могут быть различными, уравнение Саха (4.27) может не выполняться и спектроскопические измерения температуры могут быть ненадежными в условиях, когда отсутствует локальное термодинамическое равновесие.

Температура плазмы имеет отношение к обсуждавшимся выше ионам высоких энергий и большим скоростям расширения. Когда плазма нагрета до температуры в несколько электронвольт

и начинает расширяться, тепловая энергия переходит в энергию направленного разлета. Регистрация времени прихода переднего фронта плазмы в некоторую точку, находящуюся на определенном расстоянии от мишени, позволяет определить скорости частиц, которые соответствуют большим значениям энергии ионов. Позже мы проведем анализ формы импульсов, получаемых от коллекторов частиц, и покажем ее связь с температурой плазмы.

в. Разделение электронов и ионов

В некоторых экспериментальных работах обнаружено, что средняя кинетическая энергия ионов в лазерной плазме возрастает с увеличением заряда [98, 143]. Эти наблюдения привели к построению модели для объяснения больших энергий ионов [106]. В этой модели предполагается, что электроны, которые легче ионов и имеют большие скорости, уходят из плазмы, образуя вокруг нее отрицательно заряженную оболочку. Электростатическое взаимодействие между отрицательной оболочкой и положительной плазмой приводит к ускорению ионов, причем в среднем они приобретают энергию E , определяемую соотношением

$$E \approx (Z + 1) kT.$$

Здесь Z — заряд, T — начальная температура плазмы и k — постоянная Больцмана.

Однако экспериментальные данные показывают, что вне зависимости от заряда максимальные энергии всех ионов одинаковы [98]. В случае, если большие скорости направленного движения ионов вызваны ускоряющими полями, следовало бы ожидать, что ионы с большим зарядом будут иметь и большую максимальную энергию, чем ионы с меньшим зарядом. Более того, этому механизму противоречит опытный факт, состоящий в том, что нейтральные молекулы имеют ту же величину кинетической энергии, что и ионы. Большинство экспериментальных данных показывает, что очень плотная плазма, возникающая в результате взаимодействия лазерного излучения с поверхностью мишени, расширяется, по существу, как нейтральная плазма, т. е. ионы и электроны движутся вместе [57]. Эксперимент по облучению фольги из гидрида лития разной толщины [107] показывает, что время испускания ионов намного больше, чем длительность лазерного импульса. Если это так, следует ожидать, что менее ионизованные компоненты будут испускаться в течение более длительного времени, причем в более поздние моменты времени они будут иметь меньшие энергии. По-видимому, этим можно объяснить тот факт, что средняя энергия ионов возрастает при увеличении кратности заряда, в то время как его максимальная энергия остается постоянной.

Большинство экспериментальных результатов, по-видимому, не согласуется с предположением о том, что электроны удаляются на заметное расстояние от ионов и ускоряют их вследствие электростатического взаимодействия¹⁾.

г. Расширение выброшенного вещества

Экспериментальные данные [72], свидетельствующие о наличии ускорения выброшенного вещества во время действия лазерного импульса, приводят к модели, в которой существенную роль играет поглощение лазерного света и нагревание разлетающегося вещества. Предполагаемым механизмом поглощения является обратное тормозное излучение (поглощение в результате свободно-свободных переходов электронов) в выброшенном веществе. В характерных условиях возможен нагрев до температур порядка десятков или сотен электронвольт. Экспериментальные результаты, представленные на фиг. 4.35, показывают, что высокие температуры действительно достижимы. Однако тепловая энергия вещества может быть на порядок меньше, чем энергия, соответствующая максимальной скорости фронта расширяющегося вещества. Для анализа процесса разлета нагретого материала было предложено много гидродинамических моделей [57, 70, 85, 105, 109, 119, 120, 127, 144—146]. Мы приведем подробный анализ одномерного расширения плазмы от поверхности твердого тела. Ситуация, близкая к этой, возникает, когда лазерный луч падает на поверхность металла и фокальный диаметр луча больше, чем толщина слоя плазмы на начальной стадии разлета. Подобный случай часто реализуется на практике.

В некоторых исследованиях расширения плазмы плотность предполагалась постоянной по всему объему [см. уравнение (4.36)]. Физически ясно, что причиной расширения плазмы является градиент давления. Поэтому мы будем рассматривать модель, в которой имеется градиент плотности [57]. Примем, что зависимость изменения давления от координат имеет вид

$$P = P_s (1 - x/X); \quad x \leq X, \quad (4.39)$$

где P — давление, P_s — давление на поверхности, X — расстоя-

¹⁾ В связи с обсуждаемым механизмом ускорения ионов в работе [184] в гидродинамическом приближении был проведен численный расчет расширения трехкомпонентной плазмы (электроны и два сорта ионов) с учетом разделения заряда. Было показано, что вследствие трения между ионными компонентами ионы с разными зарядами ускоряются до одной и той же энергии. В то же время в экспериментальной работе [185] подтверждено, что средняя энергия ионов с большой точностью пропорциональна заряду. Исчерпывающего объяснения этой зависимости пока не найдено.—
Прим. ред.

ние от границы плазмы до поверхности. Несомненно, что линейный закон изменения давления не точен и такой выбор до некоторой степени произволен. Но оказывается, что независимо от конкретного вида используемого выражения для градиента плотности результаты различных моделей одинаковы.

Если предположить, что потери на излучение пренебрежимо малы, то можно утверждать, что скорость W ввода энергии в плазму равна скорости, с которой плазма совершает работу при расширении, плюс скорость, с которой возрастает ее тепловая энергия. Для одномерной плазмы (сечение которой равно A), расширяющейся от поверхности $x = 0$, это дает ¹⁾

$$\begin{aligned}
 -A \int_0^x \frac{\partial P}{\partial x} \frac{dx}{dt} dx + \frac{1}{2} A \frac{d}{dt} \int_0^x (n_i + n_e) kT dx = \\
 = W = FA \int_0^x K_\nu e^{-K_\nu x} dx, \quad (4.40)
 \end{aligned}$$

где n_i и n_e — плотности ионов и электронов, F — интенсивность лазерного излучения, K_ν — коэффициент поглощения [задаваемый соотношением (4.30)], а k — постоянная Больцмана. Из уравнения состояния плазмы

$$P = (n_i + n_e) kT \quad (4.41)$$

мы получаем зависимости электронной и ионной плотностей от координаты

$$n_i = n_{is}(1 - x/X); \quad n_e = n_{es}(1 - x/X), \quad (4.42)$$

где через n_{is} и n_{es} обозначены плотности ионов и электронов на поверхности. Если предположить, что расширение происходит по такому закону (форма профиля плотности не изменяется во вре-

¹⁾ Излагаемый далее простой расчет во всех деталях повторяет расчеты, проведенные в работах [57, 119, 120] и многих последующих. В указанных работах, однако, речь шла о нагревании и разлете плазмы от малой частицы, в то время как здесь рассматривается расширение плазмы от поверхности твердого тела. К сожалению, именно вследствие этого отличия излагаемый ниже расчет оказывается не вполне корректным, поскольку он не учитывает изменения полного числа электронов и ионов вследствие испарения вещества с поверхности.

В ряде работ дан более обстоятельный анализ нагревания и расширения плазмы у поверхности твердого тела. Анализ, пригодный при не слишком высоких плотностях плазмы (плазменная частота везде в объеме меньше частоты света) и ограниченных интенсивностях (поглощение по классическому тормозному механизму), приведен в работах [186, 187]. Численные расчеты для тормозного поглощения выполнены в работах [188—190]; anomальное поглощение учитывалось в работе [179]. Для лазерных импульсов частной формы удается в ряде случаев построить автоматические решения, см., например, [191—193]. — *Прим. ред.*

мени), то скорость плазмы будет возрастать линейно с увеличением расстояния от поверхности:

$$dx/dt = (x/X) dX/dt. \quad (4.43)$$

Подстановка соотношений (4.39), (4.42) и (4.43) в левую часть уравнения (4.40) дает

$$\begin{aligned} A \int_0^x \frac{P_s x}{X^2} \frac{dX}{dt} dx + \frac{1}{2} A \frac{d}{dt} \int_0^x (n_{is} + n_{es}) \left(1 - \frac{x}{X}\right) kT dx = \\ = A \frac{P_s}{2} \frac{dX}{dt} + \frac{1}{2} A \frac{d}{dt} (n_{is} + n_{es}) \frac{X}{2} kT = W. \end{aligned} \quad (4.44)$$

Уравнение (4.44) получено в предположении, что температура не зависит от координат. В таком случае плазма должна иметь высокую теплопроводность. Поскольку полное число ионов N_i дается соотношением

$$N_i = A \int_0^x n_{is} \left(1 - \frac{x}{X}\right) dx = An_{is}X/2, \quad (4.45)$$

а полное число электронов N_e — аналогичным выражением, уравнение (4.44) можно привести к виду

$$(AP_s/2) dX/dt + \frac{1}{2} k (N_i + N_e) dT/dt = W. \quad (4.46)$$

Скорость, с которой плазма совершает работу при расширении, равна скорости возрастания кинетической энергии плазмы:

$$-A \int_0^x \frac{\partial P}{\partial x} \frac{dx}{dt} dx = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \int_0^x (n_i m_i + n_e m_e) A \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 dx. \quad (4.47)$$

Подставляя соотношения (4.41)—(4.43) и (4.45) в полученное уравнение и интегрируя его, получаем

$$(AP_s/2) dX/dt = \frac{1}{12} (d/dt) (dX/dt)^2 (N_i m_i + N_e m_e). \quad (4.48)$$

Подстановка соотношений (4.39), (4.41) и (4.42) в (4.48) дает

$$\begin{aligned} \frac{(N_i + N_e) kT}{AX} \frac{dX}{dt} &= \frac{1}{12} \frac{(N_i m_i + N_e m_e)}{A} \frac{d}{dt} \left(\frac{dX}{dt}\right)^2 = \\ &= \frac{1}{6} \frac{(N_i m_i + N_e m_e)}{A} \frac{dX}{dt} \frac{d^2 X}{dt^2} \end{aligned}$$

ИЛИ

$$T = [(N_i m_i + N_e m_e) X / 6k (N_i + N_e)] d^2 X / dt^2. \quad (4.49)$$

Подставляя соотношение (4.48) в (4.46), получаем

$$\frac{1}{12} (d/dt) (dX/dt)^2 (N_i m_i + N_e m_e) + \frac{1}{2} k (N_i + N_e) dT/dt = W. \quad (4.50)$$

В результате дифференцирования соотношения (4.49) и подстановки в (4.50) имеем

$$\begin{aligned} \frac{N_i m_i + N_e m_e}{12} \frac{d}{dt} \left[\left(\frac{dX}{dt} \right)^2 + \left(X \frac{d^2 X}{dt^2} \right) \right] = \\ = \frac{(N_i m_i + N_e m_e)}{12} \frac{1}{2} \frac{d^3 X^2}{dt^3} = W, \end{aligned}$$

ИЛИ

$$d^3 X^2 / dt^3 = [24 / (N_i m_i + N_e m_e)] W. \quad (4.51)$$

При определенных граничных условиях уравнения (4.51) и (4.49) можно решить численно и получить временную зависимость температуры плазмы и ее размеров для заданной формы лазерного импульса. Поскольку K_v — нелинейная функция плотности плазмы, решение этих уравнений усложняется. Используя уравнения (4.42) и (4.40) и полагая, что $K_v = K(T) n_i^2$, где K является функцией только температуры и не зависит от пространственных координат, получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^3 X^2}{dt^3} &= \frac{24W}{(N_i m_i + N_e m_e)} = \frac{24}{(N_i m_i + N_e m_e)} F A \times \\ &\times \int_0^X K(T) n_{is}^2 \left(1 - \frac{x}{X}\right)^2 \times \\ &\times \exp \left\{ - \left[K(T) n_{is}^2 \left(1 - \frac{x}{X}\right)^2 x \right] \right\} dx = \frac{96}{N_i m_i + N_e m_e} \times \\ &\times \frac{F K(T) N_i^2}{A X} \int_0^1 y^2 dy \exp \left[\frac{-4K(T) N_i^2 y^2 (1-y)}{A^2 X} \right]. \quad (4.52) \end{aligned}$$

При определенных условиях это уравнение упрощается. В случае большого коэффициента поглощения все излучение поглощается и величина W становится равной $I_0 A$. Если же коэффициент поглощения мал, можно вычислить интеграл и правая часть уравнения (4.52) окажется полиномом от переменной $K(T)$. Легко вычислить расширение после окончания лазерного импульса, так как правая часть уравнения (4.52) обращается при этом в нуль. В общем случае, чтобы получить зависимость X и T от времени, необходимо численно решить систему уравнений (4.52) и (4.49).

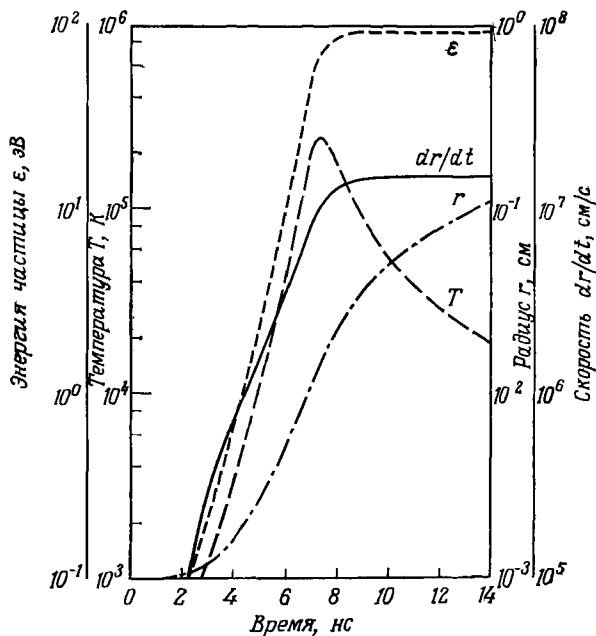
В случае трехмерного расширения плазмы, образующейся из мишени в виде маленькой частички, в предположении о наличии

линейного радиального градиента плотности можно получить уравнения, аналогичные (4.51) и (4.49) [57]:

$$d^3/dt^3 (R^2) = 10W/(N_i m_i + N_e m_e), \quad (4.53)$$

$$T = \frac{2}{15} [(N_i m_i + N_e m_e) R / (N_e + N_i) k] d^2 R / dt^2, \quad (4.54)$$

где R — радиус расширяющейся плазменной капли. Эти уравне-



Ф и г. 4.36.

Результаты расчета временной зависимости радиуса, скорости расширения, температуры и энергии частиц для случая действия лазерного импульса мощностью 20 МВт с временем нарастания 7 нс на частичку из гидрида лития размером 10 мкм [57].

Радиус фокального пятна 90 мкм.

ния были численно проинтегрированы, причем для поглощаемой энергии было использовано выражение

$$W = \pi F R^2 [1 - \exp(-\bar{K}_v R)],$$

где \bar{K}_v — по существу средний по плазменной капле коэффициент поглощения. Это выражение применимо, если плазма находится полностью в пределах фокального объема. Для различных форм лазерного импульса были вычислены радиус, скорость и температура плазмы, возникающей в результате лазерного облучения

частиц из гидрида лития. Зависимость этих величин от времени в случае импульса излучения мощностью 20 МВт со временем нарастания 7 нс и фокальным радиусом 90 мкм, действующего на частицу гидрида лития радиусом 10 мкм, показана на фиг. 4.36. Приведена также средняя энергия на частицу. Представленные графики не описывают полностью все явления, происходящие при взаимодействии, однако они дают разумное приближение и содержат существенные результаты. Такие графики типичны для многих проводившихся гидродинамических расчетов. Представленные на фиг. 4.36 результаты, относящиеся к скорости границы плазмы, близки к экспериментальным результатам, приведенным на фиг. 4.21. Во время действия лазерного импульса скорость светящейся границы плазмы возрастает. Средняя энергия увеличивается до тех пор, пока плазма не станет прозрачной.

В результате поглощения температура плазмы сначала возрастает. Так как радиус плазмы увеличивается, то в некоторый момент времени (а именно в тот, когда средняя энергия частицы перестает возрастать) процесс поглощения прекращается и температура плазмы начинает падать. После этого вся энергия плазмы переходит в кинетическую энергию радиального расширения. Согласно результатам, представленным на фиг. 4.36, скорость расширения достигает асимптотической величины в момент, когда радиус оказывается равным всего лишь 0,04 см. Большую часть пути от мишени до коллектора зарядов частицы пролетают с асимптотической скоростью. Из фиг. 4.36 также видно, что средняя энергия частицы может немного превышать энергию теплового движения.

Если мы предположим, что газ, находящийся в небольшом объеме, нагревается за короткое время, а затем свободно расширяется, то можно получить форму импульсов на коллекторах зарядов, которая похожа на реально наблюдаемую. Асимптотическая скорость расширения V_∞ нагретого и свободно расширяющегося в вакуум газа равна

$$V_\infty = 2a/(\gamma - 1), \quad (4.55)$$

где a — скорость звука в исходном веществе, даваемая формулой

$$a = (\gamma RT/M)^{1/2}; \quad (4.56)$$

здесь T — первоначальная температура, γ — показатель адиабаты, R — универсальная газовая постоянная, M — молекулярный вес [147]. Для одноатомного газа показатель адиабаты равен $5/3$. Имеются некоторые указания на то, что при нестационарных условиях, характерных для рассматриваемого случая, значение γ может быть ближе к единице [148]. При рассмотрении взаимодействия с массивной мишенью можно использовать одномерное приближение. Толщина нагретого к концу лазерного импульса

слоя оказывается меньше, чем поперечные размеры пятна, в которое сфокусировано лазерное излучение. Поэтому расширение вещества сначала направлено от поверхности. Переход в режим асимптотического течения происходит быстро — раньше, чем толщина вещества станет больше поперечных размеров. В бесстолкновительном асимптотическом режиме будет по-прежнему происходить направленный разлет вещества от мишени. Этими соображениями можно объяснить направленный характер выброса материала, который мы обсуждали в разделе, посвященном методам фотографирования плазменного факела, и в разделе, где речь шла об угловом распределении испущенных заряженных частиц. Как мы видели раньше, измерения распределения ионов по скоростям указывают на направленный характер разлета.

Вещество, выброшенное из твердой мишени, вначале имеет большие размеры в направлении, параллельном поверхности мишени, по сравнению с размерами в перпендикулярном направлении. Так как расширение вызывается градиентом давления, то на начальной стадии расширение в направлении, перпендикулярном поверхности, происходит быстрее, чем в направлении, параллельном поверхности. Автомодельное решение задачи о расширении, основанное на этой концепции, дает следующий результат для координат границы плазмы X , Y и Z [149]:

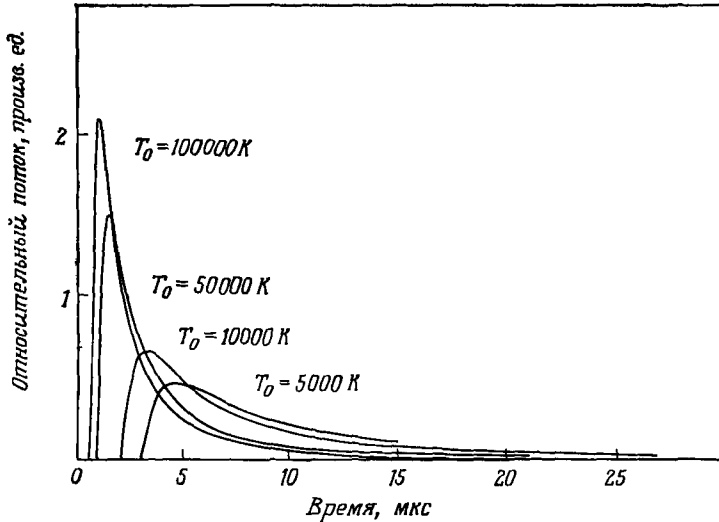
$$X\ddot{X} = Y\ddot{Y} = Z\ddot{Z} = (kT_0/M)(X_0Y_0Z_0/XYZ)^{\gamma-1}, \quad (4.57)$$

где X_0 , Y_0 и Z_0 — начальные значения X , Y и Z , T_0 — начальная температура, M — масса атома, γ — показатель адиабаты, а k — постоянная Больцмана. Ясно, что наибольшее ускорение частица приобретает в направлении наименьшего размера. Численное решение уравнения (4.57) при начальном отношении размеров $X_0/Y_0 = 0,01$ дает отношение асимптотических скоростей $\dot{X}/\dot{Y} = 8,7$. Эта модель приводит к простой и естественной интерпретации направленного характера выброса вещества под действием лазерного излучения ¹⁾.

Если вещество движется от поверхности мишени к коллектору, удаленному на некоторое расстояние, то большую часть пути вещество проходит со скоростью, близкой к предельной. Энергия

¹⁾ Обсуждаемое частное решение уравнений газодинамики соответствует неоднородному начальному распределению плотности среды (в изотермическом случае распределение гауссово). Это решение было указано впервые в работе [195]; естественно рассматривать его как обобщение полученных в работе [196] решений, в которых скорость пропорциональна расстоянию от центра симметрии. Позже независимо система уравнений газодинамики была сведена к системе типа (4.57) в работе [197], где дан подробный анализ групповых свойств решений и проведено численное интегрирование уравнений. В работе [198] получены точные аналитические решения системы (4.57) для ряда практически интересных случаев. — *Прим. ред.*

ионов, летящих с этой скоростью, обычно на порядок превышает истинную тепловую энергию вещества. Это объясняет причину появления ионов с большой энергией в опытах по измерению времени пролета. Из фиг. 4.36 видно, что, хотя в соответствии с данными спектрометрических наблюдений тепловая энергия может быть порядка 10 эВ, скорости ионов на переднем фронте расширения могут достигать величин порядка 100 эВ.



Фиг. 4.37.

Временная зависимость потоков частиц, рассчитанная по одномерной модели с градиентом плотности.

Графики построены для молекул с массовым числом 28 при различных начальных температурах T_0 . Расстояние от мишени 1 см.

Отношение асимптотической энергии расширения к тепловой энергии, связанной с одной степенью свободы, в одномерном случае выражается формулой [вытекающей из уравнения (4.55)]:

$$\frac{1/2 m_i [2a/(\gamma-1)]}{1/2 kT} = \frac{4m_i \gamma R T}{kT (\gamma-1)^2 M} = \frac{4m_i k N_0 T \gamma}{k T M (\gamma-1)^2} = \frac{4\gamma}{(\gamma-1)^2}, \quad (4.58)$$

где T — начальная температура, m_i — масса атома, M — молекулярный вес, a — скорость звука, γ — показатель адиабаты, R — универсальная газовая постоянная, N_0 — число Авогадро и k — постоянная Больцмана. При $\gamma \approx 5/3$ отношение (4.58) примерно равно 15. Следует ясно указать, что при этом не нарушается закон сохранения энергии. При истечении газа закон сохранения энергии не выражается как равенство предельной

энергии частицы и тепловой энергии, приходящейся на одну частицу, а скорее находится в соответствии с приведенным выше результатом.

Кроме того, в нагретом газе имеется энергия, запасенная в виде энергии ионизации и возбуждения. Это обстоятельство может повлиять на эффективную величину γ и сделать ее меньше обычного значения. На основе рассмотренной выше модели с градиентом плотности можно вычислить форму импульсов на коллекторе, расположенном на некотором расстоянии от мишени. Результаты расчета приведены на фиг. 4.37. Форма этих импульсов подобна той, которая действительно наблюдается в измерениях методом сбора зарядов.

Важно напомнить, что из простых измерений времен пролета нельзя достаточно хорошо определить температуру выброшенного вещества. Полученные при этом большие скорости ионов обусловлены не тепловой энергией, а направленным движением центра масс ионов. Представляется очевидным, что выброс вещества происходит в начале лазерного импульса. В таких условиях часть лазерного излучения поглощается выброшенным веществом. Вещество нагревается и достигает температур порядка десятков электронвольт, затем расширяется в вакуум, становясь прозрачным на той стадии, когда произойдет достаточное уменьшение плотности заряженных частиц. Тепловая энергия преобразуется в энергию направленного расширения, которое при определенных экспериментальных условиях может быть приблизительно одномерным или же трехмерным, если использовать мишень в виде маленькой частички. Экспериментально полученные с помощью коллекторов заряда формы импульсов характеризуют процессы свободного расширения. Вычисленные по времени пролета энергии ионов соответствуют движению переднего фронта плазмы, свободно расширяющейся в вакуум.

д. Процессы нагревания

В работе [150] были оценены скорости нагрева, которые можно получить при поглощении света в процессе, обратном тормозному излучению, и показано, что при соответствующих условиях должны достигаться температуры порядка 10^6 К. Были разработаны детальные программы для расчета всего физического процесса. Учитывались такие явления, как выброс материала, переизлучение света плазмой, гидродинамическое расширение плазмы, передача импульса мишени; подробно рассматривался также ионный состав плазмы как функция ее температуры [75, 151—153]. К сожалению, эти результаты полностью не опубликованы в литературе ¹⁾.

¹⁾ См. работы [188—190]. — Прим. ред.

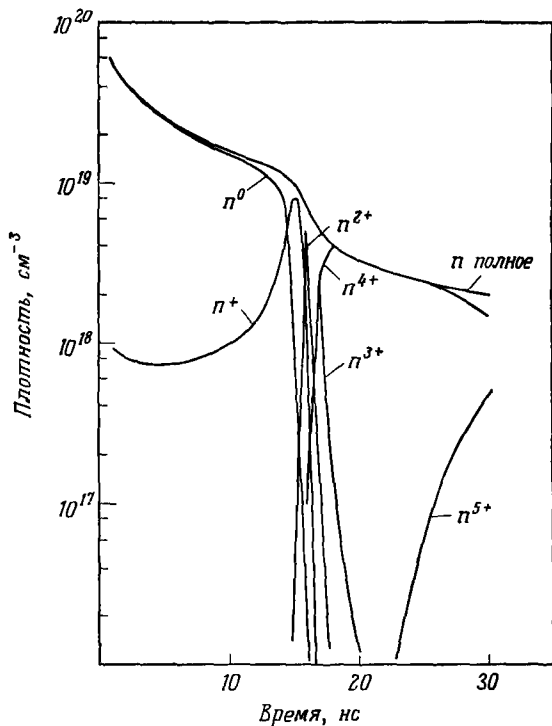
В работе [75] начальный нагрев поверхности описывался уравнением теплопроводности. Движение выброшенного вещества описывалось уравнениями гидродинамики с учетом излучения. Выброшенное вещество нагревалось лазерным излучением, причем основным механизмом поглощения были свободно-свободные переходы электронов. Молекулярное поглощение вносило вклад только при низких температурах плазмы. Численный расчет процессов в плазме проводился с использованием программы для решения одномерных нестационарных уравнений гидродинамики в лагранжевом представлении. Некоторые из результатов расчета приведены на фиг. 4.22 (теоретические кривые). Показаны профили интерференционных полос, вычисленные по зависящим от времени распределениям плотности электронов и нейтральных атомов, которые получаются из описанного расчета. Они находятся в разумном согласии с экспериментальными интерферометрическими измерениями.

В других расчетах [151] использовалась одножидкостная модель, которая учитывала влияние свободных электронов, поглощение лазерного света и ионизацию в соответствии с уравнениями Саха. Была численно решена одномерная газодинамическая задача. При воздействии лазерного излучения с интенсивностью 10^{12} Вт/см² на мишень из твердого водорода рассчитанная температура плазмы через 1 нс достигала величины 10^6 К. Поглощение света в выброшенном веществе быстро возрастало. Расчеты предсказывают образование ударной волны, распространяющейся внутрь мишени, и дают для скорости расширения величину 10^7 см/с.

В другой вычислительной программе [152] основное внимание было уделено росту термической ионизации выброшенного материала. При расчетах использовалось уравнение Саха. На фиг. 4.38 показана степень ионизации паров углерода, облучаемых светом лазера. Представленные зависимости плотности ионов от времени получены при следующих начальных условиях: интенсивность лазерного излучения 10^9 Вт/см², начальная плотность паров углерода 10^{20} см⁻³ и начальная температура 10 000 К. Предполагалось, что в начальный момент времени вещество находится в локальном термодинамическом равновесии в соответствии с уравнениями Саха при указанных начальных условиях, а нагрев связан с тормозным поглощением. Учтено свободное расширение вещества, так что плотность вещества уменьшается со временем. При рассмотрении не были включены ни испарение твердой поверхности, ни поступление вещества.

Изменение со временем температуры, соответствующее фиг. 4.38, показывает, что нагрев происходит достаточно медленно до времен порядка 15 нс, когда резко возрастает термическая ионизация пара и начинают появляться ионы высокой кратности.

Примерно через 15 нс скорость нагрева становится значительной. Через 25 нс вычисленная температура равна $3 \cdot 10^6$ К. Из фиг. 4.38 следует, что при соответствующих условиях ионы высокой кратности могут появляться очень быстро. Эти результаты показывают также, что компонента $S(V)$ должна быть основ-



Фиг. 4 38

Рассчитанные плотности ионов углерода различной кратности при начальной температуре 10 000 К, начальной плотности числа частиц 10^{20} см^{-3} и интенсивности лазерного излучения 10^9 Вт/ см^2 .

ной и длительное время присутствовать в плазме, образованной на мишени из углерода. Этот результат находится в соответствии со спектроскопическими наблюдениями.

Из всех описанных выше расчетных моделей следует, что испарение происходит в начале лазерного импульса. В некоторый момент времени вещество перед поверхностью становится непрозрачным и эффективно экранирует поверхность от излучения. В течение остальной части импульса выброшенный материал сильно разогревается и энергия в результате переизлучения

в горячей плазме может снова достигать поверхности и вызывать дальнейшее испарение. Поэтому зависимость испаренной массы от времени имеет вид, показанный на фиг. 3.23¹⁾. Отсюда ясно, почему импульсы излучения лазера с модулированной добротностью испаряют небольшое количество вещества. Поступающая энергия лишь в малой степени тратится на испарение; преимущественно она расходуется на нагревание до высокой температуры небольшого количества вещества, испаренного в начальный момент.

Во всех такого рода расчетах начальные условия выбираются несколько произвольно. Например, в работе [151] начальная степень ионизации была принята соответствующей 20 000 К; в работе [75] считалось, что нагрев углерода до температуры порядка 1 эВ вызван в основном молекулярным поглощением; в [152] начальная температура полагалась равной 10 000 К. Убедительного рассмотрения деталей перехода вещества из твердой фазы в газообразную ни в одном случае не было приведено. На поверхности металла распределение скоростей атомов не является локально равновесным. В приповерхностной области гидродинамическое описание движения неприменимо. Не была детально изучена переходная область между испаряющейся металлической поверхностью и областью, в которой происходит гидродинамическое движение вещества. Мы знаем, что испаренное вещество возникает из твердой фазы с плотностью частиц порядка 10^{22} см⁻³, и в некоторый момент, когда вещество только начинает испаряться, оно может находиться в промежуточном состоянии с достаточно большой плотностью.

Оптические интерферометрические и спектроскопические измерения показывают, что плотность частиц равна 10^{19} см⁻³. Однако возможности этих измерений были ограничены расстояниями порядка 1 мм от поверхности мишени.

Возможно, что вещество начинает расширяться, находясь в состоянии с большой плотностью. Если вещество имеет температуру, соответствующую нормальной точке кипения, то плотность 10^{19} см⁻³, измеренная на некотором расстоянии от поверхности, оказывается слишком малой для начала эффективных процессов нагревания. Переход к тем начальным условиям по температуре и плотности частиц, которые были приняты при машинных расчетах для получения быстрого нагрева, не был детально изучен. Полный теоретический анализ всех аспектов образования лазерной плазмы остается задачей будущего.

¹⁾ Заметим, что строго такая зависимость испаренной массы от времени не следует ни из расчетов, ни из эксперимента. — *Прим. ред.*

§ 5. ЭМИССИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОВЕРХНОСТИ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

В ряде работ было обнаружено испускание заряженных частиц с поверхностей прозрачных материалов в отсутствие их видимого физического повреждения [154]. Это явление ставит дополнительную проблему в случае, когда лазерный луч вводится в вакуумную камеру через прозрачные окна. Эмиссия заряженных частиц в этих условиях может привести к ложным сигналам, мешающим регистрации полезного сигнала [155, 156].

В ранних исследованиях [154] для получения фотоэлектронов с поверхности кварца и боросиликатного стекла был использован рубиновый лазер. Наблюдаемые явления интерпретировались как возникающие вследствие теплового пробоя диэлектрической поверхности. Поверхность испускала при этом порядка $5 \cdot 10^8$ электронов на квадратный миллиметр в каждом импульсе свободной генерации. Эти результаты связывали со свойствами самой диэлектрической поверхности.

Однако результаты, полученные позже [157], свидетельствуют о том, что основной вклад в ток заряженных частиц, образующихся в вакууме под действием лазерного излучения большой мощности, вызван нагревом имеющихся на поверхности примесных включений. Под действием миллисекундных импульсов излучения рубинового лазера были получены токи до 10^{10} заряженных частиц на импульс. При многократном облучении одного и того же участка мишени количество испускаемых заряженных частиц сильно уменьшается с увеличением кратности облучения и приближается к предельной величине, которая на два порядка ниже начальной. После тщательной предварительной очистки поверхностей уровни сигналов, связанных с заряженными частицами, уменьшались до величины порядка 10^5 частиц на импульс.

Электронные сигналы от ряда мишеней, таких, как стекло, кварц, фторид лития, фторид кальция и сапфир, были одинаковы по амплитуде и имели одинаковый характер. Наблюдения проводились с помощью рубиновых лазеров. При этом также были обнаружены и положительные ионы.

Совокупность полученных данных говорит о том, что эмиссионный ток, возникающий при прохождении через прозрачный диэлектрический материал лазерного луча большой, но недостаточной для разрушения материала мощности, обусловлен главным образом нагревом поверхностных загрязнений и термоэмиссией электронов и ионов. Эти эффекты могут мешать проведению экспериментов методом сбора зарядов, однако они могут быть сведены к минимуму путем тщательной очистки поверхностей и неоднократным предварительным облучением той части окна, которая должна использоваться для пропускания луча.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lichtman D., Ready J. F.*, Phys. Rev. Lett., **10**, 342 (1963).
2. *Honig R. E., Woolston J. R.*, Appl. Phys. Lett., **2**, 138 (1963).
3. *Verber C. M., Adelman A. H.*, Appl. Phys. Lett., **2**, 220 (1963).
4. *Giori F., MacKenzie L. A., McKinney E. J.*, Appl. Phys. Lett., **3**, 25 (1963).
5. *Honig R. E.*, Appl. Phys. Lett., **3**, 8 (1963).
6. *Dalman G. C., Wen T. S.*, Proc. IEEE, **52**, 200 (1964).
7. *Verber C. M., Adelman A. H.*, Journ. Appl. Phys., **36**, 1522 (1965).
8. *Cobb J. K., Muray J. J.*, Brit. Journ. Appl. Phys., **16**, 271 (1965).
9. *Alcock A. J. et al.*, Journ. Electron. Control, **16**, 75 (1964).
10. *Ready J. F.*, Phys. Rev., **137**, A620 (1965).
11. *Isenor N. R.*, Journ. Appl. Phys., **36**, 316 (1965).
12. *Knecht W. L.*, Appl. Phys. Lett., **6**, 99 (1965).
13. *Knecht W. L.*, Appl. Phys. Lett., **8**, 254 (1966).
14. *Khan S. H., Richards F. A., Walsh D.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-1**, 359 (1965).
15. *Knecht W. L.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-2**, 103 (1966).
16. *Iannuzzi M., Williamson R.*, Nuovo Cimento, **36**, 1130 (1965).
17. *Апуфос Т. У. и др.*, ЖЭТФ, **55**, 385 (1968).
18. *Knecht W. L.*, Appl. Phys. Lett., **13**, 239 (1968).
19. *Li P. W., Isenor N. R.*, Appl. Phys. Lett., **13**, 238 (1968).
20. *Pittaway L. G., Smith J., Nicholls B. W.*, Phys. Lett., **26A**, 300 (1968).
21. *Pittaway L. G. et al.*, Brit. Journ. Appl. Phys. (Journ. Phys. D), **1**, 714 (1968).
22. *Богданкевич О. В., Судзиловский В. Ю., Ложников А. А.*, ЖТФ, **35**, 2052 (1965).
23. *Duley W. W.*, Appl. Phys. Lett., **13**, 255 (1968).
24. *Sonnenberg H., Heffner H., Spicer W.*, Appl. Phys. Lett., **5**, 95 (1964).
25. *Teich M. C., Schroerer J. M., Wolga G. J.*, Phys. Rev. Lett., **13**, 611 (1964).
26. *Imamura S. et al.*, Phys. Rev., **166**, 322 (1968).
27. *Teich M. C., Wolga G. J.*, Phys. Rev., **171**, 809 (1968).
28. *Farkas Gy. et al.*, Phys. Lett., **24A**, 475 (1967).
29. *Farkas Gy., Náray Zs., Varga P.*, Phys. Lett., **24A**, 134 (1967).
30. *Farkas Gy. et al.*, Phys. Lett., **25A**, 572 (1967).
31. *Logothetis E. M., Hartman P. L.*, Phys. Rev. Lett., **18**, 581 (1967).
32. *Shiga F., Imamura S.*, Appl. Phys. Lett., **13**, 257 (1968).
33. *Adawi I.*, Phys. Rev., **134**, A788 (1964).
34. *Smith R. L.*, Phys. Rev., **128**, 2225 (1962).
35. *Bloch P.*, Journ. Appl. Phys., **35**, 2052 (1964).
36. *Farkas Gy., Kertész S., Náray Zs.*, Phys. Lett., **28A**, 190 (1968).
37. *Smith L. P.*, Phys. Rev., **35**, 381 (1930).
38. *Moon P. B.*, Proc. Cambridge Phil. Soc., **28**, 490 (1932).
39. *Stevenson D. M.*, Proc. IEEE, **54**, 1471 (1966).
40. *Kingdon K. H., Langmuir I.*, Phys. Rev., **21**, 380 (1923).
41. *Copley M. J., Phipps T. E.*, Phys. Rev., **48**, 960 (1935).
42. *Gubareff G. G., Janssen J. E., Torborg R. H.*, Thermal Radiation Properties Survey, Honeywell Research Center, Minneapolis (1960).
43. *Chang T. Y., Birdsall C. K.*, Appl. Phys. Lett., **5**, 171 (1964).
44. *Linlor W. I.*, Appl. Phys. Lett., **3**, 210 (1963).
45. *Linlor W. I.*, Phys. Rev. Lett., **12**, 383 (1964).
46. *Isenor N. R.*, Appl. Phys. Lett., **4**, 152 (1964).
47. *Namba S. et al.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **6**, 273 (1967).
48. *Gregg D. W., Thomas S. J.*, Journ. Appl. Phys., **37**, 4313 (1966).
49. *Briand P. et al.*, Phys. Lett., **25A**, 631 (1967).
50. *Fenner N. C.*, Phys. Lett., **22**, 421 (1966).
51. *Bourrabier C., Consoli T., Slama L.*, Phys. Lett., **23**, 236 (1966).

52. *Gilmour A. S., Giori F. A.*, Thirteenth Ann. Conf. Mass Spectromet. Allied Topics, St. Louis, Missouri May 16—21, 1965.
53. *Bernal G. E., Levine L. P., Ready J. F.*, Rev. Sci. Instr., 37, 938 (1966).
54. *Bernal G. E., Ready J. F., Levine L. P.*, Phys. Lett., 19, 645 (1966).
55. *Bernal G. E., Ready J. F., Levine L. P.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-2, 480 (1966).
56. *Fenner N. C., Daly N. R.*, Rev. Sci. Instr., 37, 1068 (1966).
57. *Haught A. F., Polk D. H.*, Phys. Fluids, 9, 2047 (1966).
58. *Allen F. J.*, Ballistics Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, Maryland, 1965.
59. *Hirono M., Iwamoto I.*, Journ. Radio Res. Lab., 14, 79 (1967).
60. *Hinnov E.*, Phys. Rev., 147, 197 (1966).
61. *Levine L. P., Ready J. F., Bernal G. E.*, Journ. Appl. Phys., 38, 331 (1967).
62. *Levine L. P., Ready J. F., Bernal G. E.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 18 (1968).
63. *Berkowitz J., Chupka W. A.*, Journ. Chem. Phys., 40, 2735 (1964).
64. *Harris T. J.*, IBM Journ. Res. Develop., 7, 342 (1963).
65. *Howe J. A., Molloy T. V.*, Journ. Appl. Phys., 35, 2265 (1964).
66. *Howe J. A.*, Journ. Chem. Phys., 39, 1362 (1963).
67. *Ready J. F.*, Appl. Phys. Lett., 3, 11 (1963).
68. *Sucov E. W. et al.*, Phys. Fluids, 10, 2035 (1967).
69. *Colon C. et al.*, Journ. Appl. Phys., 39, 2991 (1968).
70. *Басов Н. Г. и др.*, ЖЭТФ, 51, 989 (1966).
71. *Афанасьев Ю. Б., Крохин О. Н., Склизков Г. В.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-2, 483 (1966).
72. *Weichel H., Avizonis P. V.*, Appl. Phys. Lett., 9, 334 (1966).
73. *Басов Н. Г., Крохин О. Н., Склизков Г. В.*, Appl. Opt., 6, 1814 (1967).
74. *Басов Н. Г. и др.*, ЖЭТФ, 54, 1073 (1968).
75. *David C. et al.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-2, 493 (1966).
76. *Bruce C. W., Deacon J., Vonderhaar D. F.*, Appl. Phys. Lett., 9, 164 (1966).
77. *David C. D.*, Appl. Phys. Lett., 11, 394 (1967).
78. *Bruneteau J. et al.*, Phys. Lett., 26A, 37 (1967).
79. *Bruneteau J. et al.*, Phys. Lett., 28A, 84 (1968).
80. *Bize D. et al.*, Compt. Rend. Acad. Sci. Paris, 264, 1235 (1967).
81. *Pack J. L., George T. V., Engelhardt A. G.*, Phys. Fluids 12, 469 (1969).
82. *Izawa Y. et al.*, Jap. Journ. Appl. Phys., 7, 954 (1968).
83. *Archbold E., Hughes T. P.*, Nature, 204, 670 (1964).
84. *Gregg D. W., Thomas S. J.*, Journ. Appl. Phys., 38, 1729 (1967).
85. *Ehler A. W.*, Journ. Appl. Phys., 37, 4962 (1966).
86. *Басов Н. Г. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 5, 177 (1967).
87. *Archold E., Harper D. W., Hughes T. P.*, Brit. Journ. Appl. Phys., 15, 1321 (1964).
88. *Burgess D. D., Fawcett B. C., Peacock N. J.*, Proc. Phys. Soc., 92, 805 (1967).
89. *Dhez P. et al.*, Journ. Appl. Phys., 40, 2545 (1969).
90. *Fawcett B. C., Peacock N. J.*, Proc. Phys. Soc., 91, 973 (1967).
91. *Fawcett B. C., Burgess D. D., Peacock N. J.*, Proc. Phys. Soc., 91, 970 (1967).
92. *Fawcett B. C., Gabriel A. H., Saunders P. A. H.*, Proc. Phys. Soc., 90, 863 (1967).
93. *Басов Н. Г. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 6, 849 (1967).
94. *Fawcett B. C. et al.*, Proc. Phys. Soc., 88, 1051 (1966).
95. *Griem H. R.*, Plasma Spectroscopy, Ch. 6, McGraw-Hill, New York, 1964.
96. *Boland B. C., Irons F. E., McWhirter R. W. P.*, Journ. Phys. B (Proc. Phys. Soc., Ser. 2), 1, 1180 (1968).
97. *DeMichelis C., Ramsden S. A.*, Phys. Lett., 25A, 162 (1967).
98. *Langer P. et al.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-2, 499 (1966).

99. *Basov H. G. и др.*, IEEE Conf. Laser Eng. Appl. Washington D. C., Paper 4.3, May 26—28 (1969).
100. *Caruso A. et al.*, Phys. Lett., 29A, 316 (1969).
101. *Bobin J. L. et al.*, Phys. Lett., 28A, 398 (1968).
102. *Basov H. G. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 9, 520 (1969).
103. *Коопман Д. В.*, Phys. Fluids, 10, 2091 (1967).
104. *Ready J. F., Bernal G. E., Shepherd L. T.*, Mechanisms of Laser-Surface Interactions, Rep. on Contract No DA-18-001-AMC-1040 (X), (AD654, 524) (May 1967).
105. *Oprover H., Burlefinger E.*, Phys. Lett., 16, 37 (1965) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
106. *Oprover H., Press W.*, Zs. Naturforsch., 21a, 344 (1966).
107. *Oprover H. et al.*, Zs. Naturforsch., 22a, 1392 (1967).
108. *Hirono M., Iwamoto I.*, Jap. Journ. Appl. Phys., 6, 1006 (1967).
109. *Андреев С. И. и др.*, ЖЭТФ, 38, 875 (1968).
110. *Коопман Д. В., Tidman D. A.*, Phys. Rev. Lett., 18, 533 (1967).
111. *Ready J. F., Bernal G. E., Shepherd L. T.*, Mechanisms of Laser-Surface Interactions, Rep. on Contract DA-18-001-AMC-1040 (X), Mod. No. 1 (AD 642, 093) (May 1968).
112. *Аскарьян Г. А., Мороз Е. М.*, ЖЭТФ, 43, 2319 (1962).
113. *Neuman F.*, Appl. Phys. Lett., 4, 167 (1964) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
114. *Gregg D. W., Thomas S. J.*, Journ. Appl. Phys., 37, 2787 (1966).
115. *Skeen C. H., York C. M.*, Appl. Phys. Lett., 12, 369 (1968).
116. *Брагинский В. Б., Милакова И. И., Руденко В. Н.*, ЖТФ, 37, 1045 (1967).
117. *Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А.*, ЖТФ, 37, 1917 (1967).
118. *Silberg P. A.*, Can. Journ. Phys., 43, 2078 (1965).
119. *Basov H. G., Крохин О. Н.*, ЖЭТФ, 46, 171 (1964).
120. *Dawson J. M.*, Phys. Fluids, 7, 981 (1964) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
121. *Basov H. G. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 8, 26 (1968).
122. *Sun K. H. et al.*, Journ. Appl. Phys., 38, 3402 (1967).
123. *Saunders P. A. H., Avivi P., Millar W.*, Phys. Lett., 24A, 290 (1967).
124. *Francis G. et al.*, Phys. Lett., 25A, 486 (1967).
125. *Sigel R. et al.*, Phys. Lett., 26A, 498 (1968).
126. *Cecchini A. et al.*, Journ. Sci. Instr. (Journ. Phys. E), 1, 1040 (1968).
127. *Haught A. F., Polk D. H.*, Production of Plasmas for Thermonuclear Research by Laser Beam Irradiation of Solid Particles, UARL Rep. E920365-4 (1966).
128. *Cavaliere A., Giupponi P., Gratton R.*, Phys. Lett., 25A, 636 (1967).
129. *Daiber J. W., Herutzberg A., Wittliff C. E.*, Phys. Fluids, 9, 617 (1966).
130. *Basov H. G. и др.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 864 (1968).
131. *Physics Today*, p. 55 (November 1969).
132. *Floux F. et al.*, Compt. Rend. Acad. Sci. Paris, 269, 697 (1969).
133. *Аруфов Т. У. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 6, 681 (1967).
134. *Gibson A. F. et al.*, Phys. Lett., 27A, 470 (1968).
135. *Spitzer L.*, «Physics of Fully Ionized Gases» Wiley, Interscience, New York, 1956 (см. перевод: Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, изд-во «Мир», 1965).
136. *Basov H. G., Крохин О. Н., Склизов Г. В.*, 1968 Int. Quantum Electron. Conf., Miami Paper U-4, May 14—17, 1968.
137. *Kessler B. V., Bell C. E.*, Time Resolved Studies of Laser-Induced Plumes from Solids, Rep No NOLTR-66-96 (September 1966).
138. *Weichel H., Avizonis P. V., Vonderhaar D. F.*, Phys. Rev. Lett., 19, 10 (1967).
139. *Амбарцумян Р. В. и др.*, ЖЭТФ, 48, 1583 (1965).
140. *Schwirzke F., Tuckfield R.*, Phys. Rev. Lett., 22, 1284 (1969).

141. *David C. D., Weichel H.*, Journ. Appl. Phys., **40**, 3674 (1969).
142. *Haught A. F., Polk D. H., Fader W. J.*, Production of Plasmas for Thermo-nuclear Research by Laser Beam Irradiation of Solid Particles, UARL Rep. F920365-8 (1968).
143. *Paton B. E., Isemer N. R.*, Can. Journ. Phys., **46**, 1237 (1968).
144. *Gorog I.*, Phys. Lett., **28A**, 371 (1968).
145. *Hora H.*, Phys. Fluids, **12**, 182 (1969).
146. *Bobin J. L. et al.*, Journ. Appl. Phys., **39**, 4184 (1968).
147. *Bond J. W., Watson K. M., Welch J. A.*, Atomic Theory of Gas Dynamics, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1965.
148. *Allen F. J.*, A Description of Laser-Produced Plasmas, Ballistic Res. Lab. Rep. 1426 (December 1968).
149. *Dawson J., Kaw P., Green B.*, Phys. Fluids, **12**, 875 (1969).
150. *Tozer B. A., Smy P. R., Wright J. K.*, Proc. Phys. Soc., **85**, 45 (1965) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
151. *Mulser P., Witkowski S.*, Phys. Lett., **28A**, 151 (1968).
152. *Ready J. F., Bernal G. E.*, Mechanisms of Laser-Surface Interaction, Rep. on Contract No DA-18-001-AMC-1040 (X), Modification, No 2 (May 1969).
153. *Shearer J. W., Barnes W. S.*, Phys. Rev. Lett., **24**, 92 (1970).
154. *Murray J. J.*, Dielectrics, p. 221 (February 1964).
155. *Воронов Г. С., Делоне Н. Б.*, Письма в ЖЭТФ, **1**, 42 (1965).
156. *Hall J. L.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-2**, 361 (1966).
157. *Rousseau D. L., Leroi G. E., Falconer W. E.*, Journ. Appl. Phys., **39**, 3328 (1968).
- 158*. *Киттель И.*, Элементарная физика твердого тела, Физматгиз, 1965.
- 159*. *Soo S. L.*, Direct Energy Conversion, Prentice Hall, New York, 1968.
- 160*. *Кузнецов В. А., Щука А. А.*, ПТЭ, **3**, 171 (1972).
- 161*. *Рущкой Б. Ю., Щука А. А.*, Труды конференции МФТИ, 1969; сер. «Радиотехника и электроника», М., 1971.
- 162*. *Келдыш Л. В.*, ЖЭТФ, **47**, 1945 (1964).
- 163*. *Бункин Ф. В., Федоров М. В.*, ЖЭТФ, **48**, 1341 (1965).
- 164*. *Бычков Ю. А., Дыпле А. М.*, ЖЭТФ, **58**, 1734 (1970).
- 165*. *Farkas Gy., Horvath Z. Gy., Kertesz I., Kiss G.*, Lettere al Nuovo Cimento, **1**, 314 (1971).
- 166*. *Farkas Gy., Horvath Z. Gy., Kertesz I.*, Phys. Lett., **39A**, 321 (1972).
- 167*. *Бункин Ф. В., Прохоров А. М.*, ЖЭТФ, **52**, 1610 (1967).
- 168*. *Анисимов С. И.*, Conference on Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field, Balatonfured, Hungary, 1972, p. 131.
- 169*. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, изд-во «Наука», 1966.
- 170*. *Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.*, Действие излучения большой мощности на металлы, изд-во «Наука», М., 1970.
- 171*. *Nickolls J., Wood L., Thiessen A., Zimmerman G.*, Nature **239**, 139 (1972).
- 172*. *Clarke J. S., Fischer H. N., Mason R. J.*, Phys. Rev. Lett., **30**, 89 (1973).
- 173*. *Силин В. П.*, ЖЭТФ, **48**, 1679 (1965).
- 174*. *Галеев А. А., Ораевский В. Н., Сагдеев Р. З.*, Письма в ЖЭТФ, **16**, 194 (1972).
- 175*. *Nishikawa K.*, Journ. Phys. Soc. Japan, **24**, 916, 1152 (1968).
- 176*. *Геккер И. Р., Сизухин О. В.*, Письма в ЖЭТФ, **9**, 408 (1969).
- 177*. *Waki M., Yamanaka T., Kang H. B., Yoshida K., Yamanaka C.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **11**, 420 (1972).
- 178*. *Eidman K., Stigel R.*, Evidence of Stimulated Backscattering of Laser Radiation from a Laser Produced Plasma, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Preprint IPP IV/46, December 1972.
- 179*. *Shearer J. W.*, UCRL Preprint, Livermore, 1972.
- 180*. *Бункин Ф. В., Пашинин П. П., Прохоров А. М.*, Письма в ЖЭТФ, **15**, 556 (1972).

- 181*. *Consoli T.*, High. Temp.-High Pressure, 2, 259 (1970).
182*. *Mulser P., Sigel R., Witkowski S.*, Phys. Reports, 6c, 187 (1973).
183*. *Caruso A., Gratton R.*, Plasma Phys., 11, 839 (1969).
184*. *Mulser P.*, Plasma Phys., 13, 1007 (1971).
185*. *Dembroder W., Jantz W.*, Plasma Phys., 12, 691 (1970).
186*. *Афанасьев Ю. В., Кроль В. Н., Крохин О. Н., Немчинов И. В.*, ПММ, 31, 1022 (1966).
187*. *Caruso A., Bertotti B., Giurponi P.*, Nuovo Cimento, 45, 176 (1966).
188*. *Mulser P.*, Zs. Naturforsch., 25a, 272 (1970).
189*. *Shearer J. W., Barnes W. S.*, Phys. Rev. Lett., 24, 92 (1970).
190*. *Kidder R. E.*, Nucl. Fusion, 8, 3 (1968).
191*. *Анисимов С. И.*, ЖЭТФ, 58, 337 (1970).
192*. *Анисимов С. И.*, Письма в ЖЭТФ, 12, 414 (1970).
193*. *Волосевич П. П., Журавлев В. И., Леванов Е. И.*, Препринт ИПМ АН СССР, № 53 (1972).
194*. *Змитренко Н. В., Курдюмов С. П.*, Препринт ИПМ АН СССР, № 16 (1973).
195*. *Овсянников Л. В.*, ДАН СССР, 111, 47 (1965).
196*. *Седов Л. И.*, ДАН СССР, 40, 753 (1953).
197*. *Dyson F.*, Journ. Math. Mech., 18, 91 (1968).
198*. *Анисимов С. И., Лысков Ю. И.*, ПММ, 34, 926 (1970).
199*. *Басов Н. Г., Бойко В. А. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 13, 691 (1971).
200*. *Басов Н. Г., Иванов Ю. С. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 15, 589 (1972).
201*. *Floux F., Cognard D.*, Phys. Rev., A1, 821 (1970).
202*. *Gobeli G. W., Bushnell J. C.*, Phys. Rev., 188, 300 (1969).
203*. *Yamanaka C., Yamanaka T.*, Phys. Rev., A6, 2335 (1972).

Глава 5. ПРОБОЙ ГАЗОВ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

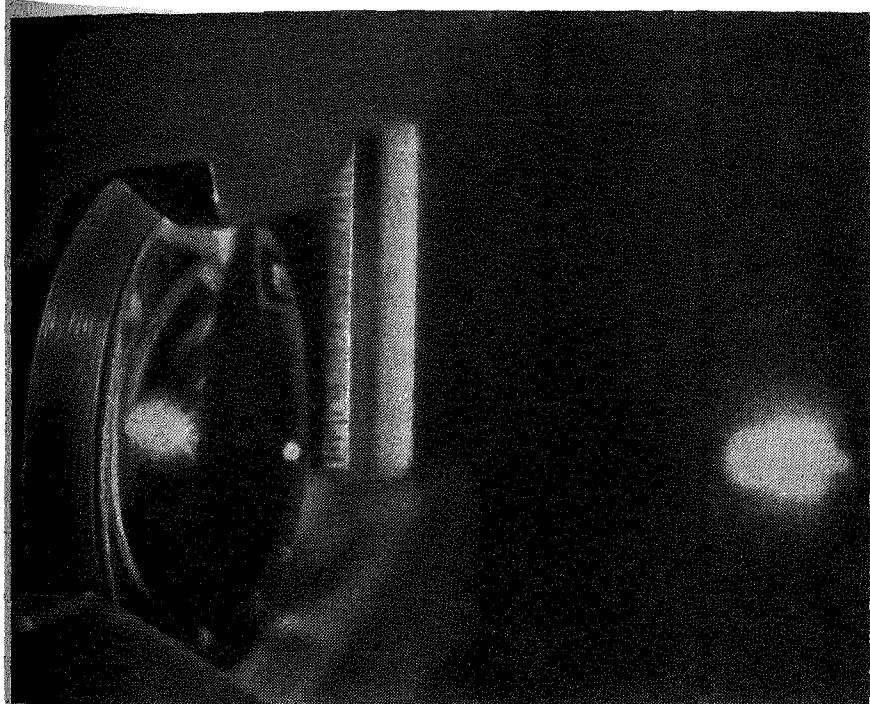
Пробой газов в фокусе лазерного луча и связанное с ним образование искры представляют собой интересные явления. В таких средах, как воздух и инертные газы, которые в обычных условиях совершенно прозрачны для света, при пробое возникают сильная ионизация и поглощение. Пробой сопровождается яркой вспышкой белого света, которая получила название «лазерной искры». Типичный вид такой искры показан на фиг. 5.1.

Явление пробоя было обнаружено вскоре после создания лазеров с модулированной добротностью [1]. Для возникновения пробоя необходима очень высокая интенсивность света, порядка 10^{11} Вт/см². Пробой можно характеризовать также величиной электрического поля, связанного со световой волной. Пороговые поля имеют величину приблизительно от 10^6 до 10^7 В/см. Для достижения столь высоких интенсивностей излучения необходим лазер с модулированной добротностью, обеспечивающий пиковую мощность порядка 10 МВт или больше. Поэтому наблюдение искры стало возможным только после того, как были разработаны методы модуляции добротности. Описанные в этой главе результаты, за исключением специально оговоренных случаев, получены при использовании лазеров с модулированной добротностью.

Возникновение искры сопровождается образованием заряженных частиц, поглощением и переизлучением света. Кроме того, если температура плазмы в области пробоя газа будет достаточно высокой, то возможно также появление рентгеновского излучения. В данной главе мы подробно рассмотрим все эти экспериментально наблюдаемые явления.

Пробой возникает только после достижения пороговой интенсивности излучения. При интенсивностях ниже пороговых практически никаких эффектов не наблюдается, за исключением небольшой предионизации, которая была измерена в некоторых экспериментах. Искра возникает внезапно, при малом превышении легко определяемой пороговой интенсивности. Большое внимание было уделено экспериментальным измерениям зависимости порога пробоя от давления газа, что является одним из основных методов выяснения природы искры.

При условии хорошей фокусировки для образования пробоя в воздухе при атмосферном давлении требуется лазер мощностью порядка 10 МВт. Если же мощность лазера лежит в диапазоне 100 МВт, требования к фокусировке менее жестки и пробой легко



Фиг. 5.1.

Пробой в воздухе при атмосферном давлении под действием излучения рубинового лазера с пиковой мощностью около 20 МВт.

Лазерное излучение было сфокусировано линзой с фокусным расстоянием 2,54 см (видна слева), так что интенсивность в фокусе превышала 10^{11} Вт/см².

возникает при фокусировании более длиннофокусными линзами. При помощи лазеров, обеспечивающих очень большую яркость, в воздухе можно создать очень длинные искры. Например, в работе [2] при яркости лазерного излучения порядка $2 \cdot 10^{17}$ Вт/см² -стерад наблюдался пробой длиной около 25 м.

К настоящему времени опубликовано много работ, посвященных исследованию механизмов образования пробоя в газах [3]. Важной особенностью является отсутствие свободных электронов в фокальной области, в которой интенсивность излучения дости-

гает наибольшей величины. Поэтому проблему можно разбить на две части: 1) возникновение начальной ионизации и 2) последующий лавинный рост ионизации, приводящий к возникновению наблюдаемых явлений. Эксперименты показывают, что на характер наблюдаемых результатов значительное влияние оказывают процессы, связанные с второй частью указанной проблемы, поскольку начальная ионизация достигается довольно легко.

Было рассмотрено несколько механизмов пробоя. Электронно-ионная пара может возникнуть в результате многофотонной ионизации атома, при которой атомный электрон поглощает одновременно несколько фотонов. Обычно потенциалы ионизации атомов газов, с которыми имеют дело при исследовании пробоя, гораздо больше, чем энергия кванта лазерного излучения. Например, потенциал ионизации гелия составляет 24,58 эВ, а энергия кванта излучения рубинового лазера равна 1,78 эВ. Поэтому для ионизации атома гелия необходимо поглощение 14 фотонов. Имеется другая возможность многофотонной ионизации, при которой вначале в результате многофотонного поглощения атом переходит в возбужденное состояние, а затем, если между этим состоянием и сплошным спектром имеется много других состояний, атом быстро ионизируется в результате процессов однофотонного поглощения. При этом для ионизации требуется меньшее число одновременно поглощаемых квантов. Однако в случае инертных газов их число все еще велико, так как первые возбужденные уровни атомов этих газов имеют высокую энергию. Кроме того, между энергией возбужденного состояния и энергией некоторого целого числа квантов может отсутствовать резонанс. Возможны и другие гипотезы относительно появления начальных электронов, например предположение о наличии в газе легко ионизируемых примесей.

Большое количество работ было посвящено также изучению электронной лавины, развивающейся после возникновения небольшой начальной ионизации. Свободные электроны приобретают энергию в результате поглощения фотонов. Электрон, обладающий достаточной энергией, при столкновении с атомом может вызвать его ионизацию. Появляются два свободных электрона с небольшой энергией. Оба новых электрона снова повторяют описанный процесс, что приводит к лавинной ионизации. Процесс поглощения фотона свободным электроном можно рассматривать двумя эквивалентными способами: 1) как обратный тормозной процесс, при котором электрон поглощает световой квант в поле тяжелой частицы, и 2) как процесс, аналогичный микроволновому пробоя, при котором электрон осциллирует в электрическом поле падающей волны. Этот процесс не приводит к поглощению, если нет столкновений. При наличии столкновений электрон получает энергию от электромагнитной волны.

Часто полагают, что эти механизмы имеют разную природу

и что каждый из них описывает процесс поглощения квантов, энергия которых находится в соответствующем диапазоне. В действительности же эти два механизма являются разными сторонами одного и того же механизма поглощения ¹). Позже мы опишем теоретические работы, посвященные выяснению механизмов пробоя. Согласно установившемуся в настоящее время мнению, механизм роста ионизации связан с лавиной, которая поддерживает благодаря поглощению лазерного излучения в результате обратного тормозного эффекта. Остается открытым вопрос об истинной причине появления начальных электронов. Некоторые авторы отдают предпочтение многофотонному эффекту. Другие считают, что на инициирование пробоя оказывает влияние имеющееся в газе небольшое количество легко ионизуемых примесей.

Мы обсудим сначала экспериментальные результаты, а затем их теоретическую интерпретацию.

§ 2. ИНИЦИИРОВАНИЕ ПРОБОЯ ГАЗОВ

1. Поглощение лазерного излучения

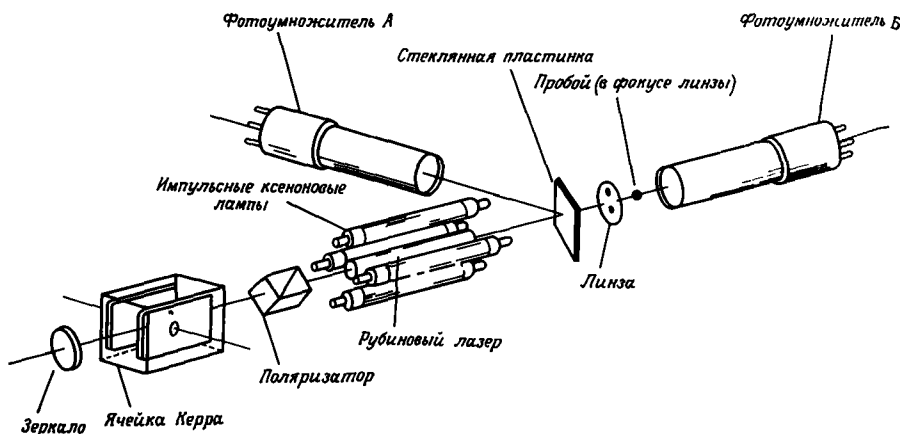
Наиболее поразительным является факт поглощения лазерного излучения в области пробоя. Поглощение настолько велико, что часто его используют для точного установления самого факта пробоя. Схема установки, обычно используемой для исследования пробоя, и некоторые экспериментальные результаты [4] приведены на фиг. 5.2. Осциллограммы на фиг. 5.2, б показывают форму первоначального лазерного импульса и форму импульса, прошедшего через плазму в случае пробоя. Видно, что передний фронт импульса ослаблен незначительно; однако после пробоя плазма становится непрозрачной и почти полностью поглощает лазерное излучение. Резкая отсечка прошедшего лазерного излучения возникает одновременно с появлением искры.

Исследование пропускания света для серии импульсов с возрастающей энергией показывает, что при возрастании интенсивности излучения момент пробоя смещается к началу импульса. Эти данные можно использовать для определения зависимости времени запаздывания пробоя относительно начала импульса от интен-

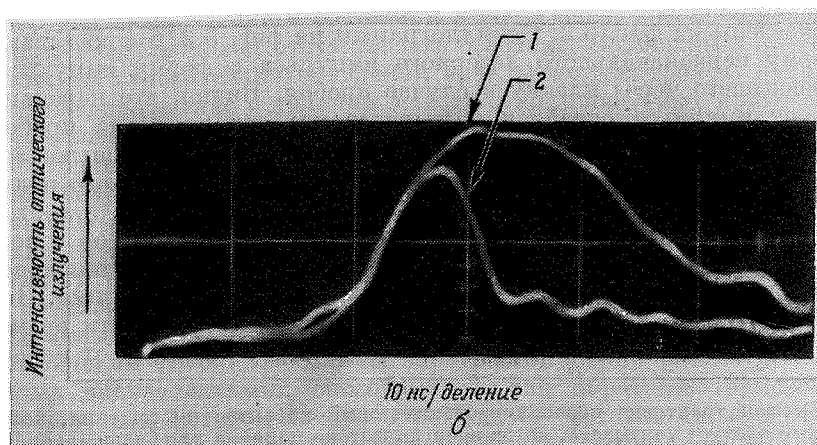
¹) Первая трактовка подчеркивает квантовый характер поглощения, который следует учитывать, когда энергия фотона порядка или больше энергии колебаний электрона в поле волны (именно этот случай осуществляется, в частности, при оптическом пробое). Квантовые формулы для коэффициента поглощения см. в работах [76, 117, 134]. Как показывает анализ, проведенный в работах [117, 134], в достаточно широком диапазоне условий, характерных для пробоя газов, квантовые поправки невелики и классическая радиочастотная формула удовлетворительно описывает поглощение. — *Прим. ред.*

сивности лазерного излучения. Некоторые результаты для различных газов приведены на фиг. 5.3 [5]. За время появления пробоя принимают момент начала сильного поглощения.

Тот факт, что пробой имеет резко выраженный порог, подтверждается данными, приведенными на фиг. 5.4, где приведена зависимость пропускания в воздухе при давлении 746 мм. рт. ст.



а



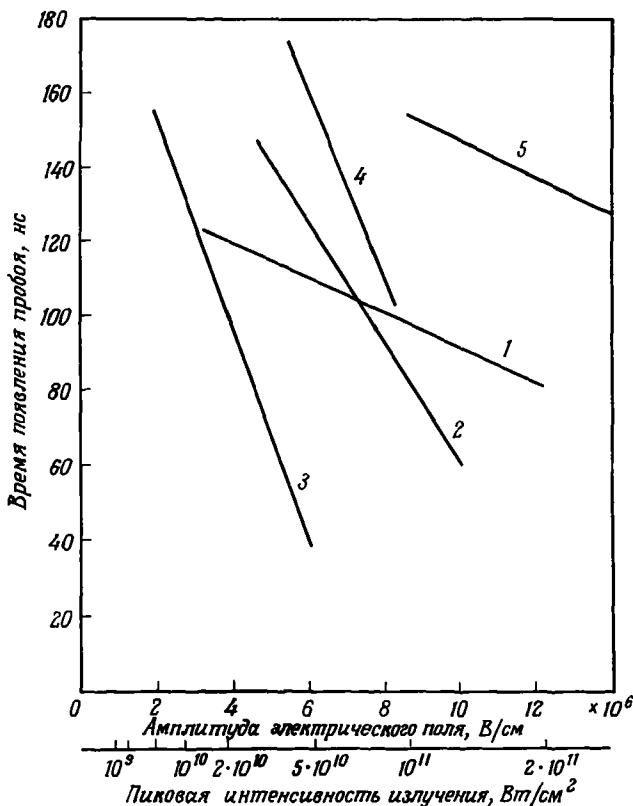
б

Фиг. 5.2.

Поглощение света при пробое газа.

а — схема экспериментальной установки для исследования пробоя газов (модуляция добротности осуществляется ячейкой Керра). б — осциллограммы сигналов от фотоумножителя В в отсутствие пробоя (1) и при пробое (2), показывающие ослабление лазерного луча в случае возникновения пробоя [4]

от пиковой мощности импульсного излучения рубинового лазера [6]. Эти данные свидетельствуют о том, что в результате пробоя прозрачность газа резко падает.



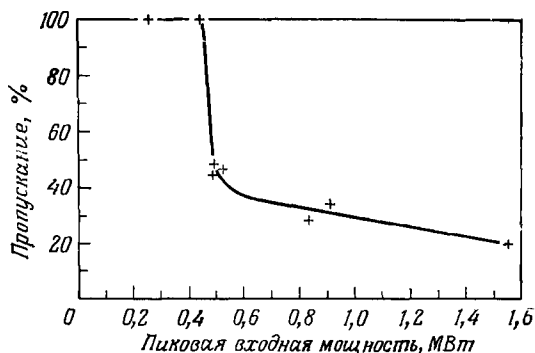
Фиг. 5.3.

Зависимость времени возникновения пробоя в разных газах от пиковой интенсивности излучения (или амплитуды электрического поля) рубинового лазера с модулированной добротностью.

Кривые построены по данным работы [5] методом наименьших квадратов. 1 — гелий при давлении 38,2 атм; 2 — азот при давлении 38,2 атм; 3 — аргон при давлении 38,2 атм; 4 — аргон при давлении 3 атм, 5 — аргон при давлении 1 атм, кривые 1—3 позволяют сравнить результаты для различных газов при одинаковых давлениях; кривые 4 и 5 показывают влияние изменения давления для одного из газов. Во всех случаях лазерные импульсы, параметры которых лежат левее крайних левых точек соответствующих кривых, не вызывают пробоя.

Для получения таких данных необходимо знать площадь фокальной области. Методы измерения фокальной области были описаны в гл. 2. Экспериментальные результаты сильно зависят от точности определения фокального объема, и явные расхождения данных, полученных разными авторами, могут быть связаны

с различием методов, применяемых ими для измерения фокального объема. Величина фокального объема влияет на зависимость времени пробоя от интенсивности [7]. В случае малых фокальных объемов для получения тех же времен пробоя необходима более высокая интенсивность лазерного излучения. Считают, что это является доказательством наличия потерь при развитии лавины.



Фиг 54.

Зависимость пропускания воздуха при давлении 746 мм рт. ст. от пиковой мощности излучения рубинового лазера, сфокусированного линзой с фокусным расстоянием 2,06 см [6].

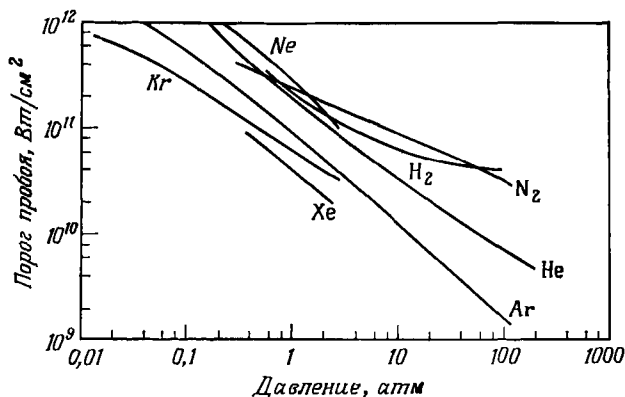
С уменьшением фокального объема потери как за счет диффузии электронов из него, так и вследствие переизлучения ограничивают рост лавины. При заданной интенсивности с увеличением фокального объема лавина развивается гораздо быстрее.

Интересно отметить, что иногда пробой начинается только после того, как интенсивность излучения достигает максимальной величины. Этот факт служит веским доказательством того, что наблюдаемые результаты определяются развитием лавины, а многофотонная ионизация в целом не обуславливает процесса развития пробоя.

2. Порог пробоя

Многие авторы [7—15] исследовали зависимость порога пробоя от давления. Результаты этих исследований обычно сравнивают с выводами теоретических моделей, которые будут описаны ниже. Основное внимание было уделено инертным и двухатомным газам, в частности азоту. Мейеранд и Хот [8] исследовали зависимость порога пробоя в гелии и аргоне в диапазоне от 1 до 100 атм. Минк [9] опубликовал данные по порогам пробоя в азоте,

водороде и аргоне в диапазоне давлений приблизительно от 0,3 до 100 атм. Данные для аргона и ксенона при давлениях порядка 1 атм получены Бушером и др. [11]. Вайнант и Рэмси [7] получили данные для воздуха, азота, гелия и аргона. Янг и Херчер получили данные для гелия, неона, аргона и криптона в диапазоне давлений примерно от 1 атм до 10 мм рт. ст., используя излучение



Фиг. 5.5.

Сводка обсуждаемых в тексте экспериментальных результатов по зависимости порога пробоя от давления для некоторых газов.

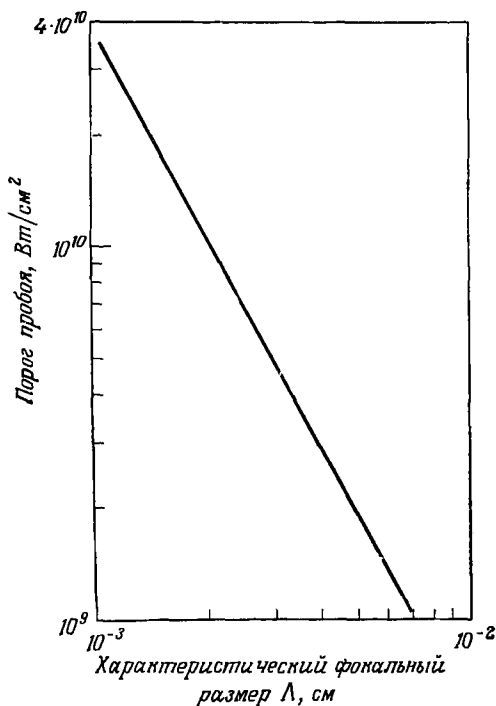
рубинового лазера, работающего в одномодовом режиме. Совокупность данных для ряда газов в диапазоне давлений от ниже 1 атм и до 100 атм приведена на фиг. 5.5.

В этом диапазоне давлений порог пробоя уменьшается с увеличением давления. Данные, полученные различными исследователями, приблизительно совпадают, хотя и имеется некоторое систематическое расхождение между значениями порога пробоя, измеренными разными авторами. Вероятно, эти расхождения обусловлены главным образом различием экспериментальных условий и разными условиями фокусировки. Например, Мейеранд и Хот [8] использовали рубиновый лазер с пиковой мощностью 30 МВт и длительностью импульса 30 нс. В этих условиях, согласно их оценкам, диаметр фокального пятна был равен 200 мкм. В эксперименте Минка [9] диаметр фокального пятна можно оценить приблизительно в 12 мкм [16], что, по-видимому, меньше истинного размера. Любые неточности в определении фокальных площадей должны привести к систематическим различиям в результатах, полученных разными авторами.

Более того, зависимость пробойной напряженности поля от диаметра фокального пятна является убывающей функцией при увеличении диаметра пятна. Это вызвано уходом электронов из фо-

кального объема. На фиг. 5.6 представлена зависимость порога пробоя в аргоне при давлении $5,2 \cdot 10^4$ мм рт. ст. от размеров фокального пятна [17]. На этом графике Λ характеризует средний размер фокального объема в предположении, что он имеет форму цилиндра с диаметром D и длиной L . При такой геометрии выполняется соотношение

$$1/\Lambda^2 = (4,8/D)^2 + (\pi/L)^2. \quad (5.1)$$



Фиг 5.6.

Зависимость порога пробоя в аргоне при давлении $5,2 \cdot 10^4$ мм рт. ст. от характеристического фокального размера Λ [17].

поров должны были бы находиться в обратном соотношении.

Можно предположить, что распределение поля в сфокусированном пучке неоднородно с величиной неоднородности порядка 10 мкм, вследствие чего может измениться величина порога пробоя. На результаты измерений также оказывает воздействие самофокусировка луча, которую мы обсудим в дальнейшем.

В качестве ординаты на фиг. 5.5 можно отложить также максимальное значение напряженности электрического поля световой волны в вольтах на сантиметр. Мы приводим результаты для интенсивности излучения в фокусе, однако простой пересчет по формуле

$$E^2/8\pi = F/c, \quad (5.2)$$

Из этих данных ясно, что при разных фокальных размерах полученные пороговые величины будут различаться даже в отсутствие неточностей в измерениях. Однако этот факт полностью не объясняет расхождения экспериментальных данных. Так, например, Вайнайт и Рэмси [7] получили более высокие значения порогов пробоя в аргоне при давлении выше 4 атм, чем те, которые получил Минк [9] в аналогичных условиях. В то же время вычисленные величины Λ равны соответственно 8 и 5,1 мкм, так что если бы действовал только эффект диффузии, величины порогов

где c — скорость света, дает значение напряженности поля E при известной интенсивности F (все величины в единицах СГСЕ). Многие авторы приводят свои результаты в единицах напряженности электрического поля.

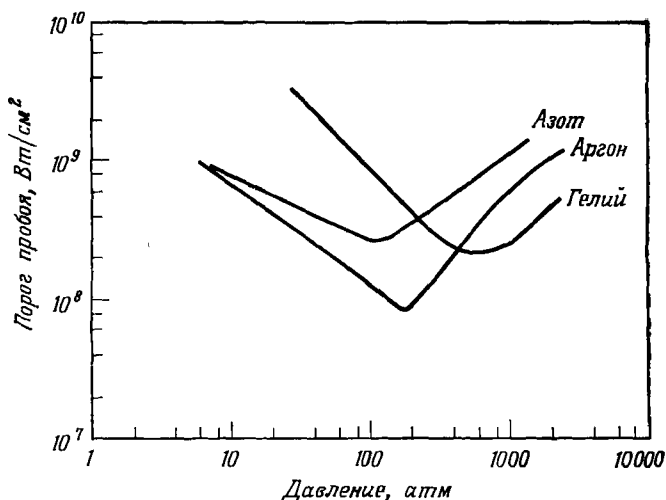
При давлениях свыше 100 атм на кривых зависимости порога пробоя от давления появляются минимумы [13]. Их наличие было интерпретировано как указание на то, что наблюдаемые явления обусловлены ионизацией электронным ударом. В этой работе использовались газы высокой чистоты при давлениях вплоть до 2000 атм. Исследуемый газ находился в камере сверхвысокого давления с кварцевыми окнами. Источником излучения служил рубиновый лазер с модулированной добротностью мощностью 30 МВт. Диаметр минимального фокального сечения составлял приблизительно 0,01 см. Результаты измерений представлены на фиг. 5.7. Кривые имеют ярко выраженные минимумы, после которых порог пробоя возрастает с увеличением давления выше 1000 атм. Сравнение показывает, что пороговые интенсивности пробоя, измеренные в работе [13], более чем на порядок ниже пороговых интенсивностей пробоя, измеренных другими авторами при соответствующих давлениях (см. данные, приведенные на фиг. 5.5). Это расхождение не удается объяснить, даже если учесть размеры фокальных пятен.

В ряде работ [11, 18, 19] исследовалась частотная зависимость порога пробоя. В одной из них [11] было использовано излучение лазера на неодимовом стекле с длиной волны 1,06 мкм и рубинового лазера с длиной волны 0,6943 мкм, а также их вторые гармоники с длинами волн 0,53 и 0,347 мкм. Зависимость пороговых интенсивностей пробоя в аргоне от длины волны излучения показана на фиг. 5.8 для разных давлений. В области малых частот порог пробоя возрастает при увеличении частоты. Известно, что если частота излучения намного больше частоты электрон-атомных столкновений, то, согласно классической теории микроволнового пробоя, пороговая интенсивность пропорциональна квадрату частоты лазерного излучения. Однако, можно ожидать, что при достаточно большой энергии фотона, сравнимой с энергией возбуждения газа, эта зависимость может нарушаться. Используя излучение лазера на неодимовом стекле, а также его вторую, третью и четвертую гармоники с длинами волн 0,53, 0,353 и 0,265 мкм, авторы работы [19] провели исследования частотной зависимости в более широком диапазоне. Оказалось, что пороговые интенсивности пробоя в воздухе для этих частот относятся как 5,2 : 6,2 : 5,2 : 3,4, что приблизительно согласуется с данными, приведенными на фиг. 5.8.

В работе [12] исследовано влияние на порог пробоя внешнего источника электронов. При тлеющем разряде в фокальном объеме возникает от 100 до 1000 свободных электронов. Однако наличие

тлеющего разряда не меняло порогов пробоя гелия и аргона. Эти результаты показывают, что макроскопические эффекты обусловлены динамикой развития лавины и что порог пробоя практически не зависит от числа начальных электронов.

Согласно одному из возможных предположений, это могло быть связано с наличием в любом газе небольшого количества легко-ионизируемых примесей, которые являются потенциальным источ-



Фиг. 5.7.

Зависимость порога пробоя в аргоне, азоте и гелии от давления [13].

ником начальных электронов. Известно очень мало работ по изучению влияния примесей на пробой газов. Такие работы помогли бы установить источник начальных электронов, однако трудно выполнить эксперименты при таком уровне чистоты, который необходим для получения достоверных результатов.

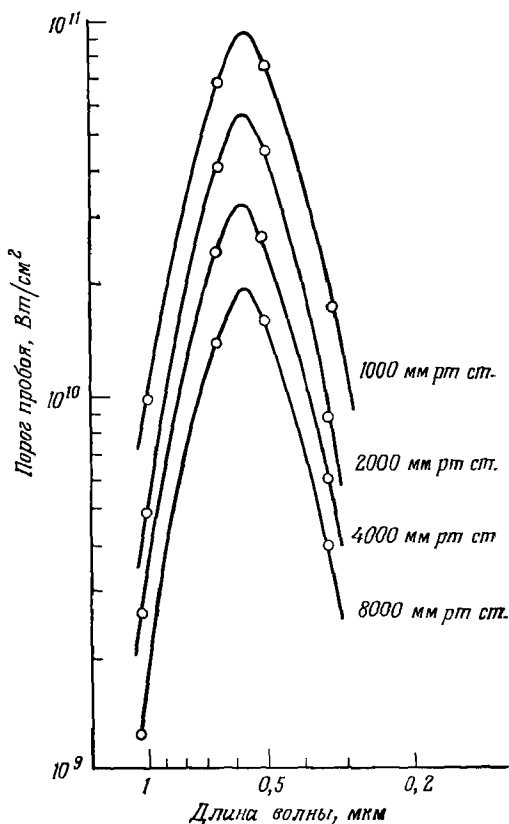
В работах [20, 21] изучалось влияние примеси фреона на пробой в аргоне. Было показано, что добавление фреона снижает порог пробоя при давлении 250 мм рт. ст. Это обусловлено, по-видимому, тем, что фреон ионизируется легче, чем аргон. При более высоких давлениях порог пробоя возрастает, так как электроны начинают прилипать к нейтральным молекулам фреона. В работе [22] при исследовании лазерного пробоя в парах органических веществ было установлено, что добавление хлороформа и четыреххлористого углерода снижает порог пробоя в аргоне. Согласно работе [23], лазерный нагрев небольших распыленных в газе частиц способствует возникновению пробоя в хлоре. В целом же

роль малых количеств примеси в иницировании пробоя газов пока не исследована.

Согласно представлениям о процессах развития лавины, можно ожидать, что в определении диффузионных потерь электронов из фокального объема большую роль могли бы сыграть измерения порогов пробоя в магнитном поле. С помощью таких измерений можно было бы в принципе выяснить, какой вид потерь оказывает основное влияние на развитие лавины: миграция электронов или радиационные потери. Однако результаты таких экспериментов оказались неоднозначными.

В одной из работ [24] было обнаружено снижение порога пробоя в воздухе при давлениях от 30 до 760 мм. рт. ст. в присутствии магнитного поля напряженностью 210 кГс. Интенсивность излучения лазера на неодимовом стекле устанавливалась близкой к порогу пробоя. В присутствии магнитного поля пробой возникал гораздо чаще, что было интерпретировано как результат уменьшения диффузии электронов из фокального объема в условиях, когда ларморовский радиус меньше средней длины свободного пробега.

Однако другие исследования [25, 26] показали, что порог пробоя не зависит от магнитного поля. В работе [26] использовалось магнитное поле напряженностью 100 кГс, а давление аргона изменялось в диапазоне от 10^{-3} до 760 мм рт. ст. Можно было бы предположить, что отсутствие эффекта обусловлено недостаточной величиной магнитного поля. Однако снижения порогов пробоя



Фиг. 5.8. Зависимость порога пробоя в аргоне от длины волны падающего излучения для четырех значений давления [11].

в воздухе, бутане и гелии не было обнаружено и при наличии магнитного поля напряженностью 200 кГс [26], близкого к величине поля в эксперименте, в котором наблюдалось влияние магнитного поля.

Было также исследовано снижение порога оптического пробоя при наложении дополнительного микроволнового поля [27]. При напряженности микроволнового поля в фокальном объеме $7 \cdot 10^3$ В/см пороги пробоя в гелии, криптоне и аргоне при давлении газа 460 мм рт. ст. снижались соответственно в 1,6; 19 и 28 раз. В отсутствие лазерного излучения одно лишь микроволновое поле не вызывало пробоя. В случае одновременного действия лазерного излучения и микроволнового поля поглощение энергии из этих полей оказывалось больше, чем при наличии одного лазерного излучения. Эксперимент проводился при таких условиях, что при воздействии одного лишь микроволнового поля скорость потери энергии, связанной с возбуждением атомов, была выше, чем скорость нагрева микроволновым полем. Однако если атом окажется в возбужденном состоянии, то в присутствии поля оптической частоты он может быть легко ионизован в результате поглощения одного или двух фотонов. Эти эксперименты подтверждают, что поглощение энергии и процессы лавинной ионизации определяют основные свойства лазерного пробоя.

Можно указать практические применения результатов измерения величин пороговых интенсивностей пробоя. Обычно лазерные системы работают в воздухе при атмосферном давлении, что накладывает ограничение на интенсивности излучения, которое может быть передано от одной части системы к другой. Если интенсивность превысит уровень $\sim 10^{11}$ Вт/см², то в воздухе произойдет пробой и пропускание света станет невозможным. Наиболее серьезной проблемой является использование в очень мощных лазерах диафрагм для селекции мод или пространственных фильтров, так как в этом случае уровни интенсивности могут легко достигать порога пробоя воздуха.

§ 3. РАЗВИТИЕ ПРОБОЯ

1. Разлет плазмы

Искра, образовавшаяся под действием лазерного излучения, выглядит как яркий источник, почти однородно излучающий бело-голубой свет. Фотографии показывают, что искра вытянута вдоль направления распространения светового луча. На некоторых фотографиях можно обнаружить несколько отдельных областей [28—30]; это показано на фиг. 5.9. Для данной установки форма искр может воспроизводиться вплоть до сохранения структуры, показанной на фиг. 5.9. Если изменить условия, используя,

например, разные лазерные стержни, то вид области пробоя может измениться. Это, вероятно, связано с неоднородным распределением света в фокальном пятне. При мощности лазерного излучения порядка 100 МВт искра обычно имеет длину около 1 см при диаметре в несколько миллиметров.

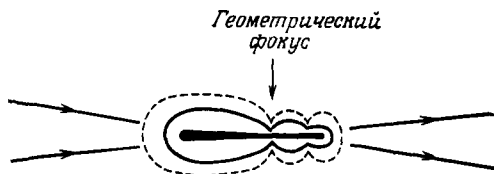
Характерной чертой развития искры является ее асимметричный рост. Искра распространяется навстречу лазерному лучу, перемещаясь с начальной скоростью порядка 10^7 см/с [31]. Она заполняет конус, образованный сходящимся к фокусу лазерным лучом.

Развитие искры детально исследовалось самыми разнообразными методами: фотографическим методом с временной разверткой [26, 29, 31—40], методом шлирен-фотографии [35, 41], методом теневой фотографии [29, 42—44], методом высокоскоростной покадровой съемки [32, 33, 38, 45—47], микроволновым методом [48, 49], голографическим методом [50—54] и методом шлирен-фотографии с использованием лазера с синхронизацией мод для получения высокого временного разрешения [55].

Вначале образуется яркая, быстро движущаяся плазма. Типичная скоростная фотография развития искры показана на фиг. 5.10. Видно, что вначале область пробоя быстро распространяется по направлению к лазеру. После окончания лазерного импульса нагретый газ расширяется медленнее и существует еще в течение некоторого времени.

Расширяясь по направлению к лазеру, плазма заполняет почти весь сходящийся конус лазерного луча. По невозмущенному газу распространяется ударная волна. Ее распространение поддерживается за счет поглощения энергии лазерного луча на фронте волны. Было предложено много объяснений такого характера расширения; однако пока еще нет полного согласия относительно некоторых особенностей процесса расширения. Обсуждение теоретических работ мы проведем ниже.

Экспериментальные наблюдения развития пробоя проводились в широком диапазоне условий и дали различающиеся между собой результаты. В одном из первых исследований пробоя в воздухе с помощью фотохронографа [32] было установлено, что в обратном

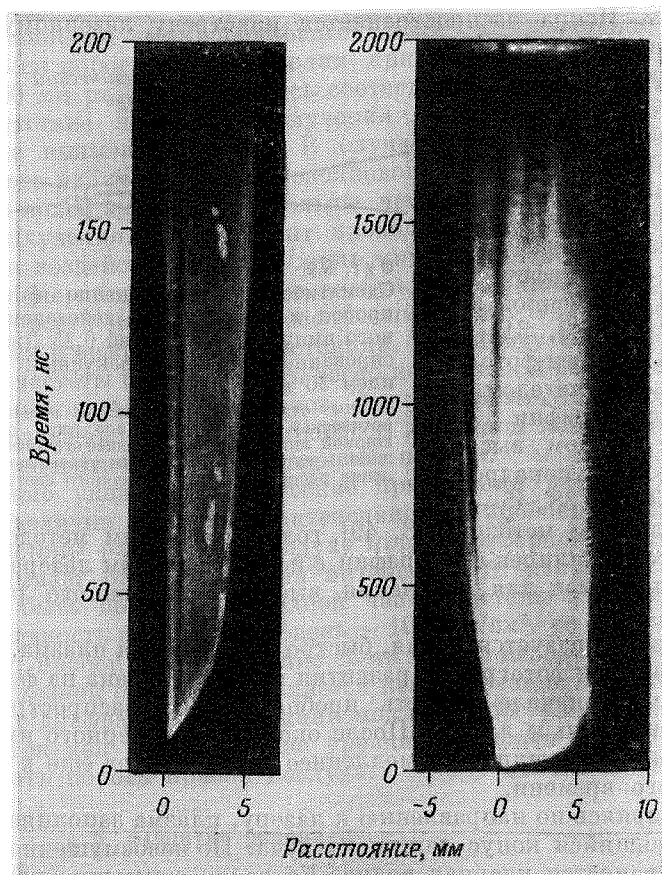


Фиг. 5.9

Схематическое изображение фотографии пробоя в воздухе под действием лазерного импульса с энергией 0,25 Дж, сфокусированного линзой с фокусным расстоянием 30 мм.

Видны отдельные части искры в направлении оптической оси. Интенсивное ядро обозначено жирной линией, а окружающее его диффузное облако — пунктирной. Стрелки указывают направление распространения лазерного света [28].

направлении (к лазеру) движется резкий светящийся фронт, причем светящаяся область расширяется в угол, приблизительно равный углу схождения сфокусированного лазерного луча. Перемещение светящегося фронта как функция времени приведено на фиг. 5.11, а. Можно выделить две различные области. До окон-



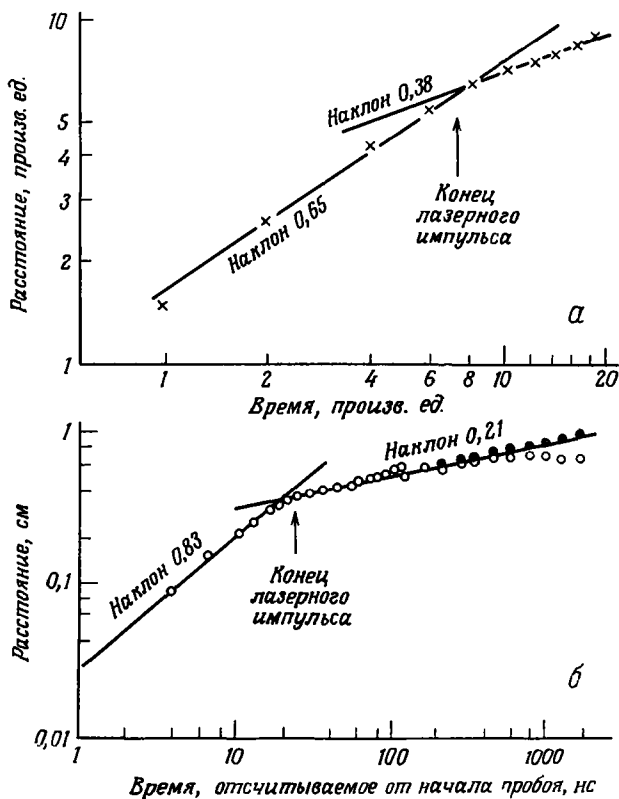
Фиг. 5.10.

Фотохронограмма искры, образованной лазерным излучением в воздухе при атмосферном давлении.

Луч лазера с энергией в импульсе 10 Дж падал справа [35]

чания лазерного импульса перемещение фронта плазмы пропорционально времени в степени 0,6. После окончания лазерного импульса расширение замедляется и наклон уменьшается приблизительно до 0,4.

В другом исследовании [35] получены иные результаты. Зависимость положения фронта от времени в случае пробоя в воздухе при атмосферном давлении показана на фиг. 5.11, б. Наклон кривой во время действия лазерного импульса в этом частном случае



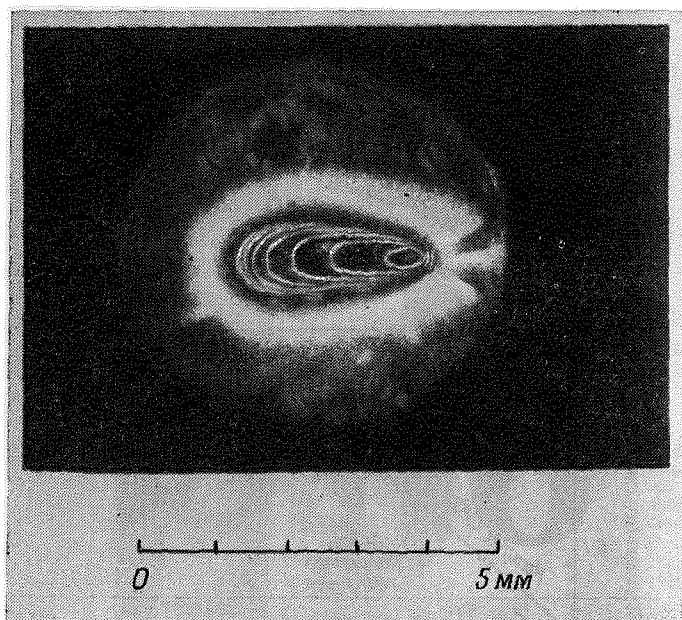
Фиг. 5.11.

Данные по расширению искры, образованной лазерным излучением в воздухе. а — относительное смещение светящегося фронта в зависимости от приведенного времени [32]; б — движение фронта свечения (светлые кружки) и ударной волны (темные кружки) [35].

был равен 0,83. После окончания импульса увеличение размера светящейся области было пропорционально времени в степени 0,21. В течение процесса нагрева лазерным излучением наклон зависел от многих переменных, в том числе от энергии в импульсе, сорта газа, его плотности и геометрии фокусировки. Однако спустя 30 нс наклон уже не зависел от этих параметров.

Данные обеих серий исследований указывают на уменьшение наклона после окончания лазерного импульса, однако численные.

значения наклона различны. Такие различия характерны для измерений параметров расширения, выполненных разными авторами. Они привели к различным объяснениям механизмов, влияющих на процесс расширения. В частности, расхождения в величинах наклона кривой зависимости размера от времени после оконча-



Фиг. 5.12.

Шлирен-фотография искры в неоне при давлении 1000 мм рт. ст., образующейся под действием излучения рубинового лазера.

Луч падает слева. Фотография получена с помощью лазера на неодимовом стекле, работающего в режиме синхронизации мод [57].

ния лазерного импульса привели к разным моделям процесса расширения. Мы вернемся к этому вопросу позже.

Покадровая съемка искры также показала, что движение происходит главным образом в аксиальном направлении и что угол, в который расширяется плазма, приблизительно равен углу схождения сфокусированного лазерного луча [32].

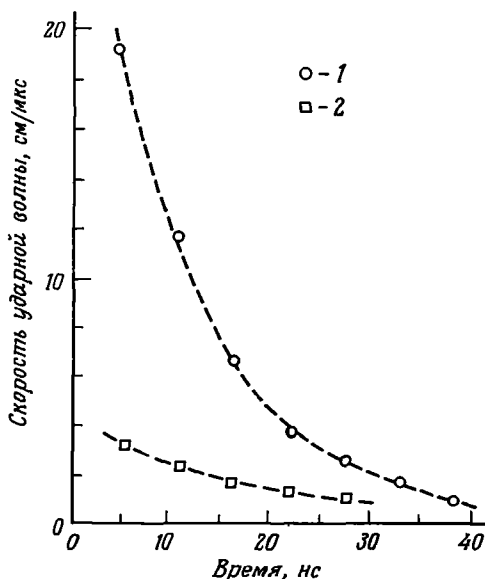
Имеются также данные, свидетельствующие о том, что развитие искры может быть нестационарным, причем граница поглощения скачкообразно движется к области, где интенсивность лазерного излучения меньше [29, 46, 56].

Для такого распространения характерно наличие множества отдельных светящихся областей. Воспроизводимое скачкообраз-

ное распространение было получено при использовании одномо-
дового лазера [56]. По-видимому, такое поведение указывает на то,
что при пробое возникает излучение большой интенсивности.
Излучение искры в ультрафиолетовой и рентгеновской областях
поглощается в окружающем газе, в результате чего образуется
непрозрачная плазма. Граница непрозрачности дви-
жется к области, где интенсивность лазерного из-
лучения меньше.

В основополагающих
экспериментах [55, 57] в
качестве источника света
для шлирен-фотографии
лазерной искры использо-
валась вторая гармоника
излучения лазера на нео-
димовом стекле, работаю-
щего в режиме синхрони-
зации мод. Такой прием
обеспечивает высокое вре-
менное разрешение и яв-
ляется ценным средством
для изучения динамики
плазмы в начальной фазе
расширения, когда она
поглощает энергию лазер-
ного луча. Лазер на нео-
димовом стекле, исполь-
зовавшийся в качестве ис-
точника света для шлирен-
фотографии, генерировал
серию импульсов длитель-
ностью 5 нс с интервалом между соседними импульсами 5,5 нс.
Шлирен-фотография искры в неоне при давлении примерно
1000 мм рт. ст. приведена на фиг. 5.12. Можно проследить про-
цесс расширения искры и изменения ее формы. Этот изящный
способ позволяет с высоким разрешением измерять временную
зависимость скорости и формы лазерной искры. На фиг. 5.13
показаны некоторые результаты измерения скорости ударной
волны, полученные из шлирен-фотографий. Во время поглощения
лазерного излучения продольная скорость значительно больше
поперечной. Ближе к концу лазерного импульса обе эти ско-
рости приближаются к одной и той же величине.

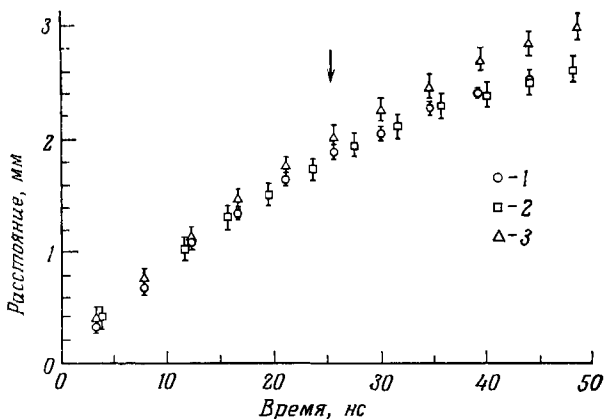
В описанных экспериментах с помощью шлирен-фотографий
наблюдали интересное явление отрыва фронта ударной волны



Фиг. 5.13.

Продольная (1) и поперечная (2) скорости ударной волны, измеренные с помощью шлирен-фотографий искры, образованной в воздухе импульсом лазерного излучения мощностью 100 МВт [57].

от области свечения [57]. На фиг. 5.14 показаны положения фронта ударной волны и фронта свечения в зависимости от времени в случае пробоя в воздухе при атмосферном давлении. Вначале фронт ударной волны и фронт свечения имеют примерно одинаковые скорости. Однако ближе к моменту максимума интенсивности лазерного излучения фронт ударной волны отрывается от фронта свечения.



Фиг. 5.14.

Смещение ударной волны и фронта свечения в зависимости от времени для искры, образованной в воздухе при атмосферном давлении лазерным импульсом мощностью 50 МВт и длительностью 30 нс.

1 — данные, полученные методом ширен-фотографии; 2 — данные, полученные путем регистрации рассеянного света с помощью фотохронографа; 3 — данные, полученные методом исследования собственного излучения искры с помощью фотохронографа [57]. Стрелкой отмечен момент максимума мощности в лазерном импульсе.

Возможное объяснение образования многих отдельных искр связано с самофокусировкой лазерного луча [36, 58]. Явление самофокусировки можно просто представить себе как результат влияния электрического поля светового луча на показатель преломления среды, в которой распространяется луч. Достаточно сильное электрическое поле может вызвать увеличение показателя преломления среды. Таким образом, в центре луча световая волна будет распространяться медленнее, чем на краях, что приведет к фокусировке луча к центру. Это же явление будет препятствовать расхождению луча. При соответствующих величинах мощности и подходящих оптических константах вещества может установиться стационарный режим, при котором световой луч сжимается в тонкую нить размером порядка десятков микрон [59]. Такие условия могут поддерживаться на достаточно большом

расстоянии ¹⁾. Именно такая картина возникает в жидкостях, как было установлено путем фотографирования света, рассеянного тонкой нитью, проходящей через жидкость. Явление самофокусировки применительно в основном к жидкостям и твердым телам будет описано ниже, в гл. 6.

С самофокусировкой лазерного луча в газе было связано объяснение того факта, что пробой происходит во многих точках и в дальнейшем распространяется из этих изолированных центров [58]. При соответствующих условиях можно получить узкую длинную последовательность искр на длине порядка нескольких метров [2, 36, 60]. Области пробоя похожи на нити, которые наблюдаются в жидкостях. Как показали измерения, размеры этих нитей не превышают 5 мкм [58]. По параметрам лазерного луча при заданной геометрии было подсчитано, что коэффициент преломления внутри нитей может достигать величины 1,036, в то время как в обычных условиях коэффициент преломления воздуха равен 1,00027. Разумное объяснение этих эффектов состоит в возникновении самофокусировки.

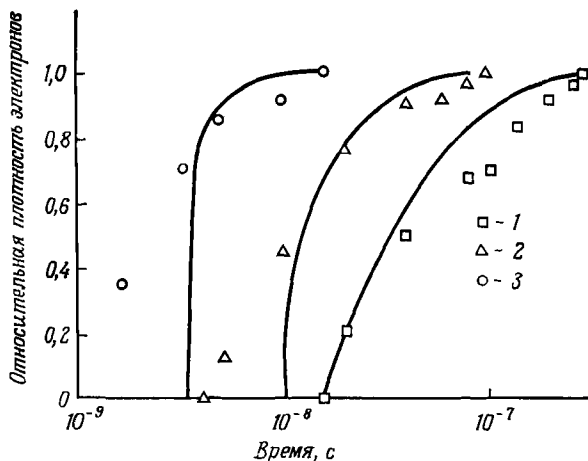
Изучалось также влияние магнитного поля на развитие лазерной искры [26, 61]. В присутствии магнитного поля длительность свечения искры возрастает. Прямые фотографические измерения расширения плазмы при наличии магнитного поля и без него ясно показывают, что в присутствии поля расширение замедляется, хотя и в разной степени для разных газов [26]. В случае газов, для которых поперечные сечения столкновений велики, так что длины свободного пробега малы по сравнению с ларморовским радиусом, плазма могла диффундировать поперек магнитного поля за счет столкновений и влияние приложенного магнитного поля было малым. В случае гелия, для которого средняя длина свободного пробега больше, было обнаружено значительное замедление расширения плазмы в присутствии магнитного поля.

2. Сбор зарядов

С помощью электростатических зондов, помещаемых в камеру, в которой происходит пробой, можно собирать заряды, образующиеся в лазерной искре. Для вытягивания электронов и ионов между зондами прикладывается постоянный потенциал, после чего измеряется наведенный электрический ток. Это был один из первых методов исследования пробоя газов лазерным излучением [62].

¹⁾ В работах [135, 136] показано, что в практически интересном случае нелинейности $n = n_0 + n_1 E^2$ стационарные нити не образуются, а возникают движущиеся фокусы.— *Прим. перев.*

Результаты таких экспериментов показывают, что газ в фокальной области лазерного луча при пробое полностью ионизован. Обычно при давлении порядка 1 атм собранный заряд соответствует приблизительно 10^{13} парам ионов [5, 8]. Оценка фокального объема в одном из этих экспериментов [5] дает величину примерно $5 \cdot 10^{-7}$ см³, так что полная однократная ионизация привела бы к появлению как раз около 10^{13} пар ионов.



Фиг. 5.15.

Рост во времени электронной плотности в аргене под действием сфокусированного излучения рубинового лазера мощностью 100 МВт.

Сплошные линии — теоретические кривые. 1 — экспериментальные точки, соответствующие давлению 20 мм рт. ст.; 2 — 110 мм рт. ст.; 3 — 760 мм рт. ст. [63].

В работе [63] исследовался временной ход импульса ионизации в потоке газа. Искра создавалась в точке, расположенной вверх по течению от пары зондов. Для разных скоростей потока измерялась зависимость степени ионизации от времени. Время роста ионизации увеличивалось при уменьшении давления газа. На фиг. 5.15 показана плотность электронов в аргене как функция времени для нескольких различных давлений. Длительность лазерного импульса составляла около 18 нс. При давлениях порядка 1 атм время нарастания ионизации было равно или меньше длительности импульса, однако при более низких давлениях ионизация происходила в основном после окончания лазерного импульса.

В работах [12, 64, 65] были выполнены прямые измерения заряда, возникающего ниже порога появления видимой искры. В одном из экспериментов [64] ионизация, предшествующая пробоем, наблюдалась при фокусировке лазерного излучения в камеру

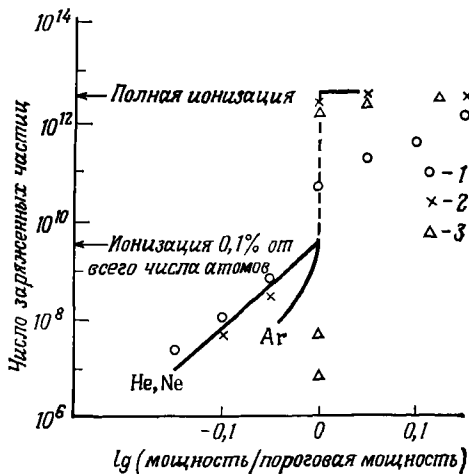
Вильсона. Этот результат служит косвенным доказательством того, что появление начальных электронов вызвано действием самого лазерного луча.

Подобные же результаты были получены из измерений импульсов напряжения на электродах при условиях мощности ниже

порога образования видимой искры. Некоторые данные приведены на фиг. 5.16. Там же показаны зависимости числа заряженных частиц, возникающих в газе, от относительной мощности лазерного излучения. Из результатов следует, что в качестве критерия возникновения пробоя можно принять достижения степени ионизации, равной 0,1%. При этом значении на экспериментальных кривых имеется резкий скачок. Слева от точки разрыва искры не возникает. Справа от нее искра наблюдается всегда, причем зондовый сигнал соответствует полной ионизации газа в фокальном объеме. Эти результаты подтверждают, что при уровнях мощности, несколько меньших пороговых, в газе присутствуют «предпробойные» электроны.

В других экспериментах по сбору зарядов, выполненных при низких давлениях, наблюдалась многофотонная ионизация водорода и инертных газов [66—75]. Проведение опытов при низких давлениях (порядка 10^{-3} мм рт. ст.) позволяет избежать лавинной ионизации и образования искры, которые имеют место при более высоких давлениях. Это дает возможность наблюдать многофотонный эффект в чистом виде. В качестве коллектора ионов обычно использовался цилиндр Фарадея, с помощью которого можно было измерять суммарный заряд не менее 1000 ионов. Была исследована зависимость числа собранных ионов от мощности лазерного излучения.

Поскольку вероятность многофотонной ионизации сильно зависит от интенсивности, особое внимание было уделено изучению структуры сфокусированного лазерного излучения [72]. Некото-

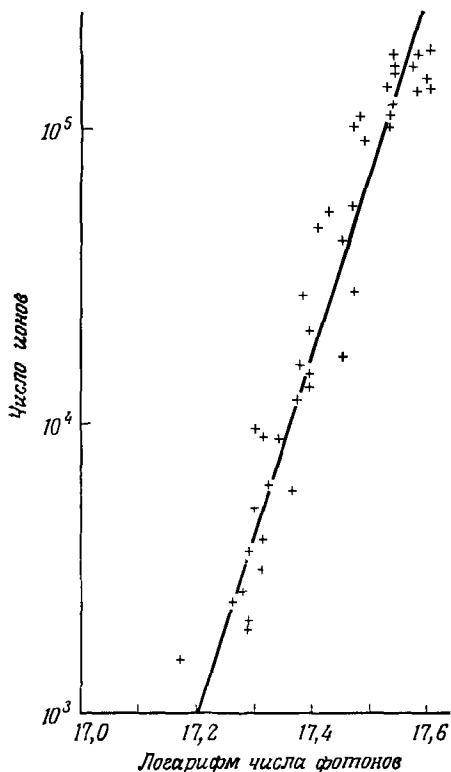


Фиг. 5.16.

Зависимость числа заряженных частиц от мощности лазерного излучения для нескольких газов.

Сплошными кривыми представлены результаты расчетов. Экспериментальные точки: 1 — гелий; 2 — неон, 3 — аргон. Давление 150 мм рт. ст. Результаты для аргона свидетельствуют, по-видимому, о влиянии многофотонных эффектов [12].

рые типичные результаты показаны на фиг. 5.17. Приведена зависимость числа ионов ксенона от числа фотонов, излучаемых рубиновым лазером и проходящих через фокальную область [67].



Фиг. 5.17.

Зависимость числа образующихся ионов ксенона от числа фотонов, проходящих через область фокуса.

Рубиновый лазер. Наклон прямой $k = 6,23 \pm \pm 0,14$ [7].

Экспериментальные данные приближенно описываются уравнением

$$N_i = CN_p^k, \quad (5.3)$$

где N_i и N_p — число собранных ионов и число фотонов, проходящих через фокальную область, соответственно, а C и k — константы. Для данных, приведенных на фиг. 5.17, $k = 6,23 \pm 0,14$. Эти результаты рассматриваются как доказательство того, что наблюдаемый заряд обусловлен многофотонным процессом. В табл. 5.1 для некоторых газов приведены экспериментальные значения величины k . Указано также минимальное число фотонов. $[(I/h\nu) + 1]$, необходимое для прямой ионизации. Величина $I/h\nu$ является отношением потенциала ионизации I к энергии фотона $h\nu$. Квадратные скобки означают целую часть от стоящего в них числа. Экспериментальные значения k всегда меньше, чем рассчитанные по отношению потенциала ионизации к энергии фотона. Если в атоме имеется уровень с энергией, примерно равной энергии

целого числа фотонов, то может происходить возбуждение этого уровня с последующей быстрой ионизацией в результате одно- или двухфотонных процессов. Для гелия известен возбужденный уровень, соответствующий 18 фотонам неэродированного лазера; у аргона имеется уровень, соответствующий 10 фотонам. Однако у атома неона нет уровней с энергией, близкой к энергии целого числа фотонов. Результаты работы [73] показывают, что переходы в возбужденные состояния могут дать заметный вклад

в вероятность ионизации. Возможно, что электрическое поле лазерного луча уширяет высоко расположенные уровни. Электрическое поле порядка 10^7 В/см может вызвать штарковское смещение верхних электронных уровней. Уровни могут настолько

ТАБЛИЦА 5.1

Измеренные величины константы k

Рубиновый лазер			Неодимовый лазер	
Газ	k	$(I/h\nu) + 1$	k	$(I/h\nu) + 1$
H ₂	$7,7 \pm 0,4$ [70]	9	8 ± 1 [75]	14
He			$18 \pm 0,3$ [75]	21
Ne			13 ± 1 [75]	19
Ar			$10 \pm 0,3$ [75]	14
Kr	$6,3 \pm 0,11$ [69]	8	$9 \pm 0,5$ [75]	$9,4 \pm 0,1$ [74]
Xe	$6,2 \pm 0,14$ [67]	7	$8,8 \pm 0,2$ [71]	11
Na			$4,9 \pm 0,11$ [72]	5

ушириться, что сольются в почти непрерывный спектр. Вероятность того, что электрон, попадающий на уширенный таким образом уровень, при поглощении световой энергии перейдет в состояние непрерывного спектра, очень велика.

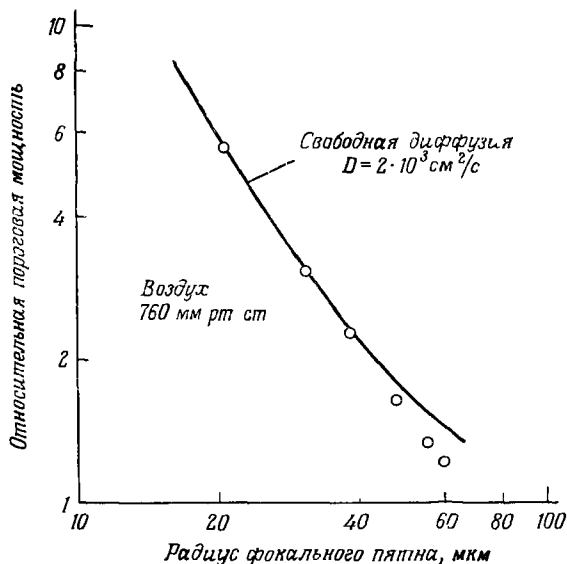
3. Механизмы потерь

Экспериментальные результаты показывают, что макроскопические свойства искры определяются динамикой процесса роста, состоящего в лавинном размножении электронов, которое поддерживается за счет поглощения лазерного света свободными электронами. Для определения свойств искры важно учитывать механизмы потерь энергии в процессе развития искры. Ранее мы уже описывали, как под влиянием внешнего магнитного поля уменьшается расширение искры [26, 61], что, по-видимому, связано с уменьшением потерь заряженных частиц. Многие исследователи изучали влияние потерь непосредственно в процессе развития плазмы [12, 14, 17, 63, 76, 77]. Результаты этих измерений можно представить в виде зависимости пороговой интенсивности от размеров фокальной области оптической системы [12, 14, 17, 77]. С уменьшением фокальных размеров порог пробоя возрастает, поскольку облегчается диффузия электронов из фокального объема. Некоторые количественные результаты уже были приведены на фиг. 5.6.

Нарастание плотности электронов $n(r, t)$ при уже имеющейся начальной плотности описывается уравнением

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = \nu(r, t) n(r, t) + D \nabla^2 n(r, t), \quad (5.4)$$

где ν — скорость ионизации на один начальный электрон и D — коэффициент диффузии. Величина D зависит от выбранной модели



Фиг. 5.18.

Зависимость порога пробоя в воздухе при давлении 760 мм рт. ст. от размера фокального пятна.

Кружки соответствуют экспериментальным данным, сплошная кривая вычислена в предположении, что основные потери обусловлены свободной диффузией электронов с коэффициентом диффузии $D = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$ [12].

диффузии. Использовались разные модели, в том числе свободная диффузия (при которой электроны диффундируют через газ, испытывая случайные столкновения, вследствие чего непрерывно изменяется направление их движения) и амбиполярная диффузия (при которой учитываются эффекты разделения заряда, обусловленные различием подвижностей электронов и ионов, в результате чего электроны и ионы диффундируют почти совместно). Многие авторы [12, 14, 63, 76] исходили из того, что диффузия электронов из фокального объема является механизмом, ограничивающим рост лавины. На фиг. 5.18 показана зависимость относительной мощности, соответствующей порогу пробоя воздуха, от размера фокального пятна. Данные этих экспериментов согласуются

с теоретическими результатами (показанными на фиг. 5.18 сплошной кривой), вычисленными на основе модели свободной диффузии [12]. В случае инертных газов результаты соответствовали потерям, обусловленным амбиполярной диффузией электронов ¹⁾.

Результаты экспериментов, в которых обнаружено снижение порога пробоя в аргоне при добавлении 1% неона [17], могут рассматриваться как доказательство радиационного механизма потерь. Возбужденный атом аргона должен переходить в основное состояние, излучая кванты энергии. Высвечивание области пробоя может вызвать потери и привести к замедлению развития искры. Было высказано предположение, что возбужденный атом неона может быстро передать энергию атому аргона, вызывая его ионизацию и тем самым увеличивая скорость роста лавины. Зависимость порога пробоя от размеров фокального объема в смеси газов наведла на мысль, что радиационный перенос энергии возбуждения ответствен отчасти за потери диффузионного типа ²⁾.

§ 4. ИЗЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ

Излучение, испускаемое искрой, которая образуется под действием лазерного излучения, охватывает видимую, ультрафиолетовую и мягкую рентгеновскую области спектра. Описанные ранее экспериментальные исследования касались макроскопических свойств плазмы, ее возникновения и развития. Спектроскопические исследования преследуют иную цель: они в большей степени направлены на изучение микроскопических свойств.

С помощью спектроскопических методов можно получить информацию о таких свойствах плазмы, как плотность и электронная температура. Спектроскопические методы позволяют легко проводить измерения с хорошим временным разрешением. Однако часто для определения параметров плазмы из экспериментальных данных необходим значительный теоретический анализ. В некоторых случаях для неустановившегося пробоя применимость моделей, используемых для интерпретации измеренных величин, может

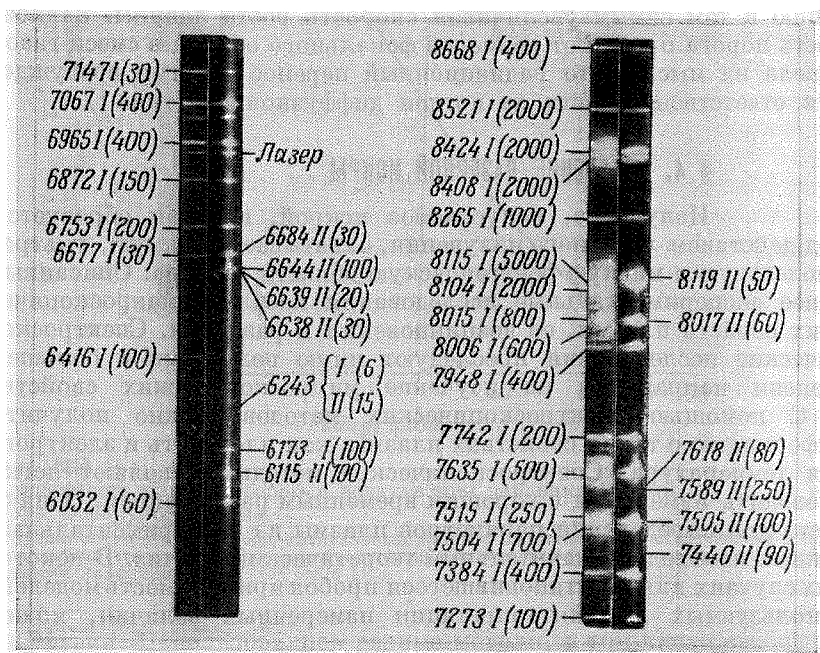
1) Порог пробоя всегда определяется свободной диффузией, которая ответственна за потери электронов на начальной стадии развития лавины и приводит к большей величине потерь, чем амбиполярная. Диффузия становится амбиполярной в условиях, когда пробой уже, по существу, произошел и имеется заметная концентрация ионов.— *Прим. ред.*

2) Обнаруженный в работе [17] интересный эффект был подтвержден и подробно исследован в работе [137]. Результаты исследования позволяют заключить, что все предпринимавшиеся до сих пор попытки объяснить экспериментально наблюдаемую зависимость порогов пробоя смеси Ag—Ne от концентрации Ne являются неудовлетворительными. В частности, предполагаемая в тексте интерпретация неудовлетворительна хотя бы потому, что, принимая ее, трудно объяснить, почему эффект отсутствует в случае рубинового лазера.— *Прим. ред.*

оказаться сомнительной. Более того, результаты представляют собой усредненные по пространству величины, в связи с чем приходится использовать некоторые предположения относительно пространственного распределения параметров плазмы.

1. Оптическая спектроскопия

Спектроскопии искры, возникающей при лазерном пробое газов, посвящено много экспериментальных исследований. Спектроскопические измерения были выполнены как в линейчатом,



Фиг. 5.19.

Спектр излучения лазерной искры в аргоне при атмосферном давлении. Для сравнения слева приведен спектр гейслеровской трубки. Правые спектры, принадлежащие лазерной искре, сняты в направлении, перпендикулярном направлению распространения луча. Мощность луча 300 МВт. В скобках указаны известные из таблиц относительные интенсивности линий [79].

так и в сплошном спектрах испускания искры. Одним из важных результатов этих исследований явилась оценка температуры плазмы в лазерной искре. Спектрограмма искры в аргоне приведена на фиг. 5.19, где можно видеть как непрерывный спектр, так

и линий, принадлежащие нейтральному и однократно ионизованному атомам аргона.

Результатом наиболее ранних исследований были интегральные по времени спектры. Полученный в работе [45] спектр искры, возникающей в воздухе под действием сфокусированного луча рубинового лазера мощностью 30 МВт, состоял из ярко выраженного сплошного спектра и линий, принадлежащих однократно ионизованным атомам азота и кислорода. Линии имели большую ширину; многие из них были неразрешенными дублетами. По мере увеличения давления газа примерно до 10—15 атм линии уширяются и сливаются в сплошной спектр [9, 78].

Измерения, проведенные в работе [78], показали, что в спектре излучения при пробе в гелии и в гелии с примесью водорода присутствуют линии He(I), линии He(II) с длиной волны 4686 Å и (в случае смеси газов) линии бальмеровской серии H(I). С увеличением расстояния от центра искры ширина линий уменьшается. На ранней стадии развития искры можно обнаружить интенсивное излучение в сплошном спектре и сильно уширенные линии, принадлежащие ионизованным и нейтральным атомам. При расширении и охлаждении искры линии нейтральных атомов становятся менее уширенными. При описанных измерениях использовался луч рубинового лазера с длительностью импульса около 30 нс и энергией около 1 Дж.

Близкие результаты были получены на азоте и аргоне [79]. При воздействии сфокусированного импульса излучения рубинового лазера мощностью до 800 МВт наблюдались линии однократно ионизованных атомов и сплошной спектр; линии излучались в несколько большей пространственной области (см. фиг. 5.19). Спектр, соответствующий нейтральным атомам, исходил из еще большей области пространства. Из этого можно заключить, что после расширения и охлаждения искры преобладает излучение нейтральных атомов. В излучении азота не удалось обнаружить широкого спектра молекулярного типа. Измерения, проведенные с помощью комбинации фотоумножитель — интерференционный фильтр, показали, что атомные линии существуют в течение нескольких микросекунд; это значительно превышает время существования линий ионов. Измерения послесвечения искры ясно демонстрируют динамику ее охлаждения. Наблюдался также спектр двукратно ионизованных атомов азота. При мощности лазерного излучения, превышающей 600 МВт, на фоне сплошного спектра наблюдалась линия N(III) с длиной волны 4867 Å.

В искре были получены и высокоионизованные атомы. При интенсивности излучения рубинового лазера около 10^{12} Вт/см² наблюдались сильные линии Ar(X) и Ar(XI), лежащие в дальней ультрафиолетовой области спектра [80].

В работе [80] проведены детальные спектроскопические исследования искры с временным разрешением. Использовался рубиновый лазер с пиковой мощностью в интервале от 200 до 550 МВт, излучение которого фокусировалось в камеру, содержащую гелий при давлении 360 мм рт. ст. На разных временных интервалах применялись различные способы измерений.

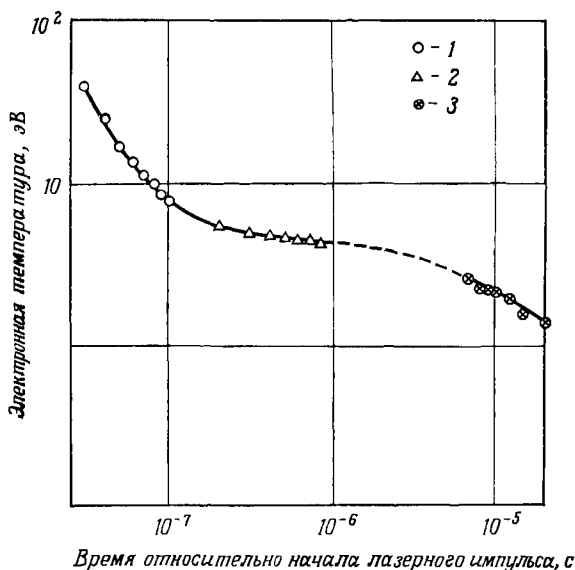
Случай 1. Малые времена ($t \leq 100$ нс). Измерялось отношение интенсивности линии He(II) с длиной волны 4686 Å к интенсивности излучения сплошного спектра. Этот метод дает надежные результаты при температурах выше 7 эВ, при которых атомы почти полностью ионизованы. Интенсивность излучения в сплошном спектре пропорциональна плотности He(III). Интенсивность линии He(II) пропорциональна плотности возбужденных ионов He(II). Однако при тепловом равновесии населенность верхнего состояния, соответствующего рассматриваемой линии, пропорциональна плотности He(III), и потому отношение интенсивностей линии и сплошного спектра не зависит от плотности и является лишь функцией температуры.

Случай 2. Промежуточный интервал времени (200 нс $\leq t \leq 1$ мкс). На более поздних стадиях, при уменьшении температуры, наблюдается излучение He(I). Температуру можно определить по отношению интенсивностей линий 4686 Å He(II) и 5876 Å He(I). Предполагалось, что населенность верхнего уровня, соответствующего линии He(II), находится в равновесии с населенностью уровня He(III), а населенность верхнего уровня линии He(I) — с населенностью уровня He(II). Тогда, согласно уравнению Саха, отношение интенсивностей линий дает величину температуры в диапазоне от 3 до 7 эВ.

Случай 3. Большие времена (1 мкс $\leq t \leq 20$ мкс). После того как температура падает ниже 3 эВ, для ее измерения можно использовать отношение интенсивности линии 5876 Å He(I) к интенсивности излучения сплошного спектра. В этих условиях излучение в сплошном спектре связано с рекомбинацией однократно ионизованных атомов гелия и его интенсивность прямо пропорциональна плотности ионов He(II). Этот метод нельзя использовать для измерения температур выше 3 эВ, так как при этом начинает играть важную роль рекомбинация двукратно ионизованных атомов гелия. Между верхним состоянием линии и плотностью ионов He(II) существует связь, аналогичная описанной выше. Поэтому отношение интенсивностей является функцией только температуры.

Все эти рассуждения основаны на предположении, что соответствующие времена релаксации достаточно малы для того, чтобы в плазме могло установиться локальное термодинамическое рав-

новесие. Результаты измерений электронной температуры и электронной плотности в центре плазмы, возникающей под действием лазерного излучения мощностью 200 МВт, представлены на фиг. 5.20 и 5.21. При временах, меньших 30 нс, температура пре-



Фиг 5.20.

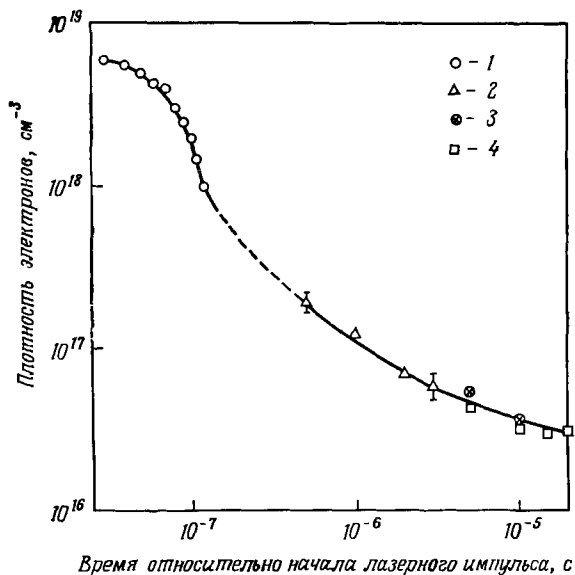
Изменение во времени электронной температуры в центре плазмы, образующейся при лазерном пробое.

Пробой в гелии при давлении 360 мм рт. ст. произведен лазерным импульсом с энергией 5 Дж и пиковой мощностью 200 МВт
 1 — данные, полученные из измерений отношения интенсивностей линии He(II) и сплошного спектра, связанного с He²⁺, 2 — из измерений отношения интенсивностей линий He(II) и He(I), 3 — из измерений отношения интенсивностей линий He(I) и сплошного спектра, связанного с He⁺ [81]

вышает 43 эВ; точное значение нельзя получить описанными методами. Можно лишь заключить, что в момент максимума лазерного импульса электронная температура была еще выше и что плазма состояла из ионов гелия, полностью лишенных электронов. Плотности электронов определялись по штарковскому уширению спектральных линий. Эти результаты имеют большое значение для описания изменения параметров плазмы в процессе развития пробоя.

Аналогичные эксперименты, в которых плотность электронов и электронная температура в искре измерялись по ширине и относительной интенсивности спектральных линий аргона с длинами волн 4806 и 4609 Å, описана в работе [82]. Использовался рубиновый лазер мощностью 30 МВт; давление аргона составляло

300 мм рт. ст. Метод измерений был аналогичен описанному выше, в случае 2. С течением времени температура уменьшается от 6 эВ при 70 нс до 2 эВ при 220 нс; плотность изменяется от $1,4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ при 70 нс до $6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при 500 нс. Несколько меньшие по сравнению с приведенными на фиг. 5.20 значения температуры, полученные в этом эксперименте, связаны с меньшей мощностью использованного лазера.



Фиг. 5.21.

Изменение во времени электронной плотности в центре плазмы, образующейся при пробое.

Пробой в гелии при давлении 360 мм рт. ст. произведен лазерным импульсом с энергией 5 Дж и пиковой мощностью 200 МВт. Электронная плотность получена из измерений шариковского уширения следующих спектральных линий 1 — He(II) 4686 Å; 2 — He(II) 5876 Å; 3 — He(I) 3889 Å, 4 — He(I) 4471 Å [81].

Интересная модификация спектроскопического метода была применена для исследования излучения, рассеянного искрой [31]. Импульс рубинового лазера с мощностью, превышающей 5 МВт, фокусировался в пятно диаметром 0,01 см, так что интенсивность излучения достигала величины около $5 \cdot 10^{10}$ Вт/см². Лазерный луч, прошедший через искру и задержанный на 30 нс с помощью оптической линии задержки, снова фокусировался на искру под прямым углом к первоначальному лучу. Излучение, рассеянное перпендикулярно как первоначальному, так и задержанному лучу, было собрано и направлено на спектрометр. Линия рас-

сеянного света оказалась узкой и сдвинутой на величину 3 \AA в сторону более коротких длин волн. Была изучена зависимость от времени основного лазерного излучения, рассеянного излучения и свечения искры. Рассеянное излучение присутствовало только в более поздней части лазерного импульса, уже после того, как возникал пробой. Оказалось, что в пределах разрешения спектрографа ширина линии рассеянного излучения не превышала ширину линии первоначального лазерного излучения. Сдвиг длины волны объяснен наличием движения плазмы в сторону лазера.

2. Рентгеновское излучение

Вследствие сильного поглощения энергии в малом объеме во время лазерного импульса в области пробоя должны возникать высокие температуры. Поэтому плазма должна испускать тормозное и рекомбинационное излучение в рентгеновском диапазоне. В работе [46] с помощью счетчиков фотонов с окнами из Al и Be были проведены измерения мягкого рентгеновского излучения во время пробоя воздуха импульсом рубинового лазера мощностью 50 МВт. Сигналы в обоих счетчиках возникали обычно от излучения с длиной волны около 10 \AA . Эти сигналы были интерпретированы как соответствующие температуре в 60 эВ.

Поскольку эта оценка была основана на многих предположениях, то были проведены другие измерения температуры, основанные на определении относительной интенсивности потоков рентгеновского излучения, прошедших через бериллиевые фольги разной толщины [83]. Рентгеновское излучение регистрировалось с помощью пластмассовых сцинтилляционных счетчиков с фотоумножителями. В этих экспериментах импульсное излучение рубинового лазера с модулированной добротностью мощностью 400 МВт фокусировалось в воздухе. Температуру определяли по отношению сигналов от рентгеновского излучения в разных счетчиках. Вследствие плохой воспроизводимости лазерного импульса в полученных величинах имелся значительный разброс. В случае воздуха при давлении 400 мм рт. ст. измеренные величины достигали 180 эВ, но большинство результатов лежало в пределах 60—90 эВ.

Аналогичный метод был использован в работе [84] для измерения температуры искры, возникающей в воздухе под действием излучения лазера на неодимовом стекле с мощностью порядка $6 \cdot 10^9$ Вт. Рентгеновское излучение регистрировалось двумя пластмассовыми сцинтилляторами в сочетании с фотоумножителями. Сцинтилляторы были закрыты разными фольгами: один — бериллиевой фольгой толщиной 75 мкм, другой — бериллиевой фоль-

гой толщиной 55 мкм и никелевой фольгой толщиной 5,6 мкм. Такая комбинация фольг приводила к сильной зависимости отношения сигналов от температуры в диапазоне температур выше 100 эВ и поэтому позволяла проводить измерения с большой точностью. Оказалось, что температура сильно изменяется от вспышки к вспышке, что, по-видимому, связано с невоспроизводимостью параметров лазерного импульса. Тем не менее довольно надежно можно было получать плазму с температурой порядка 300 эВ.

3. Температура лазерной искры

Теперь мы в состоянии подытожить результаты измерений температуры искры, возникающей при лазерном пробое газов, подобно тому как это было сделано в гл. 4 для температуры плаз-

ТАБЛИЦА 5.2

Сводка результатов измерений температуры

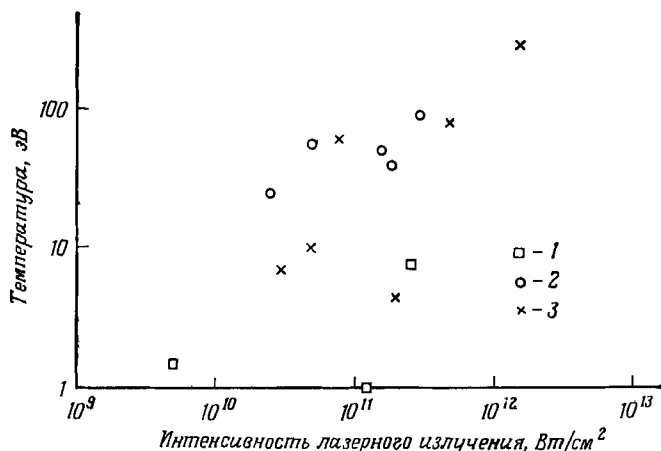
Мощность лазерного излучения, Вт	Газ	Интенсивность излучения, Вт/см ²	Температура, эВ	Метод определения температуры	Литература
$6 \cdot 10^7$	Воздух	$8 \cdot 10^{10}$	60	Мягкое рентгеновское излучение ¹⁾	[46]
$6 \cdot 10^9$	Воздух	$1,6 \cdot 10^{12}$	300	Рентгеновское, излучение ¹⁾	[84]
$5 \cdot 10^8$	Воздух	$5 \cdot 10^{10}$	≤ 10	Ширина линии рассеянного света ¹⁾	[31]
$3 \cdot 10^7$	Воздух	$3 \cdot 10^{11}$	3—6	Линии N (II) ¹⁾	[45]
$5 \cdot 10^8$	H ₂	$3 \cdot 10^{10}$	4—10	Линия H _{α} ¹⁾	[86]
$4 \cdot 10^8$	Воздух	$5 \cdot 10^{11}$	~ 80	Рентгеновское излучение ¹⁾	[83]
—	Ag	$1,2 \cdot 10^{11}$	1	Линии Ag	[79]
—	N ₂	$2,6 \cdot 10^{11}$	8	Линии N (послесвечение)	[79]
—	He	$2,5 \cdot 10^{10}$ $5 \cdot 10^{10}$	25 55	Линии He	[85]
$4 \cdot 10^8$	Воздух	$1,6 \cdot 10^{11}$	50	Движение искры	[29]
$5 \cdot 10^7$	He	$5 \cdot 10^9$	1,5	Излучение непрерывного спектра (послесвечение) ¹⁾	[87]
$2 \cdot 10^8$	He	$1,9 \cdot 10^{11}$	≤ 40	Линии He (непрерывный спектр)	[84]
—	Воздух	$3 \cdot 10^{11}$	~ 90	Расширение плазмы	[33]

¹⁾ Приведены вычисленные интенсивности излучения.

мы, образующейся при действии лазерного излучения на твердые мишени.

Данные сведены в табл. 5.2. Большинство этих результатов получено из спектроскопических исследований или из измерений рентгеновского излучения.

Как и раньше, оригинальные данные были подвергнуты некоторой обработке. В ряде случаев интенсивность рассчиты-



Фиг. 5.22

Сводка данных по зависимости электронной температуры в плазме пробоя от интенсивности лазерного излучения.

1 — данные, полученные из исследования послесвечения, 2 — интенсивность излучения известна, 3 — интенсивность излучения получена расчетным путем.

валась методом, аналогичным использованному в гл. 4; эти величины отмечены сноской. Данные, содержащиеся в таблице, представлены также на фиг. 5.22. Температура (в электронвольтах) дана как функция интенсивности излучения.

Хотя имеется значительный разброс данных, ясно, что температура является возрастающей функцией интенсивности излучения и что могут быть получены высокие температуры. Приведенные данные взяты из работ, выполненных разными авторами с использованием различных методов и на разных газах. Кроме того, как мы видели выше, измеренные величины температур изменяются от импульса к импульсу. Поэтому приведенные данные следует рассматривать как ориентировочные для оценки порядка величин температур, возникающих в данных экспериментальных условиях.

4. Плотность элктронов

Спектроскопические измерения можно использовать для определения плотности электронов в искре. Спектроскопическое измерение ширины линий, уширенных вследствие эффекта Штарка, является прямым методом определения электронной плотности. При больших плотностях эффект Штарка дает основной вклад в ширину линии и можно пренебречь другими механизмами уширения. Плотность электронов n_e связана с полной штарковской шириной $\Delta\lambda_S$ соотношением

$$n_e = C(n_e, T) \Delta\lambda_S^{3/2}, \quad (5.5)$$

где коэффициент $C(n_e, T)$ слабо зависит от плотности электронов и его численные величины приведены во многих руководствах [88].

Оценка электронной плотности при пробое в воздухе по ширине линии N(II) с длиной волны 3995 Å дала значение $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [45]. Эта величина плотности, вероятно, относится к той стадии развития искры, когда объем, занятый плазмой, уже увеличился. Начальная же концентрация электронов, по-видимому, была выше.

При пробое в гелии и смеси гелия с водородом [78] ширины атомных линий соответствовали концентрации электронов около $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а ширины ионных линий $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

В работах [86, 89] спектроскопическим методом с временным разрешением была определена зависимость от времени электронной концентрации при лазерном пробое водорода в интервале давлений от 1 до 70 атм. Электронные плотности в момент максимальной яркости искры составляли $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при начальном давлении 1 атм и около 10^{19} см^{-3} при начальном давлении 70 атм. После максимума яркости электронная плотность падала со временем, уменьшаясь примерно в 10 раз за 1 мкс.

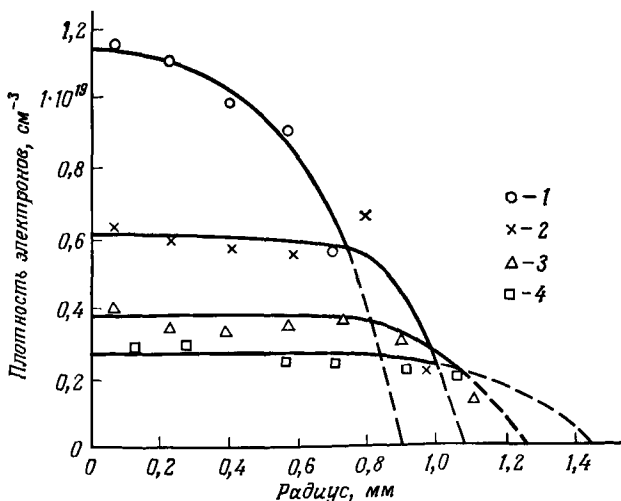
Данные, приведенные на фиг. 5.21, показывают изменение во времени плотности электронов [81]. Начальная величина плотности электронов сравнима с плотностью атомов в исходном газе.

Кроме спектроскопических методов, для определения плотности электронов использовались также другие методы [31, 53, 87, 90, 91].

Оценка плотности электронов в эксперименте, описанном ранее [31], была получена из абсолютных измерений интенсивности рассеянного света. Для пробоя в воздухе и гелии были получены величины плотностей $5 \cdot 10^{19}$ и $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Различие между величинами плотностей электронов для разных газов не объяснено. Метод определения концентрации электронов по рассеянию лазерного излучения применим, вероятно, на начальной стадии развития плазмы, где он должен дать более высокие

значения концентрации электронов. Оценки же по уширению линий следует производить на более поздних стадиях развития искры.

Еще одно измерение плотности плазмы, относящееся к стадии послесвечения, было проведено в работе [87]. Измерялась временная зависимость электронной концентрации при пробое гелия с давлением 10 атм сфокусированным импульсом рубинового лазера, имевшим мощность в максимуме около 50 МВт. Опреде-



Фиг 5 23.

Распределение электронной плотности в поперечном сечении искры, образованной в воздухе при фокусировке излучения рубинового лазера мощностью 25 МВт.

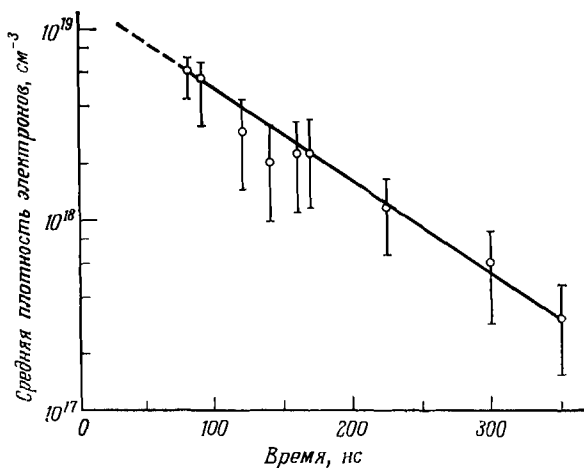
Время: 1 — 80 нс; 2 — 120 нс, 3 — 160 нс; 4 — 200 нс [53].

лялся коэффициент преломления плазмы путем просвечивания ее лучом гелий-неонового лазера и измерения расходимости зондирующего луча после прохождения через плазменное облако. Коэффициент преломления n связан с плотностью электронов соотношением

$$n = [1 - (4\pi e^2 n_e / m \omega^2)]^{1/2}, \tag{5.6}$$

где ω — угловая частота зондирующего лазерного луча, m , e и n_e — масса электрона, его заряд и плотность электронов соответственно. В интервале времени от 100 до 500 нс после пробоя плотность электронов уменьшалась примерно от $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (что соответствует 20% от полной однократной ионизации исходного газа) до $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Коэффициент преломления можно определить также из голографических исследований искры [50—54]. Для получения разрешения во времени голограммы записывались с помощью нескольких задержанных во времени лучей. Изображение, восстановленное в свете гелий-неонового лазера, дает контуры плазменного образования. Плазма ведет себя как отрицательная цилиндриче-



Фиг. 5.24.

Зависимость от времени средней плотности электронов в искре, образованной при фокусировании в воздухе импульса рубинового лазера [90].

ская линза, фокусное расстояние которой связано с коэффициентом преломления и, следовательно, с плотностью электронов. Поэтому измерения параметров восстановленного изображения могут дать величину плотности электронов в исходной нестационарной плазме. Полученное этим методом пространственное распределение плотности электронов в разные моменты времени после пробоя в воздухе под действием сфокусированного импульса рубинового лазера показано на фиг. 5.23.

Для измерения электронной плотности использовалась также [90] интерферометрия на двух длинах волн, описанная в гл. 4 в связи с измерениями плотности плазмы, образующейся у поверхности твердой мишени. На фиг. 5.24 показана зависимость от времени средней плотности электронов в искре, образующейся в воздухе под действием излучения рубинового лазера. Экстраполяция кривой к начальному моменту времени дает результаты, согласующиеся с предположением о полной ионизации в фокальном объеме на начальной стадии развития искры.

Подводя итог измерениям плотности, можно сказать, что в начальные моменты времени образуется очень плотная плазма ($> 10^{19}$ см $^{-3}$). Электронная плотность соответствует полной однократной ионизации газа в фокальном объеме. Электронная плотность достаточно быстро убывает, но плотности порядка 10^{18} см $^{-3}$ существуют на стадии послесвечения примерно в течение 1 мкс.

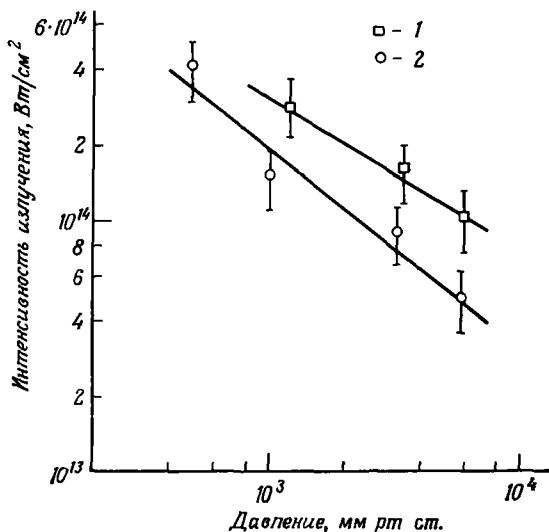
§ 5. ПРОБОЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Все описанные до сих пор экспериментальные работы проводились с использованием импульсов лазера с модулированной добротностью, длительность которых обычно порядка 10 нс. После того как была установлена сущность явления синхронизации мод (которая приводит к появлению в импульсе подструктуры, характеризующей короткими периодами интерференции между разными лазерными модами), было высказано предположение, что некоторые расхождения между теорией и экспериментом могли бы быть вызваны влиянием биений мод на развитие пробоя. Так, например, согласно табл. 5.1, наблюдаемое число поглощаемых одновременно фотонов при многофотонной ионизации меньше величины отношения потенциала ионизации к энергии фотона. Поскольку в экспериментах неизбежно измерялась средняя интенсивность излучения лазера, было высказано предположение, что пробой мог быть вызван действием коротких импульсов большой амплитуды, образующих пикосекундную подструктуру¹⁾.

В связи с этим был проведен ряд экспериментов по пробую с использованием лазеров, излучающих периодические последовательности субнаносекундных импульсов [92—95]. Измерения средней пороговой интенсивности, необходимой для пробоя, показали, что пороги пробоя не зависят от наличия субнаносекундной структуры [92]. В работе [92] для изучения порогов пробоя использовался рубиновый лазер, работающий в режиме одной поперечной и одной продольной моды. Естественно, что в таком лазере не может возникнуть биений мод и генерируемый импульс будет гладким. При одинаковых размерах фокального пятна и том же самом давлении газа пороги пробоя, измеренные с по-

¹⁾ Едва ли можно таким образом устранить противоречие. Средняя интенсивность отличается от максимальной множителем, который остается неизменным при неизменной форме импульса. Поэтому использование вместо максимального среднего значения интенсивности привело бы просто к параллельному переносу прямой линии на графике типа фиг. 5.17. Угол наклона прямой не меняется от замены максимальной интенсивности на среднюю. Реальные причины снижения эффективного числа квантов при многоквантовой ионизации обсуждаются в работах [72, 138, 139].—
Прим. ред.

мощью одномодового лазера, были сравнимы с данными, полученными с многомодовым лазером. Другими словами, средняя пороговая мощность пробоя одинакова как в случае гладкого импульса, так и в случае импульса с пикосекундной составляющей, хотя в последнем случае мгновенная мощность может быть гораздо больше. Эти результаты показывают, что для возникновения пробоя нет необходимости в полях, существенно превышающих



Фиг. 5.25.

Зависимость порога пробоя от давления в азоте (1) и аргоне (2) под действием одиночного лазерного импульса субнаносекундной длительности [96].

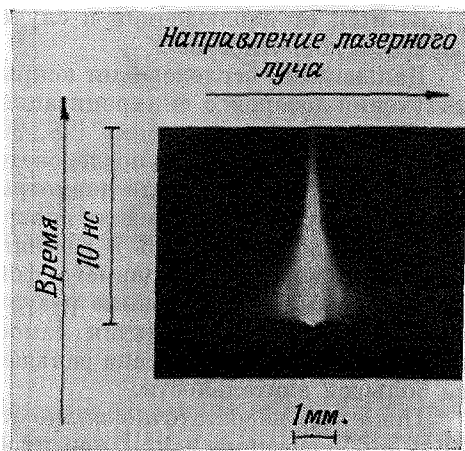
щих измерения экспериментально средние пороговые поля. Порог пробоя не зависит от изменений во временной и пространственной структуре луча, являющихся результатом взаимодействия мод, и его можно характеризовать средней интенсивностью излучения.

Из скоростной фотосъемки развития искры, образованной лазером с синхронизацией мод, было установлено, что после начала пробоя приход очередных импульсов из цуга вызывает быстрое скачкообразное расширение плазмы в сторону фокусирующей линзы [93]. Длина скачков составляла около 0,2 мм, а их продолжительность была меньше времени разрешения камеры. Этот результат означает, что пробой возникает в разных точках. После того как один из импульсов вызвал пробой, из точки пробоя распространяется сферическая ударная волна. Пробой от каждого последующего светового импульса возникает в точке, где этот

импульс встречается с фронтом ударной волны, образованной предыдущим импульсом. В результате пробой возникает в последовательности дискретных областей и распространяется по направлению к лазеру. Средняя скорость продвижения фронта плазмы оказалась около $4 \cdot 10^6$ см/с, что близко к величине, полученной из других экспериментов.

Чтобы исследовать искру, образованную отдельным импульсом пикосекундной длительности, можно с помощью методов, описанных в гл. 2, выделить один импульс из цуга, возникающего при синхронизации мод. Исследование показало, что имеются значительные отличия в пороге пробоя и развитии облака плазмы от случая, когда пробой вызывался импульсом (длительностью порядка 10 нс) лазера с модулированной добротностью [96, 97].

В одном из экспериментов с помощью насыщающегося фильтра в лазере на неодимовом стекле осуществили модуляцию добротности и синхронизацию мод. Получившийся изолированный субнаносекундный импульс имел энергию порядка 100 мДж и длительность около 10^{-11} с [96]. Были проведены измерения пороговой интенсивности пробоя в азоте и аргоне, результаты которых показаны на фиг. 5.25. Зависимость порога пробоя от давления подобна той, которая получается в случае более длинных импульсов. Однако величина пороговой интенсивности на три порядка больше, чем в случае наносекундных импульсов. Уменьшение длительности импульса τ приводит к возрастанию порога, пропорциональному $1/\tau$ [97]. Ввиду этого кажется маловероятным, что образование плазмы связано с одной лишь многофотонной ионизацией¹⁾.



Фиг. 5.26.

Фоторазвертка процесса развития пробоя в азоте при давлении 3300 мм рт. ст. Искра образована одиночным субнаносекундным лазерным импульсом [96].

¹⁾ В работе [97] показано, что для давлений, меньших некоторого критического, пробой вызван многофотонной ионизацией атомов (см. также работы [140, 141]). В области же давлений, больших критического, пробой носит лавинный характер. — *Прим. перев.*

В работе [96] при помощи электроннооптической камеры с линейной разверткой было сфотографировано развитие искры, образующейся под действием одиночного субнаносекундного импульса. Результаты этих исследований показали наличие центрального светящегося ядра, существующего в течение десятков наносекунд, и светящейся оболочки, которая расширяется со скоростью $2 \cdot 10^8$ см/с примерно в течение 1 нс и затем схлопывается со скоростью около $2 \cdot 10^7$ см/с. Типичная фоторазвертка пробоя показана на фиг. 5.26. Такая картина развития искры сильно отличается от наблюдаемой в случае обычного лазера с модулированной добротностью.

Дальнейшие исследования искры, возникающей под действием излучения лазеров с синхронизацией мод, показали возможность самофокусировки излучения [98, 99]. Отдельные области пробоя от каждого из импульсов последовательности, формирующейся при синхронизации мод, имели диаметры, меньшие или равные 5 мкм, что соответствовало пределу разрешения оптической системы. Наблюдения проводились в рассеянном лазерном свете. Так как в этих экспериментах диаметр фокального пятна составлял не менее 25 мкм, то полученные результаты были интерпретированы как подтверждение наличия самофокусировки. Самофокусировка в искре уже была описана раньше для случая лазерного импульса большей длительности.

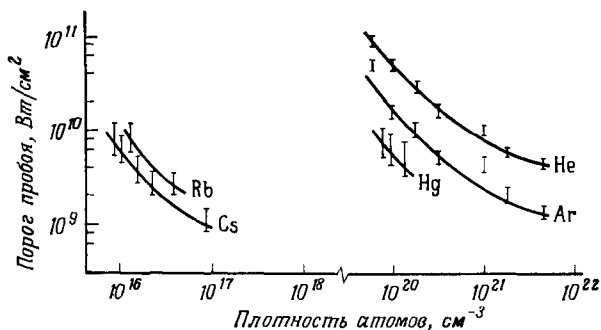
Пока еще недостаточно полно изучены механизмы, играющие роль в образовании искры при пробое ультракоротким лазерным импульсом. Исследования искры, возникающей под действием субнаносекундного импульса, находятся на самой начальной стадии. Необходима еще большая работа по исследованию пробоя в этой области лазерных параметров.

§ 6. ДРУГИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

1. Пробой в парах металлов

Во всех обсуждавшихся выше экспериментах изучалось образование лазерной искры в инертных и двухатомных газах. Измерения проводились также и в случае паров металлов с разными потенциалами ионизации. В одном из экспериментов [100] измерялись пороги пробоя в парах ртути, цезия и рубидия. Результаты измерений приведены на фиг. 5.27 в виде зависимости пороговой интенсивности пробоя от плотности числа атомов. По оси абсцисс отложена плотность атомов, а не давление, поскольку трубки с парами металлов работают при повышенных температурах. На фиг. 5.27 для сравнения приведены также данные для аргона и гелия. В случае элементов с низкими потенциалами ионизации — цезия и рубидия — пробой происходит совершенно

в другой области интенсивностей, чем в случае ртути, для которой пороги пробоя сравнимы с порогами в аргоне и гелии. Зависимость порога пробоя от плотности имеет одинаковый вид для всех газов. Цезий и рубидий не обнаруживают столь ярко выраженного порога пробоя, как другие газы; область пробоя простирается



Фиг 5 27.

Зависимость порога пробоя от плотности числа атомов для паров металлов и инертных газов [100].

вдоль оси лазерного луча в обоих направлениях от фокуса на расстояние порядка 1 см. Согласно работе [100], эти результаты не противоречат предположению, что рост искры обусловлен тормозным поглощением. Однако они не позволяют сделать однозначный выбор между двумя конкурирующими механизмами ¹⁾.

Аналогичные результаты по порогу пробоя ртути были получены также другими авторами [101].

2. Образование искры под действием излучения лазеров других типов

Во всех описанных до сих пор экспериментальных работах использовались лазеры на рубине или неодимовом стекле с модулированной добротностью и большой пиковой мощностью. Использование именно этих типов лазеров связано с тем, что для

¹⁾ Автор имеет в виду лавинный пробой и многофотонную ионизацию. В случае металлов с низким потенциалом ионизации последний механизм представляется наиболее вероятным. Экспериментальное подтверждение многофотонного механизма пробоя в условиях, близких к имевшим место в [101], дано в работах [147, 148]. — Прим. ред.

получения пробоя необходима высокая плотность потока излучения, порядка 10^{11} Вт/см². Тем не менее небольшое число исследований было выполнено с помощью лазеров других типов.

Очевидно, что пробой произойдет и в случае, если необходимая интенсивность излучения будет обеспечена в миллисекундном лазерном импульсе. В одном из опытов [102] импульс лазера на неодимовом стекле длительностью 1 мс с полной энергией в диапазоне 800—1400 Дж фокусировался в воздухе линзой с фокусным расстоянием 10 см. Максимальная мощность в пиках достигала величины 10—30 МВт, достаточной для осуществления пробоя. В этом эксперименте возникали большие, ярко светящиеся области пробоя с размерами порядка нескольких сантиметров.

Были также проведены исследования пробоя в газах под действием излучения СО₂-лазера с длиной волны 10,6 мкм. Они позволили в 10 раз расширить область изучения частотной зависимости порога [103]. Хотя пиковая мощность лазера на углекислом газе не так велика, как мощность лазеров с модулированной добротностью на рубине или неодимовом стекле, поперечное сечение обратного тормозного процесса возрастает обратно пропорционально кубу частоты [см. формулу (4.30)]. Вследствие этого порог пробоя под действием более длинноволнового излучения должен быть ниже. Действительно, под действием излучения СО₂-лазера с модулированной добротностью мощностью 200 кВт возникал пробой в аргоне, гелии и ксеноне при давлениях от 4 до 10 атм. Следует отметить, что пробой даже при самых высоких давлениях наблюдался не в каждом импульсе. Для обеспечения пробоя газ предварительно ионизовался с помощью индукционной катушки. В воздухе же пробой не возникал даже и в этом случае (давление составляло 10 атм)¹).

Порог пробоя под действием излучения СО₂-лазера можно сравнить с величинами, полученными для лазеров на рубине и неодимовом стекле, расширив, таким образом, на порядок интервал измерений частотной зависимости порога пробоя. Как и на фиг. 5.8, порог пробоя продолжает уменьшаться при уменьшении частоты. Было найдено, что порог пробоя в аргоне при давлении 7 атм равен приблизительно $8 \cdot 10^8$ Вт/см². Этот результат находится в разумном согласии с выводами, основанными на лавинном механизме процесса.

¹) Пробой газов под действием излучения СО₂-лазера с модулированной добротностью подробно исследован в последние годы [142, 143]. Значительные успехи достигнуты и в другом новом направлении: в создании стационарной плазмы с помощью лазеров непрерывного действия. Теоретическому и экспериментальному исследованию этого вопроса посвящены работы [144—146]. — *Прим. ред.*

§ 7. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

При описании экспериментов, относящихся к лазерной искре, мы уже упоминали о расхождении между данными разных исследователей. Поэтому нас не должны удивлять встречающиеся в дальнейшем различия в точках зрения при теоретическом анализе и интерпретации экспериментальных результатов. Детальный теоретический анализ многих сторон явления лазерного пробоя остается пока незавершенным. Тем не менее сложилась вполне приемлемая картина многих процессов, играющих роль в развитии лазерной искры.

Основными процессами, представляющими интерес, являются: образование начальных зарядов, необходимых для возникновения искры; поглощение световой энергии, поддерживающее лавинный рост ионизации; потери в процессе развития лавины и расширение искры после окончания лазерного импульса. Каждый из этих процессов рассматривался многими авторами, зачастую почти эквивалентными путями. Мы не будем пытаться детально описать каждый результат отдельно, а подытожим основные выводы.

1. Инициирование пробоя

Если сфокусировать в газе лазерное излучение с интенсивностью, превышающей пороговую величину, то всегда происходит пробой. Как мы уже видели, экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что на основные характеристики искры влияет процесс лавинной ионизации, начинающийся с небольшого количества свободных зарядов. Для возникновения пробоя необходимо наличие эффективного механизма образования начальных зарядов. Благодаря космическому и другим источникам излучения в воздухе присутствует небольшая равновесная плотность электронов, примерно равная 10^3 см^{-3} . Эта плотность слишком мала, чтобы можно было считать ее способной вызвать развитие лавины. Воспроизводимый пробой происходит в объеме порядка $10^{-8} - 10^{-7} \text{ см}^3$, поэтому вероятность нахождения даже одного электрона в области взаимодействия в течение лазерной вспышки очень мала. Это обстоятельство привело к так называемой «проблеме первого электрона».

Тот факт, что при мощности лазерного излучения, несколько меньшей пороговой, развивается значительная предпробойная ионизация [64] и что наличие начального заряда от внешнего источника не снижает порога пробоя [12], показывает, что начальный заряд возникает под действием самого лазерного излучения и в этом смысле проблемы начальных зарядов не существует. В качестве механизма, обеспечивающего появление начального

заряда, наибольшее внимание привлекло многофотонное поглощение, при котором электрон одновременно поглощает несколько лазерных квантов, мгновенно набирает энергию ионизации и покидает атом, в котором находился. Необходимое число фотонов N равно целой части величины $(1 + I/h\nu)$, где I — потенциал ионизации газа и $h\nu$ — энергия фотона. Для ионизации инертных газов требуется одновременное поглощение около 10 фотонов. Многие авторы [104—114] проанализировали многофотонную ионизацию применительно к лазерной искре. Результаты показали, что при существующих мощностях излучения лазеров многофотонные эффекты могут вызвать появление свободных электронов в фокальном объеме за время длительности лазерного импульса.

Другие механизмы изучены в меньшей степени, чем многофотонная ионизация. Представляется маловероятным прямое вырывание электронов из атомов в электрическом поле световой волны. В работе [107] было показано, что туннелирование электрона через потенциальный барьер под действием высокочастотного поля и многофотонное поглощение являются разными сторонами одного и того же процесса. В качестве одной из возможностей следует рассматривать ионизацию примесей, однако полные расчеты здесь отсутствуют.

Для вычисления вероятности многофотонной ионизации была применена теория возмущений — вначале с использованием приближенных волновых функций и матричных элементов [104], а затем, в более сложном варианте, с точными волновыми функциями для водорода и водородоподобными волновыми функциями для атомов инертных газов [105, 106]. Теория возмущений дает для вероятности $R^{(N)}$ (в единицу времени и на один атом) испускания электрона с волновым вектором \mathbf{k} при одновременном поглощении N фотонов следующее выражение:

$$R^{(N)}(\mathbf{k}) = \frac{m}{2\pi\hbar} \left(\frac{4\pi^2 e^2 F \omega}{\hbar c} \right)^N |K_{j,g}^{(N)}|^2, \quad (5.7)$$

где F — поток лазерного излучения в фотонах на квадратный сантиметр в секунду, $K_{(j,g)}^{(N)}$ — матричный элемент перехода N -го порядка, m , e , \hbar , c и ω — соответственно масса электрона, заряд электрона, постоянная Планка, скорость света и угловая частота света. Для получения полной вероятности перехода в единицу времени на атом это выражение необходимо проинтегрировать по углам вылета электрона. Матричный элемент дается суммой по всем энергетически возможным комбинациям промежуточных состояний. Вероятность N -ступенчатого процесса, являющегося частной комбинацией переходов, очень быстро уменьшается с увеличением N ; однако число комбинаций возможных промежуточных состояний быстро возрастает. В связи с последним обстоятельством вероятность перехода может быть заметной и для $N \approx 10$.

Первоначальные оценки [104] дали слишком малые значения вероятности многофотонной ионизации, не обеспечивающие необходимого начального числа электронов. Однако, после того как в расчетах были использованы уточненные волновые функции, вычисленные вероятности перехода возросли на несколько порядков [105, 106]. Результаты, относящиеся к ионизации инертных газов излучением рубинового лазера, приведены в табл. 5.3.

ТАБЛИЦА 5.3

Многофотонная ионизация ¹⁾

Газ	Число фотонов, необходимых для многофотонной ионизации, N	Поперечное сечение поглощения, см^2	Пороговая величина потока F , фотон/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$	
			вычисленная ²⁾	наблюдаемая ³⁾
Xe	7	$4,64 \cdot 10^{-206} F^7$	$0,057 \cdot 10^{30}$	—
Kr	8	$1,47 \cdot 10^{-233} F^8$	$0,042 \cdot 10^{30}$	$0,28 \cdot 10^{30}$
Ar	9	$3,30 \cdot 10^{-265} F^9$	$0,087 \cdot 10^{30}$	$0,33 \cdot 10^{30}$
Ne	13	$1,57 \cdot 10^{-399} F^{13}$	$2,3 \cdot 10^{30}$	$0,66 \cdot 10^{30}$
He	14	$1,36 \cdot 10^{-438} F^{14}$	$9,8 \cdot 10^{30}$	$0,70 \cdot 10^{30}$

¹⁾ Для ионизации излучением рубинового лазера

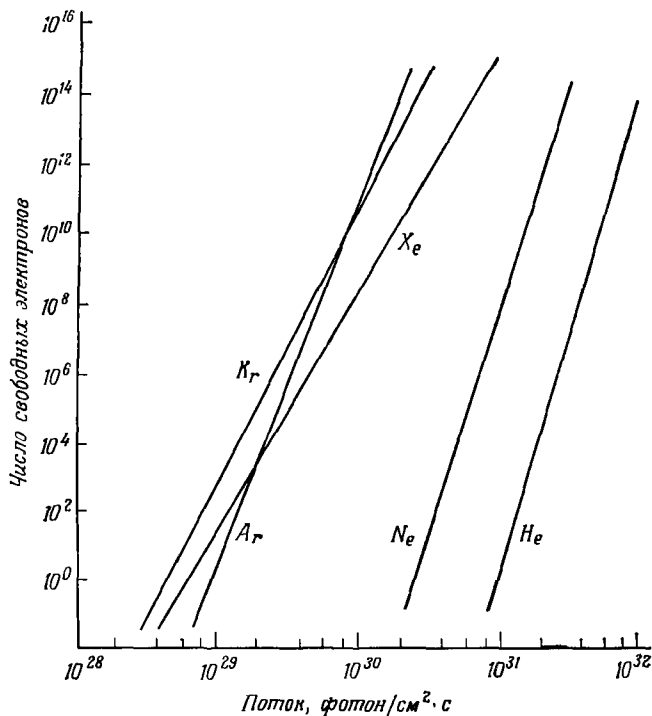
²⁾ Поток, необходимый для образования одного электрона в газе плотностью 10^{20} атомов/ см^3 в фокальном объеме 10^{-8} см^3 за время 10 нс [105].

³⁾ Из работы [10].

Данные представлены двумя способами: 1) как поперечное сечение поглощения и 2) как пороговая величина потока, необходимая для образования одного электрона в фокальном объеме размером 10^{-8} см^3 в газе с плотностью атомов 10^{20} см^{-3} в течение лазерного импульса длительностью 10 нс. В таблицу включены также экспериментальные данные [10] о пороговых потоках, подобранные специально для сравнения с расчетами многофотонной ионизации при тех же условиях. В рассматриваемом интервале значений F поперечные сечения уменьшаются с ростом N . Вычисленные величины, по-видимому, согласуются с требованием образования начального электрона по крайней мере в ксеноне, криптоне и аргоне. Вычисленное поперечное сечение для ксенона хорошо согласуется с экспериментально определенным сечением многофотонной ионизации [66, 106].

Из расчетов следует также, что едва ли пробой полностью обусловлен многофотонными эффектами (необходимо образование 10^{13} электронов).

На фиг. 5.28 представлены результаты расчетов числа электронов, образующихся под действием излучения рубинового лазера за 10 нс в фокальном объеме 10^{-8} см³ в газе с плотностью 10^{20} см⁻³. Определенный из данных фиг. 5.28 поток, необходимый для обра-



Фиг. 5.28.

Расчетное число электронов в фокальном объеме 10^{-8} см³ в газе с плотностью 10^{20} атомов/см³, возникающих в результате многофотонной ионизации, как функция плотности потока фотонов для лазерного импульса длительностью 10 нс [105].

зования 10^{13} электронов, оказывается больше экспериментальной величины¹⁾. Более того, пороговая интенсивность многофотонного пробоя должна изменяться пропорционально плотности в степени $(-1/N)$. Эта зависимость гораздо слабее обнаруженной экспериментально.

¹⁾ Едва ли правильно считать, что все экспериментально наблюдаемые 10^{13} электронов образуются в фокальном объеме. В рассматриваемом численном примере это особенно нереально, так как потребовало бы десятикратной ионизации всех атомов.— Прим. ред.

В работе [107] методом модифицированной теории возмущений выведена общая формула для вероятности ионизации в электрическом поле. На низких частотах она описывает туннельный эффект, а на высоких — многофотонное поглощение. Таким образом, эти два эффекта можно считать разными сторонами одного и того же явления. Приближенное выражение для вероятности W_0 ионизации атома за единицу времени в высокочастотном случае имеет вид [16]

$$W_0 = \omega \left(\frac{2\pi I}{h\omega} \right)^{3/2} \left(\frac{e^2 E^2}{8m\omega^2 I} \right)^{[(2\pi I/h\omega) + 1]}, \quad (5.8)$$

где ω — угловая частота света, E — напряженность электрического поля, h — постоянная Планка, m и e — соответственно масса и заряд электрона, I — потенциал ионизации, квадратные скобки означают целую часть числа, стоящего в скобках. Согласно этой формуле, при действии на водород импульса излучения рубинового лазера мощностью 50 МВт, сфокусированного в пятно площадью 10^{-5} см², в фокальном объеме ($\sim 10^{-8}$ см³) за время 1 нс должно образоваться около 10^3 свободных электронов.

Можно поставить под сомнение применимость метода теории возмущений для такого типа вычислений, так как по своей сущности теория возмущений может описывать лишь небольшие по величине эффекты. Использование ее в случае больших возмущений выходит за пределы обычной теории возмущений. В связи с этим в работе [110] была предложена другая постановка задачи. Описанные выше расчеты позволяют провести сравнение с экспериментом.

Если допустить возможность механизма ионизации, при котором вначале происходит многофотонное поглощение, переводящее атом в возбужденное состояние, а затем одно- или двухквантовая ионизация, то эффективная величина N может уменьшаться с соответствующим увеличением поперечного сечения (или уменьшением порога), как следует из табл. 5.3. В атомах инертных газов между энергией возбужденных уровней и энергией целого числа квантов рубинового лазера имеется несколько состояний, близких к резонансным. Как уже было отмечено, штарковское уширение возбужденных уровней может способствовать таким переходам. Этим можно было бы объяснить уменьшение необходимого числа фотонов, участвующих в многофотонной ионизации ¹⁾ (см. табл. 5.1), а также появление начальных электронов в результате многофотонной ионизации в гелии и неоне, для которых вычисленные величины потока, указанные в табл. 5.3 (при значениях N , соответствующих потенциалу ионизации), больше наблюдаемых.

¹⁾ См. примечание на стр. 281.

Другая возможность связана с многофотонной ионизацией примесей. Для органических соединений было бы достаточно $N \approx 7$. Слабая зависимость от давления повышает роль любых примесей с низкими потенциалами ионизации. Даже следы порядка 10^{-9} криптона в гелии могли бы понизить рассчитанный пороговый поток приблизительно в 20 раз [106]. Эти цифры показывают, насколько трудно точно определить, откуда появился первый электрон, так как почти невозможно провести наблюдения в достаточно чистом газе.

Многофотонное инициирование пробоя под действием излучения CO_2 -лазера менее вероятно, так как энергия кванта мала. Действительно, оказалось, что под действием импульсов излучения CO_2 -лазера разряд хорошо развивается, но возникает с трудом и не воспроизводится [103]. Хотя это наблюдение и согласуется с многофотонными эффектами, оно не позволяет провести различие между ионизацией основного газа и следов примесей.

Какова же в таком случае роль многофотонной ионизации? Кажется вероятным, что одновременное поглощение некоторого числа фотонов ($N \approx 7$ для рубинового лазера), приводя к появлению начальных электронов, вызывает рождение лавины. Также вполне возможно, что ионизуемые таким способом атомы или молекулы присутствуют в основном газе в виде следов примесей. Многофотонное поглощение не определяет характеристик развитого разряда.

2. Рост ионизации

Как мы уже видели, имеется много экспериментов, показывающих, что основные макроскопические свойства искры обусловлены возрастанием начальной ионизации. Начальные электроны образуются довольно легко, поэтому наблюдаемые величины, такие, как время пробоя и пороговая интенсивность излучения, определяются процессами, при которых небольшое начальное количество заряда возрастает до уровня, соответствующего полной ионизации газа в фокальной области. Лавинный рост ионизации поддерживается поглощением лазерного света. Процесс поглощения можно обсуждать двумя эквивалентными способами: либо так, как это делают в теории СВЧ-пробоя, либо рассматривая его как обратный тормозной процесс.

В общих чертах процесс СВЧ-пробоя можно описать следующим образом. Во внешнем переменном электрическом поле электроны осциллируют с частотой поля. За время полупериода колебания поля электрон не может приобрести энергию, достаточную для ионизации. В отсутствие столкновений электронов с атомами газа отсутствует и передача энергии поля электронам.

Однако при наличии столкновений электроны могут приобрести энергию от СВЧ-поля. Скорость набора энергии свободным электроном известна из теории СВЧ-пробоя

$$\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 E_0^2 v_c}{2m (v_c^2 + \omega^2)}, \quad (5.9)$$

где W — энергия электрона, v_c — частота его столкновений с молекулами газа, ω — угловая частота света, E_0 — амплитуда электрического поля, а e и m — соответственно заряд и масса электрона. (Это выражение отличается множителем 2 от соответствующих формул, используемых некоторыми авторами, однако для наших целей такое различие несущественно.) Если эта величина превышает скорость потери энергии электроном, то в конечном счете электрон наберет энергию, достаточную для ударной ионизации. После этого как начальный электрон, так и электрон, возникший в результате ударной ионизации, могут повторить описанный процесс, что приведет к лавинному росту ионизации. Многие авторы [5, 12, 16, 76, 86, 89, 115—121] рассматривали развитие лавины в применении к лазерному пробоя. В случае оптического диапазона основная проблема связана с тем, что энергия фотона больше, чем приращение энергии ΔW за полупериод электрического поля

$$\Delta W = \frac{2e^2 E_0^2}{m\omega^2}. \quad (5.10)$$

Можно считать, что в микроволновой области приращение энергии электрона происходит в результате поглощения им большого числа фотонов. На оптических частотах колебательная энергия электрона в электромагнитном поле меньше, чем энергия одного фотона. Например, на пороге пробоя в случае рубинового лазера ($E \sim 10^7$ В/см) величина ΔW порядка 0,1 эВ, в то время как энергия фотона равна 1,78 эВ. То обстоятельство, что поглощение света происходит дискретными квантами, побудило некоторых авторов рассматривать лазерный пробой как явление, полностью отличающееся от СВЧ-пробоя. Проблема снимается, если предположить, что произойдет много столкновений, прежде чем в одном из них электрон мгновенно поглотит квант энергии [16]. Можно показать, что квантовомеханическое рассмотрение приводит к аналогичным результатам [117].

Введем теперь понятие эффективного поля

$$E_{\text{эфф}} = E_0 \frac{v_c}{(v_c^2 + \omega^2)^{1/2}}; \quad (5.11)$$

здесь уменьшение эффективности передачи энергии электрону от поля на высоких частотах учитывается введением множителя $v_c/(v_c^2 + \omega^2)^{1/2}$. Поглощение энергии электромагнитного поля

происходит в результате столкновений электронов с молекулами газа; при $\omega \gg \nu_c$ процесс не столь эффективен, как на низких частотах. Количество энергии ΔW_c , передаваемое при столкновении, определяется соотношением

$$\Delta W_c = \frac{1}{\nu_c} \frac{dW}{dt} = \frac{e^2 E_0^2}{2m(\nu_c^2 + \omega^2)}. \quad (5.12)$$

Величина ΔW_c также много меньше энергии фотона.

Частота столкновений ν_c является, вообще говоря, функцией энергии электрона. Можно написать

$$\nu_c = \nu P_c p, \quad (5.13)$$

где ν — скорость электрона, P_c — вероятность столкновения и p — давление газа. Для рассматриваемых газов в разумном интервале энергий электронов величина ν_c/p порядка $10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$. При дальнейшем рассмотрении мы пренебрежем зависимостью ν_c от энергии. Для газа с давлением 1 атм величина ν_c будет порядка 10^{13} с^{-1} . Поэтому в случае оптического пробоя $\omega \gg \nu_c$ и, согласно соотношению (5.11), $E_{зф} \ll E_0$. Уравнение (5.9) можно записать в виде

$$\frac{dW}{dt} \approx \frac{e^2 E_0^2 \nu_c}{2m\omega^2}. \quad (5.14)$$

Лавинный процесс ведет к экспоненциальному росту электронной плотности

$$N = N_0 e^{r_i t} = N_0 e^{t/t_c}. \quad (5.15)$$

Здесь N — число электронов в разряде, N_0 — начальное число электронов, r_i — скорость ионизации и t_c — постоянная времени лавины. В качестве критерия пробоя можно взять условие $N = 10^{13}$, что соответствует экспериментальной ситуации. Чтобы получить пробой при начальном числе $N_0 \approx 10$ электронов в фокальном объеме, необходимо около 40 поколений. Число поколений слабо зависит от величины N_0 , если задавать ее в разумных пределах. Концентрация электронов становится большой только в конце процесса; 99% от всего числа актов ионизации происходит за последние 7 поколений. Поэтому рост числа ионизованных атомов и потери при развитии лавины, а также время развития пробоя определяются условиями, существующими в те моменты времени, когда концентрация электронов мала.

Условие возникновения пробоя имеет вид

$$\int r_i dt = \ln \frac{N}{N_0} \approx 40 \quad (5.16)$$

или

$$\int \frac{dW}{dt} dt = 40I, \quad (5.17)$$

где I — потенциал ионизации. В случае прямоугольного импульса с длительностью t_p отсюда следует выражение для пороговой интенсивности излучения

$$F_{th} = (10mc/\pi e^2 t_p) (I\omega^2/v_c). \quad (5.18)$$

Это выражение, полученное в простом приближении, в котором совершенно не учитываются потери, тем не менее предсказывает правильную зависимость порога пробоя от частоты лазерного излучения, давления и потенциала ионизации газа.

Оптическим аналогом процессов СВЧ-пробоя является поглощение, связанное с обратным тормозным эффектом. Этот эффект состоит в том, что свободный электрон переходит в состояние с большей энергией в непрерывном энергетическом спектре. Согласно законам сохранения энергии и импульса, поглощение возможно только при одновременном взаимодействии с тяжелой частицей (атомом, молекулой или ионом). Мы уже приводили формулу для коэффициента тормозного поглощения света в кулоновском поле иона [см. (4.30)]. Эта формула справедлива для горячей плазмы, образовавшейся вблизи поверхности твердой мишени. На начальных же стадиях пробоя газ остается холодным и содержит мало ионов. Поэтому более вероятно, что взаимодействие электрона с излучением происходит в поле нейтрального атома или молекулы. Коэффициент поглощения, связанный с обратным тормозным эффектом, в системе, состоящей из нейтрального атома и свободного электрона, вычислен лишь в нескольких частных случаях, а именно для нейтрального водорода [122—124], и для случая, когда поперечное сечение упругого рассеяния $\sigma(\mathbf{k})$ слабо зависит от волнового вектора \mathbf{k} [5, 125] ¹⁾. Полученный в результате таких расчетов коэффициент поглощения α (в единицах СГС) в газе с температурой T и с плотностями электронов и молекул соответственно n_e и n_n можно представить в виде [126]

$$\alpha = 14,5 \frac{e^2 \sigma(0) (kT)^{1/2} n_e n_n}{m^{3/2} c \omega^2}, \quad (5.19)$$

где k — постоянная Больцмана.

Приведем численное значение коэффициента поглощения для температуры 5000 К и частоты рубинового лазера

$$\alpha \approx 10^{-39} n_e n_n \text{ см}^{-1}. \quad (5.20)$$

Если плотности нейтральных атомов и ионов сравнимы, то преобладает поглощение в поле ионов. Однако в условиях, характерных для развития лазерной искры, поглощение преимущественно

¹⁾ Более полную информацию о поглощении при свободно-свободных переходах в поле нейтральных атомов можно найти в работах [134, 147]. — *Прим. ред.*

происходит в поле нейтральных атомов или молекул. В этом случае скорость поглощения энергии определяется соотношением

$$\frac{dW}{dt} = \phi F = \alpha F/n_n = 14,5e^2\sigma(0)(kT)^{1/2} n_e F/m^{3/2}c\omega^2, \quad (5.21)$$

где ϕ — поперечное сечение поглощения, связанного с обратным тормозным эффектом, F — интенсивность лазерного излучения. В работе [120] исследовалась связь этого выражения с классическим соотношением (5.9) и было показано, что выражение (5.21) эквивалентно (5.9) в том смысле, что дает квантовое описание того же самого процесса, который с классической точки зрения рассматривается в теории СВЧ-пробоя.

Теперь рассмотрим рост лавины при наличии потерь. Увеличение плотности электронов n_e дается уравнением

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \phi_N F^N + \nu n_e - \nu_a n_e + D\nabla^2 n_e - \beta n_e^2, \quad (5.22)$$

где $\phi_N F^N$ — скорость многофотонной ионизации, ν_a и β — коэффициенты прилипания и рекомбинации электронов соответственно; νn_e — скорость ионизации в результате столкновений нейтральных молекул и электронов, которые приобрели энергию в процессе тормозного поглощения, D — коэффициент диффузии электронов. В большинстве практических случаев диффузионные потери преобладают над потерями, связанными с рекомбинацией и прилипанием¹⁾. Кроме того, после начала лавины скорость многофотонной ионизации намного меньше, чем νn_e . Поэтому

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} \approx \nu n_e + D\nabla^2 n_e. \quad (5.23)$$

Соответствующую величину ν можно вычислить либо из уравнения (5.9), либо из уравнения (5.21). Если область пробоя имеет характерную диффузионную длину Λ , то величину $\nabla^2 n_e$ можно заменить на $-n_e/\Lambda^2$. Тогда для прямоугольного лазерного импульса получаем выражение

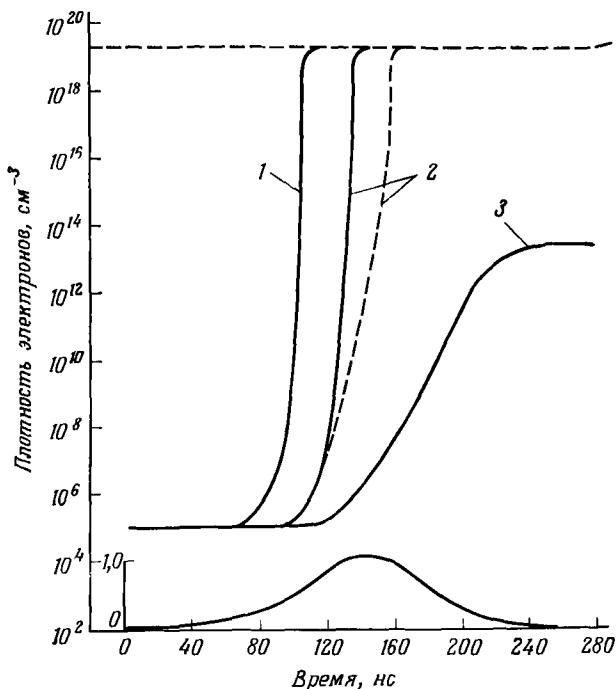
$$n_e = n_{e0} \exp \left[\left(\nu - \frac{D}{\Lambda^2} \right) t \right], \quad (5.24)$$

описывающее рост ионизации начиная с затравочной электронной плотности n_{e0} . Это выражение следует сравнить с (5.15), которое получено без учета потерь.

Процесс роста был детально рассмотрен при различных предположениях относительно диффузионных потерь. Результаты расчета роста ионизации в аргоне при давлении 700 мм рт. ст. для

¹⁾ Метод учета потерь, связанных с рекомбинацией, развит в работе [152]. — *Прим. ред.*

типичной формы лазерного импульса в случаях амбиполярной и свободной диффузии при разных пиковых мощностях показаны на фиг. 5.29. Видно, что при большой мощности лазерного излучения быстро достигается полная ионизация, а при мощности лазерного излучения немного меньше пороговой степень ионизации невелика [76].



Фиг. 5.29.

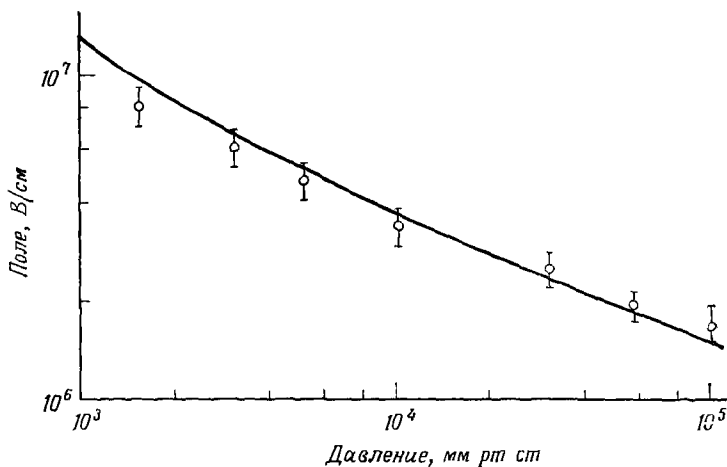
Кривые роста электронной плотности в аргоне при давлении 700 мм рт. ст. и диаметре фокального пятна 0,1 мм, рассчитанные в предположении, что все возбужденные атомы немедленно ионизируются излучением.

Внизу показан временной ход интенсивности лазерного излучения. Сплошные кривые соответствуют амбиполярной диффузии, пунктирные — свободной диффузии электронов. Интенсивность лазерного излучения; 1 — $1,6 \cdot 10^{11}$ Вт/см²; 2 — $6,5 \cdot 10^{10}$ Вт/см²; 3 — $3,3 \cdot 10^{10}$ Вт/см² [76].

На фиг. 5.18 иным способом продемонстрировано влияние потерь. Их наличие приводит к возрастанию пороговой мощности при уменьшении фокальной площади, так как при этом электроны могут легче диффундировать из фокального объема. На этом графике проведено сравнение экспериментальных данных с теоретической зависимостью пороговой мощности от радиуса фокального пятна, вычисленной в предположении свободной диффузии

электронов. Рост ионизации при преобладающей роли рекомбинационных потерь рассмотрен в работе [12]; возможность радиационных потерь отмечена также в работе [17].

Данные о зависимости пороговых величин от давления можно удовлетворительно объяснить, рассматривая процессы роста ионизации с учетом потерь. Для микроволнового пробоя многих газов была развита полная теория этого явления [128], учитывающая эффективное поле $E_{\text{эфф}}$ [см. (5.11)]. Для данного газа порог



Фиг. 5.30.

Пороги лазерного пробоя в гелии.

Экспериментальные точки взяты из работы [8]. Сплошная кривая рассчитана на основе теории СВЧ-пробоя с учетом потерь и известной зависимости $E_{\text{эфф}} \Delta$ от $p\Delta$, см. текст [127]

пробоя является функцией только давления p и характерного размера Δ , который определяет величину диффузионных потерь электронов из искры. Связь между величинами $E_{\text{эфф}} \Delta$ и $p\Delta$ полностью характеризует порог пробоя.

При очень высоких давлениях частота электронных столкновений становится сравнимой с частотой лазерного излучения и величина $E_{\text{эфф}}$, рассматриваемая как функция давления, достигает, согласно (5.11), максимальной величины. Это соответствует минимуму на кривой зависимости порога пробоя от давления, который действительно был обнаружен экспериментально [13]. При еще более высоких давлениях, для которых $v_c \gg \omega$, величина dW/dt , согласно уравнению (5.9), будет уменьшаться. Предположение о том, что частота электронных столкновений не зависит от энергии электрона, до некоторой степени справедливо для водорода и гелия. С учетом этого предположения были проанализированы данные по пробоям в гелии. Результаты приведены на фиг. 5.30.

Полученные указанным способом теоретические данные хорошо согласуются с экспериментальными. Сплошная кривая построена на основе микроволновой теории при $\Lambda = 10^{-2}/\pi$ см.

Интересно заметить, что полученная на основании теории СВЧ-пробоя величина пороговой напряженности поля является убывающей функцией отношения длительности импульса к периоду СВЧ-поля. Она приближается к стационарному значению при длительности импульса порядка 10^5 — 10^6 периодов поля [127]. При длительностях, превышающих 10^5 периодов, порог пробоя отличается не более чем на 10% от порога пробоя в постоянном электрическом поле. Основным фактором при определении влияния длительности импульса на импульсный пробой является число периодов электромагнитного поля. Это приводит к несколько удивительному результату: пробой газа под действием импульса излучения лазера с модулированной добротностью является по существу стационарным процессом. Действительно, в импульсе содержится около 10^7 периодов.

Таким образом, в масштабе времени, который вводится в микроволновой теории пробоя, импульс лазера с модулированной добротностью имеет сравнительно большую длительность. В случае импульсов пикосекундной длительности число периодов в импульсе составляет около 10^3 или 10^4 и процесс развития пробоя, согласно сказанному, не достигает стационарного состояния. Пороги пробоя для импульсов пикосекундной длительности должны возрастать по сравнению с порогом пробоя в случае импульсов наносекундной длительности ¹⁾.

3. Расширение искры

Многие авторы [16, 29, 32, 35—38, 40, 128—132] исследовали расширение светящейся искры. Наиболее характерное явление — распространение искры навстречу световому потоку — привело к созданию модели детонационной волны, поддерживаемой излучением. Детонационная волна является ударной волной, которая подпитывается энергией, выделяющейся за ее фронтом. В нашем случае энергия выделяется в результате поглощения падающего лазерного излучения. Это явление аналогично детонации реагирующих газов, в которой роль энергии, выделяющейся в результате реакции, играет поглощаемая энергия лазерного

¹⁾ В связи с рассматриваемыми в этом разделе вопросами отметим работу [152], в которой проведен весьма полный теоретический анализ развития пробоя в воздухе с учетом лавинной и многофотонной ионизации, потерь электронов и неравномерности распределения электронов по энергиям.—
Прим. ред.

излучения. Скорость фронта детонации v определяется соотношением

$$v = [2(\gamma^2 - 1)\Delta E]^{1/2}, \quad (5.25)$$

где γ — показатель адиабаты, ΔE — поглощенная световая энергия, приходящаяся на единицу массы. Поглощенную энергию определяют путем измерения энергии излучения до и после прохождения фокального пятна. Если W — полная поглощенная энергия, то величина ΔE равна ¹⁾

$$\Delta E = \frac{W}{\pi r^2 \rho_1 \Delta t}, \quad (5.26)$$

откуда

$$v = [2(\gamma^2 - 1)W/\pi r^2 \rho_1 \Delta t]^{1/3}, \quad (5.27)$$

где v — скорость фронта, усредненная за время Δt , в течение которого происходит поглощение, r — радиус фокального пятна и ρ_1 — начальная плотность вещества. Плотность газа за фронтом детонационной волны дается соотношением

$$\rho_2 = \rho_1 [(\gamma + 1)/\gamma]. \quad (5.28)$$

Расчет по уравнению (5.27) при типичных условиях дает величину v , равную $2 \cdot 10^7$ см/с, которая согласуется с экспериментально измеренной величиной. В работе [32] было получено следующее выражение для зависимости размера искры X от времени:

$$X = \left[\frac{125}{27} \frac{r^2 E_{\text{макс}}^2 (\gamma^2 - 1) \sigma}{\rho_1 (1 - \cos \alpha) \beta} \right]^{1/5} t^{3/5}, \quad (5.29)$$

где $E_{\text{макс}}$ — пиковое значение напряженности электрического поля, 2α — угол схождения луча, а σ и β — константы, характеризующие плазму; величина β пропорциональна коэффициенту поглощения плазмы, σ — высокочастотная проводимость. Согласно формуле (5.27), скорость расширения должна возрастать пропорционально энергии лазерного излучения в степени $1/3$ — по крайней мере в условиях, когда плазма сильно поглощает в течение большей части лазерного импульса. Это согласуется с экспериментальными результатами [46], которые показывают, что скорость возрастает пропорционально энергии лазерного излучения в степени $1/3$. Это обстоятельство свидетельствует в пользу механизма ударной волны, поддерживаемой лазерным излучением.

Для описания процессов, протекающих после окончания лазерного импульса, можно попытаться применить теорию распространения взрывных волн. Взрывная волна отличается от детонацион-

¹⁾ При переводе внесены исправления в формулы (5.26) и (5.27), в которых вместо начальной плотности ρ_1 стояла плотность газа за детонационной волной ρ_2 , определяемая формулой (5.28). — *Прим. ред.*

ной тем, что после ее образования подвод энергии к фронту волны отсутствует. Ударная волна возникает в результате реакции, происходящей в некотором объеме газа, однако при ее дальнейшем распространении через газ никакой энергии к фронту волны не подводится. Согласно теории сильного взрыва, ударная волна движется по закону

$$X = (W/\rho_1)^{1/5} t^{2/5}. \quad (5.30)$$

Зависимость размера X от времени, рассчитанная по формуле (5.29) для времен, меньших длительности лазерного импульса, и по формуле (5.30) для времен, превышающих длительность импульса, находится в согласии с данными, приведенными на фиг. 5.11, *a*.

Как уже было отмечено в разделе, посвященном экспериментальным исследованиям, в работе других авторов [35] была получена иная, чем на фиг. 5.11, *a*, временная зависимость расширения ударного фронта. Авторы работы [35] еще раз проанализировали выводы описанной выше простой теории и показали, что результаты существенным образом зависят от следующих предположений: а) мощность лазерного излучения при интегрировании уравнений, описывающих движение фронта волны, считается не зависящей от времени; б) энергия лазерного излучения полностью поглощается непосредственно за детонационной волной. Однако эти предположения не всегда отвечают действительности. Если рассмотреть реальную форму лазерного импульса, то предсказываемая степень временной зависимости в случае детонационной волны будет изменяться в пределах от 0,6 до 0,8 в зависимости от того, в какой момент лазерного импульса возникает пробой. В оптически тонких газах, в частности в водороде и гелии, лазерное излучение может проходить сквозь искру, почти не поглощаясь в тонком слое за фронтом детонационной волны. Вследствие этого показатель степени смещается к значению около 0,75. Проведенный анализ показывает, что при описании детонационной волны необходимо принимать во внимание характеристики газа и форму лазерного импульса. Для одних условий величина показателя степени может составлять около 0,6 [32], а для других — примерно 0,8 или 0,9 [35].

Различие в наклонах кривых на фиг. 5.11, *a* и 5.11, *b* после окончания лазерного импульса не нашло пока удовлетворительного объяснения, и в работе [35] было высказано сомнение по поводу применимости гипотезы взрывной волны. В работе [130] проведен анализ формы и закона расширения лазерной искры после окончания лазерного импульса, основанный на предположении, что искра заполняет сферический сектор, определяемый сфокусированным лазерным лучом. Этот объем расширяется, что при-

водит к образованию ударной волны с нарушенной сферической симметрией¹⁾.

Было предложено также несколько других механизмов распространения пробоя. В их число входят следующие:

а. Волна пробоя [16]. Для лазерного импульса, мощность которого возрастает со временем, интенсивность излучения впервые достигает пороговой величины в фокусе. Спустя некоторое время интенсивность будет превышать пороговое значение на разных расстояниях от фокуса вдоль светового канала по направлению к лазеру. Пробой будет возникать в этих точках канала с задержкой относительно момента пробоя в фокусе. Скорость волны пробоя определяется простым соотношением

$$v = \frac{r}{t_c \operatorname{tg} \alpha}, \quad (5.31)$$

где t_c — время возникновения пробоя в фокусе, r — радиус фокального пятна, 2α — угол схождения луча [16]. Эта модель не получила широкого распространения, поскольку она приводит к результатам, не очень хорошо согласующимся с экспериментальными данными.

б. Радиационный механизм [16]. Нагретый газ испускает излучение, которое вызывает ионизацию газа перед поглощающим слоем. Приходящий лазерный свет будет поглощаться этим ионизированным газом, образуя новую область пробоя. Этот механизм нашел подтверждение в том, что он позволяет объяснить образование множественных областей пробоя, и в частности длинной искры. Однако он представляет трудность для анализа, и полного теоретического рассмотрения этого механизма не проводилось.

в. Бегущая волна ионизации [129]. Для этого механизма необходимо образование свободных электронов перед волной пробоя, скажем, под действием излучения искры. В результате будет распространяться волна ионизации от искры по направлению к лазеру аналогично случаю «а». Если начальные электроны в точке x возникают в момент времени t_1 , а волна достигает ее в момент времени t_2 , то

$$\int_{t_1}^{t_2} dt/t_i = \ln \frac{n_{\text{крит}}}{n_0} = \text{const}, \quad (5.32)$$

где $n_{\text{крит}}$ — критическая плотность электронов, характеризующая пробой, n_0 — начальная электронная плотность, t_i — постоянная времени лавинной ионизации. В случае треугольной формы

¹⁾ Более подробно вопрос о распространении ударных волн, поддерживаемых излучением, изучен в работах [153—156]. Исследована, в частности, структура фронта таких волн, определяемая кинетикой ионизации и электронной теплопроводностью. — *Прим. ред.*

импульса эта формула приводит к следующему соотношению между временем возникновения пробоя в фокальном пятне радиусом r и временем t_2 , пробоя, возникающего на расстоянии x от фокуса в направлении лазерного луча:

$$(r + x \operatorname{tg} \alpha)^2 = r^2 (2t_2 - t_b)/t_b, \quad (5.33)$$

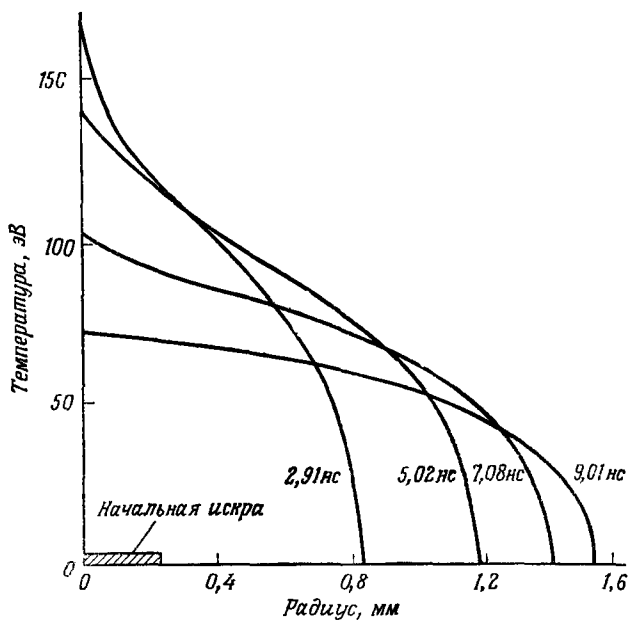
где t_b — время, необходимое для образования пробоя. Экспериментальные данные для некоторых газов, полученные при разных давлениях и радиусах фокальных пятен, находятся в разумном согласии с этим простым соотношением [129]¹⁾.

Итак, в вопросе о развитии лазерной искры пока нет полной ясности. В частности, не объяснен наблюдаемый экспериментально отрыв ударной волны от фронта свечения. Имеется ряд конкурирующих механизмов, которые объясняют отдельные стороны экспериментальных наблюдений. Многие особенности роста искры объясняются моделью детонационной волны, поддерживаемой излучением. Так как сами экспериментальные результаты получены в разных условиях и часто недостаточно хорошо согласуются между собой, то сказать с полной определенностью, какой именно механизм играет основную роль при данной совокупности экспериментальных условий, пока нельзя.

4. Численные расчеты

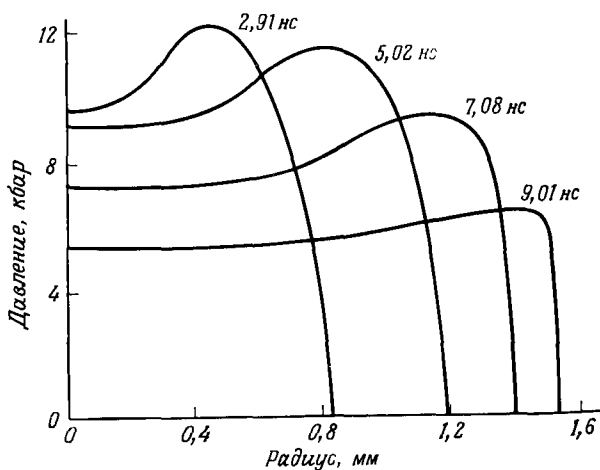
Описанные в предыдущих разделах закономерности роста и нагревания лазерной искры были учтены при численных расчетах на ЭВМ процессов, происходящих при лазерном пробое [133, 134]. Преимущество таких расчетов состоит в том, что они учитывают все закономерности и дают в виде численных результатов единую картину развития плазмы. В одной из работ [133] были рассчитаны характеристики лазерной искры с помощью программы, в которой учитывались гидродинамическое расширение, электронная теплопроводность, кулоновское взаимодействие между электронами и ионами, свободно-свободное поглощение падающего лазерного излучения и тормозное излучение плазмы. Предполагалось, что в начальный момент существовала малая искра с радиусом 0,2 мм. В течение времени действия лазерного импульса ударная волна представляла собой сферически симмет-

¹⁾ Своеобразный механизм распространения искры, аналогичный режиму медленного горения, наблюдался в работе [151]; теоретический анализ такого режима дан в работе [144]. Экспериментальному и теоретическому изучению различных режимов распространения разрядов в газах посвящена обзорная статья [146]. — *Прим. ред.*



Фиг. 5.31.
Зависимость электронной температуры от радиуса в разные моменты времени.

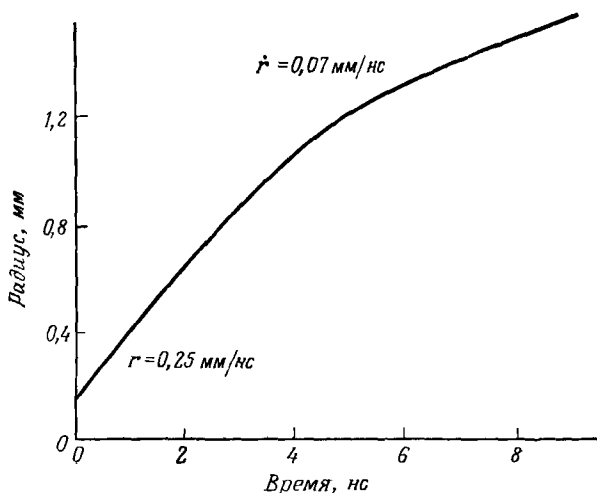
Расчет проведен для дейтерия с начальной плотностью $0,18 \text{ мг/см}^3$ и лазерного импульса, выделяющего энергию 100 Дж в течение 5 нс при начальном радиусе искры 0,2 мм [132]



Фиг. 5.32.
Зависимость давления от радиуса в разные моменты времени.

Расчет проведен для дейтерия с начальной плотностью $0,18 \text{ мг/см}^3$ и лазерного импульса, выделяющего энергию 100 Дж в течение 5 нс при начальном радиусе искры 0,2 мм [132].

ричную волну детонации с радиусом, изменявшимся пропорционально времени в степени 0,6. После окончания импульса радиус ударной волны возрастал пропорционально времени в степени 0,4. Данные, представленные на фиг. 5.31—5.33, соответствуют пробою



Фиг 5.33.

Зависимость радиуса искры от времени.

Расчет проведен для дейтерия с начальной плотностью 0,18 мг/см³ и лазерного импульса, выделяющего энергию 5 Дж в течение 5 нс при начальном радиусе искры 0,2 мм [132].

в дейтерии под действием лазерного импульса с энергией 100 Дж и длительностью по полове высоте 5 нс. Эти расчеты показывают, что с помощью имеющихся в настоящее время лазерных импульсов наносекундной длительности можно достичь температур порядка 100 эВ и давлений порядка десятков килобар. Расчеты также показывают, что температура должна возрастать пропорционально мощности лазерного излучения в степени $1/3$. Это накладывает ограничение на максимально достижимые температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M.*, в «Quantum Electronics, Proceedings of the Third International Congress», P. Grivet and N. Bloembergen, eds., p. 1559. Columbia Univ. Press, New York, 1964.
2. *Hagen W. F.*, Journ. Appl. Phys., **40**, 511 (1969).
3. *DeMichelis C.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-5**, 188 (1969).
4. *Meyerand R. G., Haught A. F.*, Phys. Rev. Lett., **13**, 7 (1964).
5. *Phelps A. V. et al.*, Investigation of Gas Ionisation Phenomenon at Optical and IR Frequencies, Tech. Rep. No. RADC-TR-65-133, AD 467,392 (June 1965).

6. Tomlinson R. G., Damon E. K., Experimental Data on the Breakdown of Air and Argon by a Ruby Laser Pulse, Ohio State Univ. Res. Foundation Rep., AD 443,784 (1 June 1964).
7. Waynant R. W., Ramsey J. H., Journ. Opt. Soc. Amer., 55, 602 (1965).
8. Meyerand R. G., Haught A. F., Phys. Rev. Lett., 11, 401 (1963) (см. перевод в сб. «Оптические квантовые генераторы», изд-во «Мир», 1966).
9. Minck R. W., Journ. Appl. Phys., 35, 252 (1964).
10. Tomlinson R. G., Phys. Rev. Lett., 14, 489 (1965).
11. Buscher H. T., Tomlinson R. G., Damon E. K., Phys. Rev. Lett., 15, 847 (1965) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
12. Young M., Hercher M., Journ. Appl. Phys., 38, 4393 (1967).
13. Gill D. H., Dougal A. A., Phys. Rev. Lett., 15, 845 (1965).
14. Мицук В. Е., Савоськин В. И., Черников В. А., Письма в ЖЭТФ, 4, 129 (1966).
15. Абрикосова И. И., Щербина-Самойлова М. Б., Письма в ЖЭТФ, 7, 305 (1968).
16. Райзер Ю. П., УФН, 87, 29 (1965).
17. Smith D. C., Haught A. F., Phys. Rev. Lett., 16, 1085 (1966) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
18. Ахманов С. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1, 42 (1965).
19. Barthelemy C., Leblanc M., Voucault M. T., Compt. Rend., 266, 1234 (1968).
20. Young M., Chin S. L., Isenor N. R., Can. Journ. Phys., 46, 1537 (1968).
21. Chin S. L., Isenor N. R., Phys. Rev., 158, 93 (1967).
22. Adelman A. H., Journ. Chem. Phys., 45, 3152 (1966).
23. Howe J. A., Journ. Appl. Phys., 36, 3363 (1965).
24. Вардзигулова Л. Е., Кайтмазов С. Д., Прохоров А. М., Письма в ЖЭТФ, 6, 799 (1967).
25. Edwards D. F., Litvak M. M., Bull. Amer. Phys. Soc., 10, 73 (1965).
26. Chan P. W., DeMichelis C., Kronast B., Appl. Phys. Lett., 13, 202 (1968).
27. Дарманян А. Р., Мицук В. Е., Черников В. А., Письма в ЖЭТФ, 8, 117 (1968).
28. Young M., Hercher M., Wu C.-Y., Journ. Appl. Phys., 37, 4938 (1966).
29. Коробкин В. В. и др., ЖЭТФ, 53, 116 (1967).
30. Саеченко М. М., Степанов В. К., Письма в ЖЭТФ, 8, 458 (1968).
31. Ramsden S. A., Davies W. E. R., Phys. Rev. Lett., 13, 227 (1964).
32. Ramsden S. A., Savic P., Nature, 203, 1217 (1964).
33. Floux F., Veyrie P., Compt. Rend., 261, 3371 (1965).
34. Breton C. et al., Journ. Phys., 26, 490 (1965).
35. Daiber J. W., Thompson H. M., Phys. Fluids, 10, 1162 (1967).
36. Басов Н. Г. и др., ДАН СССР, 173, 538 (1967).
37. Bobin J. L. et al., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 923 (1968).
38. Büchl K. et al., Phys. Lett., 26A, 248 (1968).
39. Ahmad N., Key M. H., Appl. Phys. Lett., 14, 243 (1969).
40. Floux F., Guyot D., Langer O., Compt. Rend., 267, 416 (1968).
41. Евтушенко Т. П. и др., ЖТФ, 36, 1115 (1966).
42. Малышев Г. М., Островская Г. В., Челидзе Т. Я., Оптика и спектроскопия, 20, 374 (1966).
43. Владимиров В. И., и др., ЖТФ, 38, 2109 (1968).
44. Владимиров В. И. и др., ЖТФ, 37, 1742 (1967).
45. Мандельштам С. Л. и др., ЖЭТФ, 47, 2003 (1964).
46. Мандельштам С. Л. и др., ЖЭТФ, 49, 127 (1965).
47. Hall R. V., Journ. Appl. Phys., 40, 1941 (1969).
48. Аскарьян Г. А. и др., Письма в ЖЭТФ, 3, 465 (1966).
49. Hall R. V., Journ. Appl. Phys., 40, 36 (1969).
50. Островская Г. В., Островский Ю. И., Письма в ЖЭТФ, 4, 121 (1966).
51. Зайдель А. Н. и др., ЖТФ, 36, 2208 (1966).

52. *Kakos A. et al.*, Phys. Lett., 23, 81 (1966).
53. *Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л.*, ЖТФ, 38, 1369 (1968).
54. *Комиссарова И. И. и др.*, Phys. Lett., 29A, 262 (1969).
55. *Alcock A. J., DeMichelis C., Hamal K.*, Appl. Phys. Lett., 12, 148 (1968).
56. *Пашинин П. П.*, Int. Quantum Electron. Conf., 1968 Miami, May 14—17, Paper 21U1 (1968).
57. *Alcock A. J. et al.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 593 (1968).
58. *Korobkin B. B., Alcock A. J.*, Phys. Rev. Lett., 21, 1433 (1968).
59. *Chiao R. Y., Garmire E., Townes C. H.*, Phys. Rev. Lett., 13, 479 (1964).
60. *Evans L. R., Morgan C. G.*, Nature, 219, 712 (1968).
61. *Аскарьян Г. А. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 1, 9 (1965).
62. *Damon E. K., Tomlinson R. G.*, Appl. Opt., 2, 546 (1963).
63. *Chen C. J.*, Phys. Rev. Lett., 16, 833 (1966).
64. *Naiman C. S. et al.*, Phys. Rev., 146, 133 (1966).
65. *Chalmeton V., Rapoular R.*, Phys. Lett., 26A, 579 (1968).
66. *Воронов Г. С., Делоне Н. Б.*, Письма в ЖЭТФ, 1, 42 (1965).
67. *Воронов Г. С., Делоне Н. Б.*, ЖЭТФ, 50, 78 (1966).
68. *Воронов Г. С., Делоне Н. Б., Делоне Г. А.*, Письма в ЖЭТФ, 3, 480 (1966).
69. *Воронов Г. С., Делоне Г. А., Делоне Н. Б.*, ЖЭТФ, 51, 1660 (1966).
70. *Воронов Г. С. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 2, 377 (1965).
71. *Быстрова Т. Б. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 5, 223 (1969).
72. *Делоне Г. А. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 9, 103 (1969).
73. *Делоне Г. А., Делоне Н. Б.*, ЖЭТФ, 54, 1067 (1968).
74. *Agostini P. et al.*, Compt. Rend., 266, 1034 (1968).
75. *Agostini P. et al.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 667 (1968).
76. *Phelps A. V.*, в книге «Physics of Quantum Electronics», P. L. Kelley et al., eds., p. 538. McGraw-Hill, New York, 1966 (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
77. *Naught A. F., Meyerand R. G., Smith D. C.*, в книге «Physics of Quantum Electronics», P. L. Kelley et al. eds., p. 509, McGraw-Hill, New York, 1966 (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
78. *Евтушенко Т. Р. и др.*, ЖТФ, 36, 1506 (1966).
79. *Daiber J. W., Winans J. G.*, Journ. Opt. Soc. Amer., 58, 76 (1968).
80. *Fawcett B. C. et al.*, Proc. Phys. Soc., 88, 1051 (1966).
81. *Braerman W. F., Stumpfel C. R., Kunze H.-J.*, Journ. Appl. Phys., 40, 2549 (1969).
82. *Cesari C. et al.*, Compt. Rend., 267, 481 (1968).
83. *Alcock A. J., Пашинин П. П., Ramsden S. A.*, Phys. Rev. Lett., 17, 528 (1966) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
84. *Ванюков М. П. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 7, 321 (1968).
85. *Scherrer V. E.*, Bull. Amer. Phys. Soc., 14, 106 (1969).
86. *Litvak M. M., Edwards D. F.*, Journ. Appl. Phys., 37, 4462 (1966).
87. *Lampis G., Brown S. C.*, Phys. Fluids, 11, 1137 (1968).
88. *Griem H. R.*, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York, 1964.
89. *Litvak M. M., Edwards D. F.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-2, 486 (1966).
90. *Alcock A. J., Ramsden S. A.*, Appl. Phys. Lett., 8, 187 (1966).
91. *Minck R. W., Rado W. G.*, Journ. Appl. Phys., 37, 355 (1966).
92. *Smith D. C., Tomlinson R. G.*, Appl. Phys. Lett., 11, 73 (1967).
93. *Alcock A. J., DeMichelis C., Richardson M. C.*, Phys. Lett., 28A, 356 (1968).
94. *Кайтмазов С. Д., Медведев А. А., Прохоров А. М.*, ДАН СССР, 180, 1092 (1968).
95. *Гудзенко Л. И. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 9, 561 (1969).

96. *Alcock A. J., Richardson M. C.*, Phys. Rev. Lett., 21, 667 (1968).
97. *Красюк И. К., Пашинин П. П., Прохоров А. М.*, Письма в ЖЭТФ, 9, 581, (1969).
98. *Alcock A. J. et al.*, Appl. Phys. Lett., 14, 145 (1969).
99. *Alcock A. J. et al.*, Phys. Lett., 29A, 475 (1969).
100. *Rizzo J. E., Klewe R. C.*, Brit. Journ. Appl. Phys., 17, 1137 (1966).
101. *Грутман М. Л. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 7, 311 (1968).
102. *Ванюков М. П. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 3, 316 (1966)
103. *Smith D. C., Haught A. F.*, Investigation of the Mechanisms Associated with Gas Breakdown under Intense Optical Illumination, Rep Number UARL F920272-12, AD 665,000 (December 1967).
104. *Gold A., Bebb H. B.*, Phys. Rev. Lett., 14, 60 (1965).
105. *Bebb H. B., Gold A.*, в книге «Physics of Quantum Electronics», P. L. Kelley et al., eds., p. 489. McGraw-Hill, New York, 1966.
106. *Bebb H. B., Gold A.*, Phys. Rev., 143, 1 (1966) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
107. *Келдыш Л. В.*, ЖЭТФ, 47, 1945 (1964).
108. *Tozer B. A.*, Phys Rev., 137, A1665 (1965).
109. *Бункин Ф. В., Прохоров А. М.*, ЖЭТФ, 52, 1610 (1967).
110. *Heppelberger W. C.*, Phys. Rev. Lett., 21, 838 (1968).
111. *Gardner J. W.*, Int. Journ. Electron. 22, 123 (1967).
112. *Morton V. M.*, Proc. Phys. Soc., 92, 301 (1967).
113. *Шапарёв Н. Я.*, Оптика и спектроскопия, 23, 178 (1967).
114. *Zernic W.*, Phys. Rev., 135, A51 (1964).
115. *Wright J. K.*, Proc. Phys. Soc., 84, 41 (1964).
116. *Tomlinson R. G.*, Proc. IEEE, 52, 721 (1964).
117. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.*, ЖЭТФ, 47, 1150 (1964).
118. *Рютов Д. Д.*, ЖЭТФ, 47, 2194 (1964).
119. *Аскарьян Г. А., Рабинович М. С.*, ЖЭТФ, 48, 290 (1965).
120. *Вроуне Р. Ф.*, Proc. Phys. Soc., 86, 1323 (1965).
121. *Афанасьев Ю. В., Беленов Э. М., Крохин О. Н.*, Письма в ЖЭТФ, 8, 209 (1968).
122. *Chandrasekhar S., Breen F. H.*, Astrophys. Journ., 104, 430 (1946).
123. *Ohmura T., Ohmura H.*, Astrophys. Journ., 131, 8 (1960).
124. *Somerville W. B.*, Astrophys. Journ., 139, 192 (1964).
125. *Akasu A. Z., Wald L. H.*, Phys. Fluids, 10, 1327 (1967).
126. *MacDonald A. D.*, Microwave Breakdown in Gases, Ch. 8. Wiley, New York, 1966.
127. *Райзер Ю. П.*, ЖЭТФ, 48, 1508 (1965).
128. *Alcock A. J. et al.*, Phys. Rev. Lett., 20, 1095 (1968).
129. *Paparella E., Savic P.*, Can. Journ. Phys., 46, 183 (1968).
130. *Santo C., Reuss J.-D., Veyrie P.*, Compt. Rend., 267, 878 (1968).
131. *Champetier J.-L., Couairon M., Vendenboomgaerde Y.*, Compt. Rend., 267, 1133 (1968).
132. *Kidder R. E.*, Nucl. Fusion, 8, 3 (1968).
133. *Martineau J., Tonon G.*, Phys. Lett., 28A, 710 (1969).
- 134*. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, изд-во «Наука», 1966.
- 135*. *Дышко А. Л., Луговой В. Н., Прохоров А. М.*, ЖЭТФ, 61, 2305 (1972).
- 136*. *Дышко А. Л., Луговой В. Н., Прохоров А. М.*, Письма в ЖЭТФ, 6, 655 (1967).
- 137*. *Мульченко Б. Ф., Райзер Ю. П.*, ЖЭТФ, 60, 643 (1971).
- 138*. *Vakos J., Kiss A., Szabo L., Tandler M.*, VIIIth Intern. Quant. Electron. Conf., Montreal, 1972; KFKI-72-42 Preprint, 1972.
- 139*. *Воронов Г. С.*, ЖЭТФ, 51, 1496 (1966).
- 140*. *Красюк И. К., Пашинин П. П.*, Письма в ЖЭТФ, 15, 471 (1972).
- 141*. *Красюк И. К., Пашинин П. П., Прохоров А. М.*, ЖЭТФ, 58, 1606 (1970).

- 142*. *R. G. Tomlinson*, Appl. Phys. Lett., 18, 149 (1971).
143*. *Gravel M., Robertson W. J., Alcock A. J., Buchl K., Richardson M. C.*, Appl. Phys. Lett., 18, 75 (1971).
144*. *Райзер Ю. П.*, ЖЭТФ, 58, 2127 (1970).
145*. *Генералов М. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И., Масюков В. А., Райзер Ю. П.*, ЖЭТФ, 61, 1434 (1971).
146*. *Райзер Ю. П.*, УФН, 108, 429 (1972).
147*. *Фирсов О. Б., Чибисов М. И.*, ЖЭТФ, 39, 1770 (1960).
148*. *Offenberger A. A., Burnett N. H.*, Journ. Appl. Phys., 43, 4977 (1972).
149*. *Kishi K., Sawada K., Okuda T.*, Journ. Phys. Soc. Japan, 29, 1053 (1970).
150*. *Анисимов С. И., Лысков Ю. И.*, Тепло- и массоперенос, т. 8, стр. 50, Минск, 1972.
151*. *Бункин Ф. В., Конов В. И., Прозоров А. М., Федоров В. Б.*, Письма в ЖЭТФ, 9, 609 (1969).
152*. *Kroll N., Watson K. M.*, Phys. Rev., A5, 1883 (1972).
153*. *Кей М. И.*, Journ. Phys., B, Ser. 2, 2, 544 (1969).
154*. *Бусурина Л. Н., Волосевич П. П., Леванов Е. И.*, Препринт № 1797-70, ИПМ АН СССР, 1970.
155*. *Анисимов С. И., Фишер В. И.*, ЖТФ, 41, 2571 (1971).
156*. *Wilson A.*, Journ. Fluid Mech., 43, 399 (1970).

Глава 6. ПОВРЕЖДЕНИЕ ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

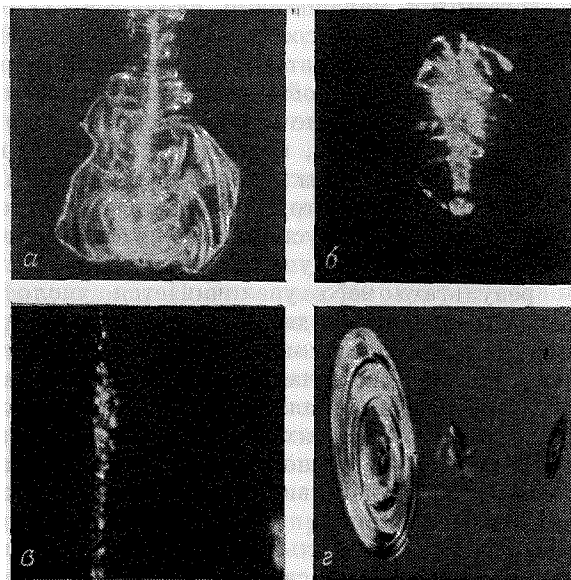
Мы уже говорили о явлениях, происходящих при взаимодействии лазерного излучения с поглощающими материалами. Механизм такого взаимодействия большей частью ясен. Не удивительно, что при действии лазерного излучения на поверхность поглощающего материала происходит нагрев, плавление и испарение вещества. При взаимодействии лазерного луча с прозрачными материалами также возникает много эффектов. Они столь же ярко проявляются, но их не так легко предвидеть.

Характер этих эффектов сильно зависит от мощности лазерного излучения. Если она меньше некоторой пороговой величины, то луч проходит через прозрачный материал без видимых эффектов. Однако при превышении пороговой величины начинается поглощение и могут возникнуть такие явления, как выброс материала с поверхности, образование внутренних пустот, плавление, испарение и в некоторых случаях — интенсивное растрескивание материала. В результате этих эффектов интенсивность лазерного луча, проходящего через материал, сильно уменьшается. На фиг. 6.1 показаны некоторые примеры повреждений в стеклах под действием лазерного излучения.

Уже в самых ранних работах [1, 2], посвященных изучению лазерных повреждений, были определены типы повреждений, которые могут возникать в большинстве материалов, прозрачных для излучения небольшой мощности. Образование трещин, пузырей, полостей и выброс вещества наблюдались в случае лазеров как с модулированной добротностью, так и с миллисекундным импульсом. Однако большинство работ по этому вопросу было выполнено при помощи лазеров с модулированной добротностью.

Одно из поразительных явлений — это образование длинной узкой области повреждения, вытянутой в направлении распространения лазерного луча [1]. Вполне возможно, что такое повреждение связано с самофокусировкой лазерного луча. В противном случае было бы трудно понять, как могла образоваться столь длинная и узкая область. На фиг. 6.1, в показана фотография одной из длинных областей повреждения. Под микроскопом эта область выглядит как длинная цепочка пузырьков.

Повреждение прозрачных материалов представляет значительный интерес. Его изучению было посвящено много экспериментальных и теоретических работ ¹⁾. Однако механизмы повреждения до сих пор полностью не выяснены. В большинстве случаев повреждения нежелательны. Особенно это касается повреждения



Фиг. 6.1.

Примеры повреждений в стекле.

Повреждения могут иметь разные формы, некоторые из них показаны здесь. Во всех случаях был использован рубиновый лазер с модулированной добротностью. Фотографии сделаны в отраженном белом свете. Каждая из фотографий представляет область площадью около 2 мм^2 .

а — кратер, образованный при фокусировании луча на поверхность; *б* — внутренняя полость, возникающая при фокусировании луча внутрь образца, вид вдоль направления распространения луча; *в* — цепочка пузырьков, вид перпендикулярно лучу, *г* — дисковая область раскола, возникающая при фокусировании луча внутрь образца, луч падает слева (фиг. 6.1, *а* и фиг. 6.1, *б* взяты из работы [3]).

линз и других оптических элементов через которые проходит лазерный луч, а также зеркал и внутренних элементов самого лазера, в частности рубиновых и других кристаллов, используемых в лазерах.

В этой главе мы опишем основные экспериментальные наблюдения, касающиеся повреждений лазерным излучением таких материалов, как стекло, рубин, щелочно-галогидные соединения

¹⁾ Исчерпывающий обзор литературы с комментариями по 1966 г. включительно содержится в работе [4].

и прозрачные полимеры. Будет сделан также обзор теорий, развитых для объяснения механизмов повреждения лазерным излучением. Имеется несколько предположительных механизмов пробоя. Экспериментальная ситуация недостаточно ясна, чтобы можно было отдать предпочтение одному из этих механизмов. При разных обстоятельствах могут играть роль различные механизмы. Главными предполагаемыми механизмами являются: 1) образование фононов (гиперзвука) в процессе вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна; при этом интенсивность фононов может достигать величины, при которой звуковая волна вызывает разрушение материала; 2) поглощение света дефектами, первоначально присутствующими в материале, в результате которого возникает тепловой удар и появляется микроплазма; 3) явления, связанные с электронной лавиной, при которой свободные электроны, поглощающие лазерное излучение, ускоряются в электрическом поле, приобретая энергию, достаточную для ударной ионизации атомов вещества, в результате чего увеличивается число свободных электронов. Этот процесс приводит к поглощению лазерного света и, следовательно, к интенсивному локальному нагреву. Предположительными источниками начальных электронов, необходимых для возникновения лавины, являются многофотонное поглощение и поглощение при внутризонных переходах. Последний из указанных механизмов очень тесно связан с явлением обычного пробоя диэлектриков под действием статического электрического поля высокой напряженности.

Кроме того, экспериментальные данные показывают, что на процесс разрушения влияет самофокусировка лазерного излучения. Хотя сама по себе самофокусировка не является механизмом повреждения, было обнаружено, что она способствует возникновению повреждения. Прежде чем продолжить более подробное обсуждение разрушения диэлектриков, мы рассмотрим явления самофокусировки и вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ), что необходимо для понимания процессов повреждения ¹⁾.

§ 2. ЯВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С РАЗРУШЕНИЕМ ДИЭЛЕКТРИКОВ

1. Самофокусировка оптических лучей

Явление самофокусировки лазерных лучей не имеет прямого отношения к кругу вопросов, рассматриваемых в данной книге. Однако это явление необходимо кратко описать, поскольку

¹⁾ Отметим также механизм разрушения, связанный с температурными напряжениями при неоднородном нагревании за счет малого остаточного поглощения. Исследованию этого механизма посвящено значительное число работ, среди которых отметим [98—101]. — *Прим. ред.*

оно связано с образованием повреждения. В некоторых условиях интенсивный лазерный луч, проходя через материал, может распространяться без заметного расхождения. Это вызвано тем, что в сильном электрическом поле, связанном с лазерным лучом, показатель преломления вещества (которое в отсутствие света может быть однородным) возрастает. Так как интенсивность в центре луча невелика, возрастание показателя преломления будет наибольшим в центре луча; скорость распространения света в центре луча будет меньше, чем на его краях. Этот эффект может привести к фокусированию луча и препятствовать его расхождению. В сущности, лазерный луч создает свой собственный волновод¹⁾.

В работе [5] наблюдалась самофокусировка в сероуглероде. Для этого внутри кюветы с жидкостью, через которую проходил лазерный луч, в разных точках были помещены делители луча. Части луча, отводимые каждым из делителей, фокусировались и фотографировались. Полученные фотографии позволили проследить изменение профиля лазерного луча на его пути через кювету с жидкостью. После того как луч проходил в жидкости некоторое расстояние, возникала яркая нить диаметром порядка 100 мкм. Нить сохранялась на расстояниях, гораздо больших того, на котором луч должен был бы разойтись вследствие дифракции. Это было первое прямое экспериментальное наблюдение самофокусировки лазерного луча.

Явление самофокусировки широко исследовано [6—8]. В материалах, через которые проходят лазерные лучи, были обнаружены яркие световые нити. При диаметре луча около 1 мм порог самофокусировки составляет по порядку величины десятки киловатт. В процессе прохождения луча через жидкость изменяется его пространственный профиль: на расстоянии нескольких сантиметров от входа луча возникают нити, простирающиеся на длину порядка десятков сантиметров. Первые измерения показали, что диаметр этих нитей составляет приблизительно 50—100 мкм. Обнаружены также мелкомасштабные нити диаметром около 5 мкм. Самофокусировка в газах уже была рассмотрена в гл. 5.

Может показаться, что при самофокусировке нарушаются законы дифракции, так как произведение угла расходимости

¹⁾ Явление самофокусировки было предсказано в общем виде в работе [102]. Исследования показали, что существует большое разнообразие конкретных механизмов самофокусировки и расфокусировки интенсивного излучения [103—105]. Детально исследовалась структура поля при самофокусировке [106—110]. Было показано (см., в частности, [107]), что в случае кубической нелинейности показателя преломления в среде образуется не волновод, а ряд движущихся фокусов. Отметим исследованную в работе [111] модель одномерной самофокусировки, для которой имеется точное решение. Экспериментально самофокусировка впервые наблюдалась в работе [135].— *Прим. ред.*

луча на его поперечное сечение в области захвата может быть очень малым. Однако это противоречие можно разрешить, считая, что расходимость луча по-прежнему велика, а луч фокусируется непрерывно изменяющимися линзами.

Явление самофокусировки важно учитывать при наблюдении комбинационного рассеяния и ВРМБ, так как значительное возрастание интенсивности лазерного излучения в процессе самофокусировки означает, что рассеяние в основном будет происходить в этих нитях¹⁾. Косвенные данные по самофокусировке луча были получены из исследования вынужденного комбинационного рассеяния [9—11]. Так как ВРМБ имеет отношение к растрескиванию прозрачных материалов, в общую картину лазерного разрушения материалов следует включить описание явления самофокусировки.

Время жизни нитей составляет около 10^{-10} с [8]; после этого нити становятся нестабильными и расширяются вследствие нагрева. По существу, весь захваченный в нити лазерный свет может трансформироваться в рамановскую или бриллюэновскую компоненты. Такая трансформация света приводит к неустойчивости нити.

В одной из первых работ [12] было описано явление самофокусировки в предположении, что рост показателя преломления пропорционален квадрату напряженности электрического поля E :

$$n = n_0 + n_2 E^2. \quad (6.1)$$

Чтобы увеличение показателя преломления приводило к точной компенсации расходимости, связанной с дифракцией, мощность P в луче диаметром D должна удовлетворять следующему условию:

$$P = (\pi D^2/4)^2 (n_0 E^2 c/8\pi) \geq (1,22\lambda)^2 c/64n_2, \quad (6.2)$$

где c и λ — скорость света и длина волны. Это соотношение, полученное в простом приближении, устанавливает связь между диаметром нити и уровнем мощности, необходимым для самофо-

¹⁾ С помощью лазеров было изучено много видов рассеяния. При комбинационном рассеянии происходит сдвиг частоты падающей световой волны на величину, равную колебательной частоте облучаемой молекулы. Частота может увеличиться или уменьшиться, и величина сдвига является характеристикой рассеивающего материала. При классическом комбинационном рассеянии рассеянный свет однородно распределен по всем направлениям. Существует также вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), наблюдаемое в том случае, когда интенсивность света превышает некоторую пороговую величину. При ВКР сдвиги частоты рассеянного света те же, что и в классическом случае, однако при этом рассеянное излучение сильно коллимировано. Используя ВКР, можно создать лазеры, генерирующие разные частоты. При рассеянии Манделъштата — Бриллюэна, которое будет описано ниже, сдвиг частоты равен частоте фононов, характерной для данного вещества. Возможны как обычное, так и вынужденное рассеяние Манделъштата — Бриллюэна.

кусировки. Если в эту формулу подставить нужные числа, то получим полную мощность, необходимую для самофокусировки, порядка 10^6 Вт, что приблизительно согласуется с измеренными на опыте величинами. Наибольшее число наблюдений было выполнено в жидкостях, но сделанные при этом выводы остаются в силе и для твердых тел.

В настоящее время принято считать, что главный механизм самофокусировки в жидкостях связан с эффектом Керра, при котором анизотропные молекулы ориентируются в направлении приложенного электрического поля. Мы не будем углубляться в детали теоретических и экспериментальных работ, которые специально посвящены эффекту Керра. Укажем лишь, что величина n_2 вполне достаточна для возникновения самофокусировки. В случае очень коротких импульсов, например при синхронизации мод, длительность импульса может оказаться недостаточной для того, чтобы произошел поворот молекул, вследствие чего эффективность самофокусировки уменьшится [13]. Для наших целей важно в принципе указать на существование явления самофокусировки и на его связь с образованием повреждений. Наличие самофокусировки может привести к увеличению повреждений, поскольку при этом возникают локальные области, в которых интенсивность облучения достигает значений, во много раз превышающих средние. Самофокусировка также затрудняет определение порогов повреждения, поскольку нельзя быть уверенным в том, что сечение луча в области повреждения определено правильно.

2. Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна

Это явление не относится к числу основных вопросов, которые мы рассматриваем в этой книге. Однако для понимания процессов повреждения в прозрачных твердых телах необходимо дать краткое описание вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна [14]. Это рассеяние вызвано взаимодействием между полем оптической электромагнитной волны и акустическим полем. Электрическое поле светового луча вызывает электрострикцию, которая в свою очередь создает в веществе давление и приводит к появлению акустической волны. Эту ситуацию можно рассматривать как параметрическое усиление, при котором

$$\omega_p = \omega_s + \omega_l. \quad (6.3)$$

Здесь ω_p — круговая частота падающего света, ω_l — угловая частота рассеянного света и ω_s — угловая частота звуковой волны. При рассеянии Мандельштама — Бриллюэна в веществе

возбуждаются акустические фононы, т. е. возникают звуковые волны с частотами порядка 10^{10} Гц.

Обычное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна давно известно как рассеяние света на термически возбужденных звуковых волнах. Частота рассеянного света оказывается смещенной на величину, определяемую энергией звуковой волны. Если световая волна имеет достаточно большую амплитуду, то рассеяние происходит на акустических колебаниях, вызванных самой световой волной. Между световой и акустической волнами происходит интенсивный обмен энергией. Как рассеянный свет со смещенной частотой, так и акустическая волна возникают в результате вынужденного когерентного процесса, который называют вынужденным рассеянием Мандельштама — Бриллюэна. Под действием электрического поля светового луча в результате электрострикции образуется акустическая волна, которая в свою очередь модулирует оптическую диэлектрическую постоянную материала. Максимальная величина изменения энергии пропорциональна ω_s/ω_p и составляет приблизительно 10^{-4} от энергии падающего излучения. Впервые ВРМБ было обнаружено в кварце и сапфире путем интерферометрического исследования рассеянного лазерного света с соответствующим сдвигом по частоте [15].

Рассматривая этот процесс как параметрическое усиление волн с частотами ω_s и ω_i в поле излучения с частотой ω_p , можно прийти к пороговому условию. Если взаимодействие является достаточно сильным и усиление превышает потери, то интенсивности волн с частотами ω_i и ω_s экспоненциально возрастают. Приближенное пороговое условие имеет вид (в единицах МКС) [14]

$$F_c = 8V\epsilon^2\alpha_s\alpha_i/\gamma^2k_i k_s, \quad (6.4)$$

где F_c — пороговая интенсивность излучения, V — модуль объемного сжатия материала, ϵ — диэлектрическая постоянная, α_s и α_i — коэффициенты поглощения для рассматриваемых волн, k_s и k_i — соответствующие волновые числа, γ — коэффициент электрострикции материала (равный $\rho \, de/d\rho$, где ρ — плотность). Согласно этой формуле, пороговая мощность, приходящаяся на единицу площади, по порядку величины равна 10^7 Вт/см². Такая интенсивность легко может быть получена. В действительности за счет явления самофокусировки интенсивность в образующихся нитях обычно превышает порог ВРМБ, поэтому наблюдаемые пороговые уровни обычно связаны с порогом самофокусировки. Во всяком случае, в жидкостях наблюдаемое ВРМБ в большинстве случаев оказывается связанным с самофокусирующимися пучками.

В первых опытах по наблюдению ВРМБ наряду с возникновением рассеянного и смещенного по частоте света происходило повреждение кварца и сапфира [15]. В связи с этим большинство

работ по исследованию ВРМБ было выполнено на жидкостях, которые в меньшей степени, чем твердые тела, подвержены остаточным повреждениям. Причиной повреждения материала может быть давление, возникающее при усилении гиперзвуковой волны в процессе ВРМБ. Поэтому мы решили включить краткое обсуждение ВРМБ и самофокусировки. В дальнейшем будут рассмотрены экспериментальные данные, показывающие, что в процессе вынужденного бриллюэновского рассеяния может происходить повреждение материалов, прозрачных при малых уровнях мощности излучения. Перейдем теперь к описанию природы повреждений, вызываемых лазерным излучением в прозрачных веществах.

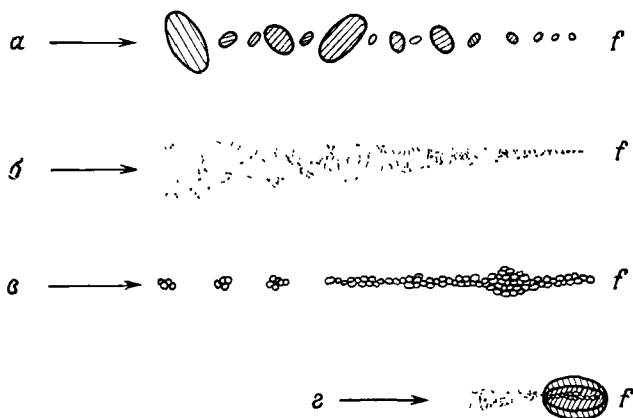
§ 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ В ПРОЗРАЧНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

1. Виды повреждений

Действие мощного лазерного излучения на твердые тела может вызвать самые различные типы повреждений. Эти повреждения могут иметь вид микротрещин внутри образцов или обширных раздробленных участков и расплавленных пустот. Другими типами повреждений могут быть поверхностные сколы и кратеры глубиной около миллиметра. Некоторые примеры повреждений в стеклах показаны на фиг. 6.1. Повреждения могут быть вызваны излучением лазеров как с модулированной добротностью, так и с миллисекундным импульсом. Точные механизмы образования повреждений являются предметом дискуссий в литературе. Для объяснения причин повреждения были предложены разные модели. Возможно, что во многих случаях действуют одновременно несколько механизмов. В частности, повреждение может начаться с маленького раскола, вызванного гиперзвуковой волной. Сразу же после возникновения первого повреждения падающий свет начинает поглощаться внутри материала, вызывая его нагрев. Более подробно механизмы разрушения будут описаны после изложения экспериментальных результатов.

Во многих работах детально исследовался характер повреждения (микроструктура повреждения). Некоторые типичные виды повреждений схематично показаны на фиг. 6.2 [16]. Разрушение в стекле, вызванное излучением лазера с модулированной добротностью, может иметь нитевидный характер и простирается на значительную длину (фиг. 6.1, *в* и 6.2, *в*). Детальное исследование нитей показывает, что они состоят из скоплений пузырьков. При возрастании энергии луча пузырьки перекрываются и образуют большую полость с исходящими из нее трещинами (фиг. 6.3).

Такие образования явно вызваны самофокусировкой. Не привлекая эффектов самофокусировки, трудно понять, каким образом повреждение может концентрироваться в столь узкой области;



Фиг. 6.2.

Схематическое изображение различных типов пробоя.

В каждом случае f означает положение фокуса, а стрелка указывает направление распространения лазерного луча

a — пробой в полиметилметакрилате под действием излучения обычного лазера, b — пробой в полиметилметакрилате под действием излучения лазера с модулированной добротностью, c — пробой в стекле под действием излучения лазера с модулированной добротностью, g — пробой в щелочно-галлоидных соединениях под действием излучения лазера с модулированной добротностью [16]

следовало бы ожидать, что повреждение должно заполнить конус, образуемый световым лучом, сходящимся к фокусу.

В щелочно-галлоидных кристаллах, таких, как фторид лития, трещины возникают в плоскостях скола. Разрушение, вызванное

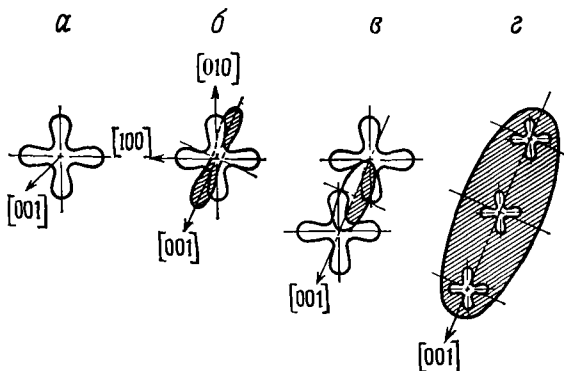


Фиг. 6.3.

Схематическое изображение зоны раскола в стекле под действием излучения рубинового лазера с модулированной добротностью, показывающее перекрытие пузырьковых структур.

излучением лазера с модулированной добротностью, оставляет трещины, содержащие много маленьких, близко расположенных микротрещин. Эти трещины ориентированы под определенным углом к лазерному лучу, обычно перпендикулярно к нему, если лазерный луч направлен вдоль кристаллической оси. Например,

трещины, вызванные действием луча, распространяющегося по направлению $[001]$, лежат в плоскостях скола (001) . Микроструктура области повреждения, вызванного излучением обычных лазеров, представляет собой характерные дислокационные картины поверхностей расслоения [17]. При величинах энергии, близких к пороговой, в направлении, перпендикулярном направлению распространения лазерного луча, появляется одна трещина с сечением в виде четырех лепестков, как показано на фиг. 6.4. При более



Фиг. 6.4.

Различные типы расколов во фториде лития.

Свет падает в направлении $[001]$. Энергия лазерного излучения миллисекундной длительности возрастает от a к g .

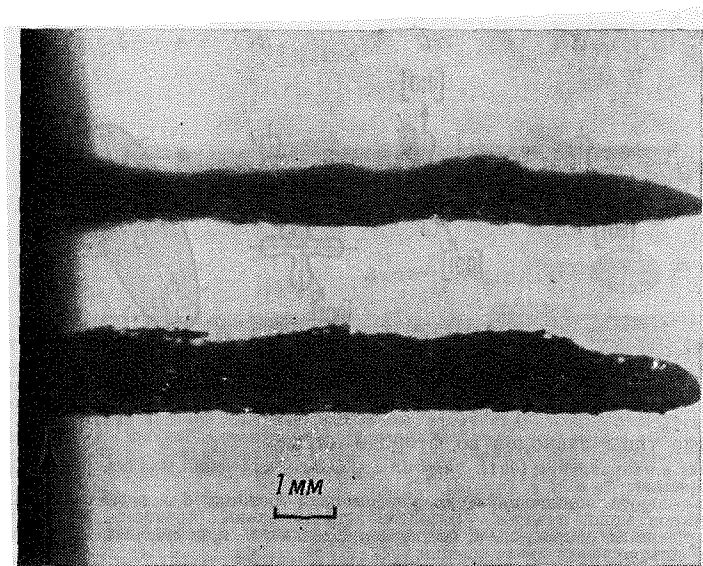
a — вблизи порога, одиночная четырехлепестковая трещина; b — развитие дополнительных лепестков вдоль луча, v — развитие дополнительных трещин; g — при больших энергиях трещины сливаются в непрерывную область повреждения, захватывающую несколько четырехлепестковых трещин [17].

высоких энергиях могут возникать один или два лепестка вдоль направления луча. При дальнейшем увеличении энергии появляются дополнительные розетки. В конце концов при очень больших энергиях трещины сливаются в одну большую трещину, охватывающую все розетки, лежащие в плоскости (001) .

В случае полимеров, таких, как полиметилметакрилат, область разрушения под действием излучения лазера с модулированной добротностью состоит из очень тонких трещин, заключенных внутри конуса, диаметр которого уменьшается при приближении к фокусу (фиг. 6.2, б). Действие излучения лазеров с миллисекундным импульсом приводит к образованию плоских блюдцеобразных трещин, ориентированных под углом около 45° к направлению лазерного луча (фиг. 6.2, а). В остальном ориентация трещин случайна. Если полимер находится в напряженном состоянии, ориентация трещин изменяется и они стремятся расположиться в плоскостях, перпендикулярных напряжению ¹⁾ [18, 19].

¹⁾ По этому вопросу см. также [413]. — *Прим. ред.*

При детальных исследованиях [20] микроструктуры повреждения в прозрачных полимерах (полиметилметакрилат и полистирол) использовалось как излучение лазера, так и некогерентный свет от импульсной разрядной лампы. Повреждение, сосредоточенное вдоль светового луча, развивалось независимо во многих различных точках внутри полимера. Было сделано предположение, что локальная природа повреждения, вызванного лазерным излуче-



Фиг. 6.5.

Отверстия в рубине, возникающие при фокусировании лазерного излучения миллисекундной длительности с энергией 1 Дж.

Стрелка указывает край образца рубина [23].

нием, связана с исходными структурными неоднородностями в материале. Физическая природа неоднородностей не выяснена. Она могла быть связана с микротрещинами, первоначально присутствовавшими в материале. Было обнаружено два основных типа скопления повреждений: плоские трещины и темные включения. Включения почти сферической формы имели размеры в несколько сотых миллиметра. Размеры трещин изменялись от 50 мкм до 1 см. Наибольшие трещины были обычно наклонены под углом 45° к направлению светового луча.

В работах [21, 22] изучались также вызванные лазерным излучением повреждения в чистых алмазах. Здесь наряду с разрушением задней поверхности наблюдалось образование отверстий.

В таких материалах, как рубин и сапфир, излучение лазеров с миллисекундным импульсом при интенсивности выше пороговой вызывает образование узких глубоких отверстий [2], подобных показанным на фиг. 6.5. При входной энергии порядка 1 Дж независимо от того, использовался ли рубиновый или неодимовый лазер, легко образовывались отверстия длиной в несколько миллиметров и диаметром в несколько десятых миллиметра. При уровне энергии ниже порогового кристаллы не повреждались. Разрушение под действием лазеров с модулированной добротностью имеет вид пересекающихся плоских трещин [24].

2. Поглощение и излучение света

После образования повреждения лазерный свет уже не проходит через материал. В работах [16, 25] были проведены измерения интенсивности света, прошедшего через область повреждения. При низких уровнях интенсивности материал остается прозрачным и фактически пропускает весь свет. Если уровень интенсивности превышает пороговую величину, характерную для данного материала, то пропускание резко падает и начинается разрушение.

В начале лазерного импульса свет, проходящий через образец, имеет ту же форму, что и падающий. После возникновения повреждения интенсивность прошедшего света резко уменьшается до малой величины и большая часть света либо поглощается, либо рассеивается развивающейся областью повреждения. В момент уменьшения интенсивности прошедшего света сильно возрастает интенсивность рассеянного света. Большая часть рассеянного света излучается внутри малого телесного угла вокруг направления лазерного луча. При возникновении внутренних расколов рассеянный свет составляет около 3% от падающего света. Следовательно, большая часть падающего света действительно поглощается в материале [25].

Измерения оптического пропускания через развивающееся повреждение [26] в двух различных точках вдоль направления, параллельного лучу рубинового лазера с модулированной добротностью, показали, что повреждение развивается вдоль оси луча почти одновременно, а не возникает сначала в одной точке, распространяясь затем вдоль луча.

Исследования оптического излучения из областей повреждения показали, что в них возникают высокие температуры [27—31]. Повреждение часто сопровождается яркой вспышкой белого света в области воздействия. Спектроскопическое исследование света, излучаемого из фокальной области при действии на стекло мил-

лисекундного импульса рубинового лазера, показало, что температура, оцененная по излучению в сплошном спектре, составляет примерно 5000 К [27]. При спектроскопическом изучении области повреждения в рубине были обнаружены линии дважды ионизованного алюминия [28]. Это наблюдение также указывает на наличие высоких температур. Исследование излучения со сплошным спектром, испускаемого областью вблизи повреждения, дает значения температуры до 27 000 К для щелочно-галоидных кристаллов [29] и до 2500 К для полимеров [30].

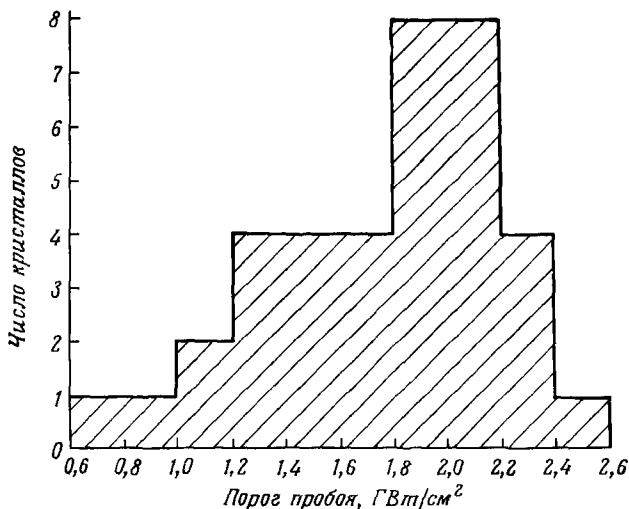
Эти результаты ясно показывают, что внутри области повреждения может происходить значительное поглощение лазерного света и локальный нагрев по крайней мере после возникновения начального повреждения.

3. Пороги повреждения

При заданных условиях образование повреждения происходит в том случае, если интенсивность лазерного излучения превышает определенную пороговую величину, характерную для данного материала. Пороговые значения интенсивности лазерного излучения, при которых происходит повреждение, были определены для ряда материалов многими авторами [24, 29, 32—42], однако приводимые величины не всегда согласуются между собой. Например, для порога повреждения в боросиликатном стекле под действием рубинового лазера с модулированной добротностью были приведены значения, лежащие в пределах от 0,8 до 17 ГВт/см² [32, 33]. При измерениях порога повреждения большую роль могут играть условия эксперимента. По-видимому, температура материала не имеет значения, в то время как состояние внутренней однородности очень важно. В частности, на порог повреждения стекол оказывают влияние включения платины. Характер дефектов, имеющих в различных стеклах, используемых разными исследователями, несомненно, был различным. Расхождение результатов может быть вызвано также различием методов измерения мощности и размеров фокальной области.

Гистограмма на фиг. 6.6, где приведены результаты серии измерений, выполненных с рядом кристаллов хлорида натрия, служит иллюстрацией другой трудности, возникающей при получении точных величин порогов повреждения. Эти данные были получены при помощи рубинового лазера с модулированной добротностью, который в целях устранения нерегулярностей распределения интенсивности был настроен на режим генерации одной пространственной моды. По этим данным была определена пороговая величина пробоя в хлориде натрия, оказавшаяся равной 2,0 ГВт/см². Однако имеется значительный разброс дан-

ных, относящихся к разным кристаллам, даже если материал номинально оставался тем же самым и был осуществлен тщательный контроль видимых центров рассеяния и условий наблюдения. Таким образом, очевидно, что измерение порогов повреждения при меняющихся условиях может давать значительное расхождение результатов.



Фиг. 6.6.

Результаты измерений порогов пробоя при повреждении в NaCl, вызванном действием излучения рубинового лазера с модулированной добротностью [34].

Имеется различие между порогом повреждения поверхности и порогом повреждения объема образца¹⁾. Если луч сфокусирован на поверхность, порог повреждения ниже, чем в случае фокусировки внутрь образца. В табл. 6.1—6.3 приведены некоторые типичные величины порогов повреждения для различных стекол и щелочно-галлоидных соединений. Данные табл. 6.1 получены при помощи лазеров с модулированной добротностью и выражены в гигаваттах на квадратный сантиметр [35]. Данные табл. 6.2 получены при помощи обычных лазеров (с длительностью импульса излучения немного меньше 1 мс); приведены пороговые значения

¹⁾ Вопрос о поверхностном пробое прозрачных диэлектриков подробно исследован в последние годы. Установлены пороги разрушения, определена их зависимость от условий фокусировки, способа обработки поверхности и длительности импульса; изучен характер разрушения и динамика его развития во времени. Основные результаты можно найти в работах [114—117]. — *Прим. ред.*

ТАБЛИЦА 6.1

Пороги повреждений в стеклах под действием излучения лазера с модулированной добротностью

Стекло	Тип	Порог повреждения, ГВт/см ²
8370	Боросиликатный крон	710
8387	Бариевый крон	710
8361	Белый крон	500
7900	«Викор»	490
7940	Силикатное стекло	470
7070	Боросиликат с низким модулем упругости	45
1423	Отожженное алюмосиликатное стекло	15,4
7740	Отпущенное боросиликатное калиброванное стекло	6,0
8363	Плотный флинт	5,6
GE-106	Кварцевое стекло	2,4
8416	Лантановое боратное стекло	2,0

ТАБЛИЦА 6.2

Пороги повреждений для разных промышленных стекол фирмы Kodak под действием излучения лазера с миллисекундным импульсом

Тип стекла	Порог повреждения, кДж/см ²	Тип стекла	Порог повреждения, кДж/см ²	Тип стекла	Порог повреждения, кДж/см ²
110	13,7	310	9,0	448	5,9
210	13,7	450	8,5	494	5,4
320	13,5	325	7,9	96	5,4
430	11,5	415	6,0	650	2,9
230	9,7	440	6,0		

ТАБЛИЦА 6.3

Порог повреждения для щелочно-галогидных соединений под действием излучения лазера с модулированной добротностью

Материал	Порог повреждения, ГВт/см ²	Материал	Порог повреждения, ГВт/см ²
NaCl	2	LiF	41
NaCl (сверхчистый, без дислокаций)	8	KCl	0,6
NaF	30		

энергии, приходящейся на единицу площади [36]. Все данные табл. 6.2 относятся к промышленным стеклам фирмы Kodak, но и для других промышленных стекол пороговые величины лежат приблизительно в тех же пределах. В табл. 6.3 представлены данные по пробую в щелочно-галоидных соединениях, полученные при помощи лазера с модулированной добротностью [33]. Данные, приведенные в этих таблицах, характеризуют приближенные величины порогов повреждений для разных материалов. Поскольку, как уже отмечалось выше, в измеренных пороговых значениях имеется большой разброс, связанный с непостоянством экспериментальных условий и качества материала, эти цифры нельзя принимать как совершенно точные абсолютные значения. Однако относительная устойчивость к пробую должна быть такой, как указано в таблицах, поскольку эти измерения проводились при неизменных условиях. При изучении лазерного пробоя следует использовать статистические методы, как это делается при изучении разрушения в механике твердого тела. Очевидно, что большее значение имеет чистота образца. Его ориентация почти не влияет на величину порога повреждения. Например, порог повреждения в хлориде натрия был приблизительно одинаковым независимо от того, перпендикулярно какой из плоскостей, (100), (110) или (111), луч входил в образец [33]. Порог повреждения зависит

ТАБЛИЦА 6.4

Относительные пороги повреждений ¹⁾ в LiF в зависимости от способа изготовления

Способ изготовления	Направлен- ные светового луча	Относи- тельный порог	Способ изготовления	Направлен- ные светового луча	Относи- тельный порог
Обычный	[001]	0,9	0,02 % Mg	[001]	3,5
Обычный	[011]	1,2	0,05 % Mg	[001]	2,3
Обычный	[111]	1,2	0,15 % Mg	[001]	2,5
Холодная обработка	[001]	1,4	Следы Са	[001]	0,7
			0,005 % Mn	[001]	2,4
Закалка от 660° С в Н ₂ О	[001]	1,4	Следы Pb	[001]	4,0
			Следы Al	[001]	5,2
γ-облучение (1,3 × × 10 ¹⁷ – 1,25 МэВ γ см ⁻²)	[001]	0,8			
0,01 % Mg	[001]	1,1			

1) Относительная величина энергии лазерного излучения на единицу мощности, вызывающая повреждение.

от способа приготовления материала. Однако он нечувствителен к обычным механическим напряжениям [37]. В табл. 6.4 приведены некоторые данные относительно лучевой прочности фторида лития в зависимости от различных условий. Эти данные относятся к лазеру с модулированной добротностью. Представлены относительные величины полной энергии в лазерном импульсе (поскольку неизвестны условия фокусировки, эти данные нельзя сравнить с данными других работ); из таблицы видно, что способ приготовления материала влияет на порог его разрушения. Согласно работе [43], добавление сапфира к двуокиси титана в количестве 0,01% может увеличить порог разрушения в 50 раз.

Величина порога разрушения полиметилметакрилата составляет приблизительно 10^8 Вт/см² в случае лазера с модулированной добротностью и 100 Дж/см² в случае лазера с миллисекундным импульсом [38].

Приведенные ниже данные по порогам повреждений относятся к случаю однократного воздействия лазерного импульса. В некоторых опытах, в частности со стеклами и полимерами, был обнаружен эффект накопления повреждений. Он состоял в том, что повреждение появлялось после воздействия на материал серии импульсов, каждый из которых в отдельности не вызывал повреждения. Это явление не выражено явно в случае щелочно-галогидных соединений [33], однако в таких материалах, как полиметилметакрилат, порог повреждения может снизиться приблизительно в три раза, если материал предварительно подвергнуть воздействию нескольких (примерно четырех или пяти) лазерных импульсов [39].

Результаты, полученные для стекла и кварца, показывают, что при некоторых условиях порог появления ВРМБ может быть выше порога возникновения повреждения. В то же время в других ситуациях ВРМБ может происходить без возникновения повреж-

ТАБЛИЦА 6 5

Пороговые величины для рубинового лазера с модулированной добротностью

Материал	Порог вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна, Вт/см ²	Порог объемного повреждения, Вт/см ²
Стекло	$1,09 \cdot 10^{10}$	$0,89 \cdot 10^{10}$
Плавленый кварц	$1,11 \cdot 10^{10}$	$1,45 \cdot 10^{10}$
Кристаллический кварц (свет распространяется вдоль оси z)	$0,89 \cdot 10^{10}$	$3,10 \cdot 10^{10}$ ($1,95 \cdot 10^{10}$ — поверхностное повреждение)

дения [40]. В табл. 6.5 приведены пороговые плотности потоков как для появления ВРМБ, так и для возникновения повреждения.

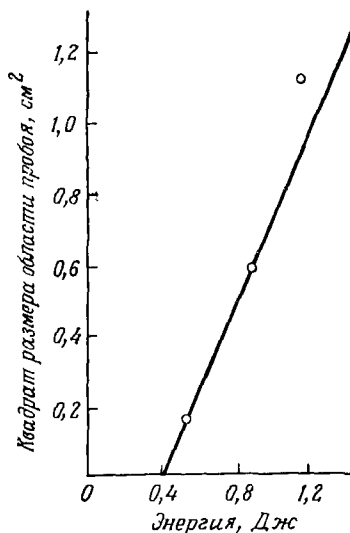
Было также отмечено, что электрические поля в световом луче при пороговых уровнях довольно близки к полям, требуемым для обычного электрического пробоя ионных кристаллов, тогда как поля, соответствующие лазерному пробую в полиметилметакрилате, много меньше, чем при обычном пробое [42].

4. Факторы, влияющие на повреждение

На процесс повреждения прозрачных материалов оказывают влияние многие факторы [16, 24]. Некоторые результаты исследования зависимости размера области разрушения в стекле от энергии излучения лазера на неодимовом стекле с модулированной добротностью, сфокусированного линзой с фокусным расстоянием 6,1 см [16], показаны на фиг. 6.7. Квадрат размера области пробоя пропорционален разности между входной энергией и критической энергией, требуемой для возникновения пробоя.

На фиг. 6.8 показана зависимость размера области пробоя от положения фокуса для линзы с фокусным расстоянием 6,1 см [16]. Эта зависимость носит немонотонный характер: имеются максимум, когда фокус расположен на малом расстоянии перед передней поверхностью, и близкий к нулю минимум, когда луч фокусируется непосредственно на переднюю поверхность. Размер области повреждения возрастает при смещении фокальной точки внутрь образца и в конце концов достигает предельного значения. Когда фокальная точка попадает на заднюю поверхность и сдвигается дальше, размер области пробоя уменьшается до нуля.

Размер области пробоя возрастает линейно с увеличением фокусного расстояния линзы [16]. Уменьшение фокусного расстояния линзы приводит к росту расходимости луча вблизи

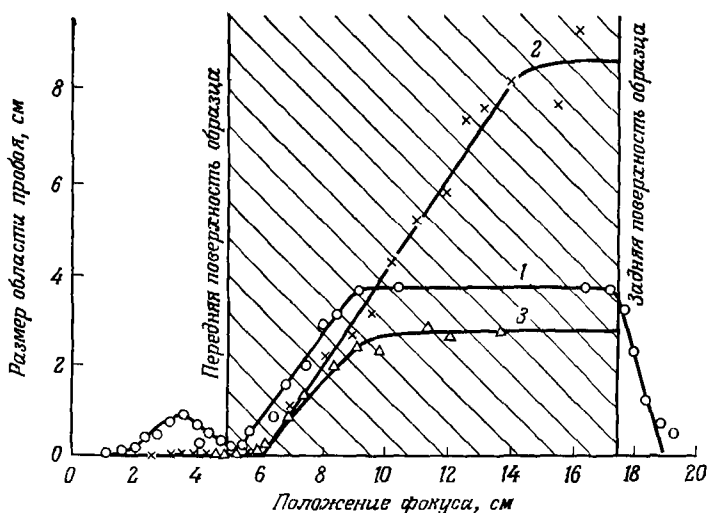


Фиг. 6.7.

Зависимость квадрата размера области пробоя в стекле от энергии импульса излучения лазера на неодимовом стекле с модулированной добротностью [16].

фокального пятна, но в то же время меняет интенсивность излучения в фокальном пятне.

В экспериментах с полиметилметакрилатом [16] не было обнаружено, чтобы на разрушение влияло изменение температуры в пределах от 77 до 370 К. Это противоречит другим результатам [20], которые свидетельствуют о том, что порог повреждения в полиметилметакрилате уменьшается приблизительно в три раза с увеличением температуры от 77 до 413 К.



Фиг. 6.8.

Зависимость размера области пробоя от положения фокуса линзы с фокусным расстоянием 6,1 см.

1 — миллисекундный лазерный импульс с энергией 10,8 Дж, полиметилметакрилат; 2 — наносекундный импульс с энергией 1 Дж; полиметилметакрилат; 3 — наносекундный импульс с энергией 1 Дж в стекле [16].

В щелочно-галогидных соединениях порог разрушения остается постоянным при изменении температуры образца от 4 до 900 К [33]. Для рубина и сапфира при увеличении температуры до 700 К порог повреждения уменьшается приблизительно на 40% от своей величины при 300 К [24].

В работе [24] была исследована зависимость порогов разрушения от длины волны лазерного излучения. Использовались лазеры с модулированной добротностью на рубине и на неодимовом стекле, а также вторые гармоники их излучения. Было найдено, что для сапфира пороги пробоя на длинах волн 1,06; 0,69; 0,53 и 0,35 мкм равны 25, 38, 15 и 20 ГВт/см² соответственно.

5. Фотопроводимость

В гл. 4 мы уже рассматривали испускание электронов с поверхности прозрачных диэлектриков. Была также обнаружена объемная фотопроводимость, возникающая под действием лазерного излучения в рубине [44, 45] и стеклах [46]. В работе [45] использовалась типичная экспериментальная установка. В кристалле рубина были просверлены отверстия для электродов, а лазерный свет фокусировался в промежуток между электродами.

Объемная фотопроводимость была обнаружена по разряду конденсатора, образованного электродами, при прохождении между электродами лазерного излучения с интенсивностью немного меньше пороговой.

Фотопроводимость в рубине появлялась при интенсивности лазерного излучения около 10^{10} Вт/см², а в силикатных стеклах и кварце — около $3,5 \cdot 10^8$ Вт/см² [46]. Важность этих результатов заключается в том, что они указывают на возникновение свободных носителей заряда в диэлектриках при уровнях интенсивности, немного меньших порога пробоя.

6. Влияние самофокусировки

Мы уже отмечали, что самофокусировка лазерного излучения может приводить к образованию разрушения в прозрачных диэлектрических материалах, и в частности к образованию в стекле длинных нитей, состоящих из пузырьков. Самофокусировка была непосредственно обнаружена при исследовании повреждений в кристаллах дигидрофосфата калия под действием вторых гармоник излучения рубинового и неодимового лазеров [47, 48]. Излучение второй гармоники с мощностью в несколько сотен киловатт фокусировалось внутрь кристаллов рубина и сапфира.

Вдоль оси лазерного луча были обнаружены длинные тонкие нити диаметром около 10 мкм и длиной до 1 см с трещинами, расположенными в разных местах вдоль нити. Нити не возникают, если на образцы действовать излучением рубинового и неодимового лазеров.

Полученный результат может быть обусловлен тем, что порог самофокусировки повышается для более длинных волн. Это служит достаточно прямым доказательством наличия в твердых телах явления самофокусировки.

Теперь, закончив обзор экспериментальных результатов по пробую прозрачных материалов, мы перейдем к рассмотрению различных возможных механизмов повреждения.

§ 4. МЕХАНИЗМЫ ПОВРЕЖДЕНИЯ

1. Гиперзвуковые волны

Результаты ряда экспериментов [49], направленных на выяснение механизма повреждения прозрачных диэлектриков под действием лазерного излучения, были интерпретированы как доказательство роли ВРМБ и гиперзвуковых волн в образовании повреждения. В этих экспериментах излучение рубинового лазера с модулированной добротностью мощностью около 20 МВт действовало на мишени из стекла, вызывая появление яркой искры. Искра возникала как на передней, так и на задней поверхности образца, по повреждению происходило лишь у задней поверхности и представляло собой круглое углубление с диаметром меньше миллиметра. На передней поверхности оставалось обожженное пятно, которое, по-видимому, возникало в результате сильного нагрева поверхности. В объеме материала никаких повреждений не происходило. В стеклянной призме полного внутреннего отражения, в которой свет дважды отражался, прежде чем выйти из нее, повреждение возникало в точках полного внутреннего отражения и в точке выхода излучения из призмы. Повреждение появлялось только в тех точках, где свет попадал на грань призмы (это исключает возможность объяснения повреждения образованием ударной волны вблизи входной поверхности призмы, так как волна распространялась бы через призму в направлении, не совпадающем с направлением распространения света). В случае если свет входит в стекло из воздуха, а выходит через поверхность, находящуюся в контакте с жидкостью с таким же показателем преломления, повреждение происходит как на входной, так и на выходной поверхностях. Если стекло погружено в жидкость, активную в отношении комбинационного рассеяния, например в бензол или сероуглерод, то повреждение происходит лишь на задней поверхности. На передней поверхности разрушение отсутствует (возможно, вследствие того, что конкурирующий рамановский процесс препятствует образованию в жидкости мощного гиперзвукового импульса).

Эти измерения дают совокупность убедительных результатов, из которых можно заключить, что процессы ВРМБ и когерентная генерация интенсивных гиперзвуковых волн причастны к образованию повреждения. Описанные выше наблюдения показывают, что при некоторых условиях другие механизмы (такие, как прямой нагрев, вызванный поглощением света, давление излучения или иные процессы, приводящие к образованию ударных волн) могут быть исключены и что результаты оказываются совместимыми лишь с предположением о ВРМБ.

Форма трещин в полимерах также указывает на связь с гипер-

звук [16]. В полиметилметакрилате трещины, ориентированные при 45° к оси светового луча, расклинены давлением, перпендикулярным к трещине. Если световая волна генерирует продольные и поперечные фононы, то напряжение сдвига, параллельное плоскости трещины, может привести к образованию первоначальной трещины, а перпендикулярное напряжение способствует расширению. Напряжение сдвига, действующее в плоскости трещины, вызвано продольными фононами, которые создают напряжение под углом 45° к световому лучу. Таким образом, для объяснения своеобразной природы трещин в полиметилметакрилате, вероятно, лучше всего привлечь механизм гиперзвуковой волны.

Таким же образом можно интерпретировать и результаты, полученные для щелочно-галлоидных соединений [17]. Исходя из механизма тепловых волн, трудно объяснить тот факт, что наиболее легко раскол происходит в плоскости, перпендикулярной световому лучу. В то же время механизм гиперзвукового раскола легко объясняет предпочтительное образование раскола, вдоль плоскости (001).

Связь ВРМБ с процессами разрушения подтверждается также другими экспериментами [40, 50, 51]. Таким образом, характер разрушения для широкого класса веществ имеет много черт, которые можно объяснить действием когерентных акустических фононов, генерируемых в процессе ВРМБ.

Чтобы вычислить импульс давления, связанный с электрострикцией, мы используем эвристические соображения. Тот же результат можно получить и более строго [52]. Наличие электрического поля световой волны приводит к появлению акустических волн, под действием которых в материале создается изменяющееся во времени электрострикционное напряжение. Так как диэлектрическая постоянная зависит от величины напряжения, то устанавливается самосогласованное состояние, при котором напряжение и изменения диэлектрической постоянной согласованы таким образом, чтобы свободная энергия, связанная с электрострикцией, была минимальной. В результате устанавливается связь между деформацией материала и вызванным ею изменением $\Delta\epsilon$ диэлектрической постоянной.

Для простоты рассмотрим изотропную среду в форме куба с размерами Δx , Δy и Δz ; пусть ориентация поля такова, что оно вызывает изменение длины образца в направлении оси z на величину δz . Изменение электростатической энергии (в единицах СГС) равно

$$(\Delta\epsilon E^2/8\pi) \Delta x \Delta y \Delta z,$$

где E — электрическое поле.

Мы приравняем эту энергию работе, совершенной давлением P при растяжении материала:

$$P dV = P \delta z \Delta x \Delta y, \quad (6.5)$$

так что

$$P = \Delta \varepsilon (E^2/8\pi) (\Delta z/\delta z). \quad (6.6)$$

Изменение плотности материала $\Delta \rho$ дается выражением

$$\Delta \rho = \rho [1/\Delta z - 1/(\Delta z + \delta z)] \Delta z \approx \rho \delta z/\Delta z, \quad (6.7)$$

откуда

$$P = \rho (\Delta \varepsilon/\Delta \rho) (E^2/8\pi). \quad (6.8)$$

Полученная величина давления должна быть равна $C \delta z/\Delta z$, где C — модуль упругости (последнее соотношение, конечно, тензорное, но в нашем приближении достаточно скалярной записи). Таким образом, получаем

$$\rho \Delta \varepsilon/\Delta \rho = C (\delta z/\Delta z) (8\pi/E^2) \quad (6.9)$$

и

$$P = CE^2 (\delta z/\Delta z E^2). \quad (6.10)$$

Теперь мы хотим сравнить давление, возникающее под действием лазерного излучения, с давлением, необходимым для образования раскола в стекле, т. е. с динамическим напряжением раскола стекла. Динамическое напряжение раскола есть напряжение, требуемое для образования раскола под действием ударной нагрузки. Оно больше, чем статическая сила растяжения материала, которая измеряется в стационарных условиях.

К сожалению, для представляющих интерес материалов не все численные значения необходимых параметров известны достаточно точно, поэтому мы можем сделать оценки только по порядку величины. Пренебрежение тензорным характером электрострикции и модуля упругости не вносит заметной ошибки при оценках. Типичная величина коэффициента электрострикции для стекла $\delta z/\Delta z E^2$ равна $5 \cdot 10^{-13}$ см²/статВ² [53]; типичная величина модуля упругости натриевого стекла составляет $7 \cdot 10^{11}$ дин/см² [54]; типичный порог появления раскола под действием лазерного излучения равен 10^{10} Вт/см² (см. табл. 6.1). Электрическое поле, связанное с лазерным излучением интенсивностью 10 ГВт/см², имеет величину около $9,1 \cdot 10^9$ статВ/см, что приводит к давлению около $3 \cdot 10^7$ дин/см². Величины динамического напряжения раскола для стекла (или для других прозрачных материалов) трудно найти в литературе. Вычисления показывают, что в случае удара микросекундной длительности величина динамического напряжения раскола для натриевого стекла неопределенного состава приблизительно равна $2 \cdot 10^9$ дин/см² [55] и 10^{10} дин/см² в случае удара миллисекундной длительности для плавленого кварца [56].

Таким образом, давление, связанное с электрострикционной силой на пороге повреждения, намного меньше, чем давление, необходимое для динамического раскола. По-видимому, качественные черты повреждения указывают на наличие электрострикционного механизма, который связан с ВРМБ. Однако количественный анализ сопряжен с трудностями. Возможную причину противоречий следует искать в пикосекундной структуре импульса и в самофокусировке. Если импульс состоит из последовательности пикосекундных импульсов, то пиковая мощность в каждом из них может быть намного больше средней мощности. Следовательно, электрострикционные давления могут оказаться больше указанных выше. До сих пор не получено экспериментальных данных, которые позволили бы выяснить влияние пикосекундной составляющей на пороги повреждения. Аналогично в случае самофокусировки измеренные фокальные площади могут оказаться больше, чем действительное сечение нитей самофокусировки. Следовательно, измеренные величины порога будут меньше действительных величин.

По-видимому, механизм ВРМБ может удовлетворительно объяснить большинство результатов опытов по повреждению прозрачных материалов. Общее мнение состоит в том, что возникновение гиперзвука в процессе ВРМБ должно влиять на повреждение. Имеются и другие данные (усугубляющие различие между вычисленным импульсом давления и динамическим напряжением раскола), которые, по-видимому, не согласуются с гипотезой гиперзвуковых волн как единственного механизма повреждения [24, 45]. На эту мысль, например, наводят наблюдения [40], показывающие, что иногда ВРМБ происходит при пороговых интенсивностях, меньших ожидаемых (см. табл. 6.5). Многие авторы полагают, что полученные ими результаты являются следствием комбинированного механизма: начальное повреждение вызвано одним механизмом, а последующее развитие повреждения — другим.

2. Многофотонное поглощение

Для объяснения возникновения повреждений в работе [45] был привлечен другой механизм — многофотонное поглощение или эквивалентная ему генерация гармоник с последующим поглощением света удвоенной частоты. В одном из экспериментов [57] повреждение в кристалле рубина, находящемся при комнатной температуре, развивалось в виде цепочки микроскопических расколов, имеющих форму дисков. Однако после охлаждения рубина до температуры 77 К в нем не было обнаружено повреждений при лазерном облучении. Этот факт был истолкован как указание на то, что повреждение вызывается многофотонным

поглощением с возбужденного уровня 2E , являющегося верхним уровнем лазерного перехода. Уровень 2E может заселяться в результате резонансного поглощения лазерного света, а последующее многофотонное поглощение может увеличить число электронов в вышележащей зоне проводимости. За этим может последовать ускорение электронов в поле лазерного луча, ударная ионизация и, наконец, образование плазмы и пробоя [24]. При низких температурах полоса поглощения, соответствующая уровню 2E , сужается, что приводит к исчезновению поглощения. Описанные ранее измерения фотопроводимости под действием света рубинового лазера были предприняты с целью подтверждения этих идей. Согласно оценкам, при больших интенсивностях (порядка 10 ГВт/см^2) плотность носителей в зоне проводимости может достигать величины 10^{15} см^{-3} [44]. Наличие электронов в зоне проводимости существенно, поскольку это означает, что могут возникать ударная ионизация и электронная лавина.

Электрон, находящийся в зоне проводимости, получает энергию W от поля световой волны E со скоростью, определяемой выражением

$$dW/dt = (e^2 E^2 / 2m\omega^2) \nu, \quad (6.11)$$

где e и m — заряд и масса электрона, ω — угловая частота падающего света, ν — частота столкновений. Это уравнение получается в результате обычного рассмотрения движения электрона в осциллирующем электрическом поле. Электрон с энергией, превышающей определенную величину W_0 , может вызвать дополнительную ионизацию при столкновении. По мере появления последующих электронов образуется поглощающая плазма. Величина напряженности электрического поля лазерного луча, необходимая для возникновения поглощающей плазмы, выражается соотношением

$$E = [2W_0 m \omega^2 \ln(n)/e^2 \nu t]^{1/2}, \quad (6.12)$$

где $n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — плотность электронов, при которой происходит полное поглощение, t — длительность лазерного импульса [58]. Согласно этой формуле, пороговая величина пробоя оказывается приблизительно равной 30 ГВт/см^2 , что находится в согласии с экспериментальными величинами ¹⁾.

Некоторые экспериментальные измерения поглощения лазерного света, проходящего через область повреждения, и исследо-

¹⁾ Корректный теоретический расчет порогов пробоя прозрачных диэлектриков в предположении, что пробой связан с многофотонной и лавинной ионизацией, выполнен в работах [118, 119]. Найденные в этих работах пороги превышают экспериментально наблюдаемые. Для согласования теории с экспериментом следует, по-видимому, привлечь явление самофокусировки или эффекты, связанные с неоднородностями. — *Прим. ред.*

вания испускания света из области повреждения также были интерпретированы [25] с привлечением ионизации вследствие многофотонного поглощения, которая приводит к образованию плазмы и последующему разогреву. Возникновение ультрафиолетового излучения при повреждении светочувствительного стекла в работе [59] было объяснено на основе многофотонных процессов.

Можно заключить, что по крайней мере в некоторых условиях многофотонное поглощение может явиться механизмом начального поглощения, инициирующим повреждение. В других же условиях зависимость повреждения от длины волны излучения, видимо, не согласуется с многофотонным поглощением [60].

3. Внутризонное поглощение

Другая возможность образования плазмы связана с оптическим поглощением внутри зоны, которое также приведет к появлению электронов в зоне проводимости с последующей электронной лавиной и пробоем. Этот механизм трудно отличить от многофотонного поглощения. Качественно эффект тот же самый. При количественном описании этого процесса для вычисления вероятностей переходов при взаимодействии электрона с фотоном в работе [61] было использовано борновское приближение. Средняя скорость внутризонного поглощения и скорость передачи энергии в решетку путем излучения оптических фононов были определены для случая, когда частота фотона намного больше частоты продольного оптического фонона. Вычисления показывают, что порог пробоя для фтористого лития равен $4,5 \cdot 10^7$ В/см, для фтористого натрия — $4,0 \cdot 10^7$ В/см, для хлористого натрия — $2,0 \cdot 10^7$ В/см. Эти величины превышают экспериментально определенные значения, но примерно в одинаковое число раз. Отношения порогов для разных веществ оказываются правильными. При учете самофокусировки можно было бы добиться лучшего согласия между вычисленными и наблюдаемыми величинами порогов.

4. Поглощение на дефектах

Некоторые авторы интерпретировали свои результаты, полагая, что первопричиной пробоя являются дефекты в исходном веществе. В работе [62] было исследовано два типа рубиновых кристаллов: одни имели порог повреждения около 10 ГВт/см², другие — около 100 МВт/см². Кристаллы второй группы обладали дополнительной полосой поглощения около $31\,400$ см⁻¹, связанной с наличием центров окраски. Было высказано предположение, что дефекты, связанные с центрами окраски, обуславливают

начальное поглощение, которое в конце концов приводит к повреждению.

В случае прозрачных полимеров начальные повреждения, по-видимому, не вызваны гиперзвуковыми волнами: повреждения возникают в местах структурных неоднородностей [20]. Точная природа неоднородностей не была определена; это могли быть, например, микротрещины. Согласно такой гипотезе, механизмом начальной фазы процесса повреждения является прямое поглощение света на неоднородностях. Начальные неоднородности приводят к увеличению поглощения падающего света. Это, вероятно, сопровождается гиперзвуковыми импульсами, так что давление и термические напряжения приводят к расширению первоначальных трещин и к нагреву до температуры теплового разрушения. Гиперзвук, возникающий в процессе ВРМБ, мог бы играть вторичную роль в раскрытии уже сформировавшихся трещин¹⁾. Это заключение базировалось на том, что похожее повреждение возникает под действием излучения импульсной разрядной лампы, которая является источником некогерентного света и поэтому не может вызвать ВРМБ.

Аналогичное заключение было сделано на основании статистических закономерностей в распределении плотности трещин в полиметилметакрилате [63]. Изучение зависимости плотности трещин от расстояния, отсчитываемого от фокальной точки, показало, что вероятность образования трещины пропорциональна плотности энергии. Если бы ВРМБ было преобладающим процессом, то амплитуда гиперзвуковой волны сильно зависела бы от плотности энергии. Плотность трещин должна была бы тогда сильнее зависеть от плотности энергии. Полученные результаты, по-видимому, свидетельствуют о том, что раскол возникает в слабых местах, первоначально имеющих в материале²⁾.

5. Микроплазма с высокой температурой

Ряд экспериментальных наблюдений наводит на мысль, что в процессе развития повреждения образуется высокотемпературная плазма: а) исследование характеристик трещин во фто-

¹⁾ Согласно [18], расширение трещин можно объяснить расклинивающим действием газов. Едва ли необходимо привлекать эффекты ВРМБ для объяснения разрушения на той стадии, когда уже имеется заметное поглощение света. — *Прим. ред.*

²⁾ Вопросу о влиянии неоднородностей (в том числе поглощающих) на порог разрушения прозрачных диэлектриков посвящено значительное число исследований. Анализ поведения неоднородности в поле излучения при линейном поглощении дан в работах [120, 121]. Зависящий от температуры коэффициент поглощения рассмотрен в работе [122]. В работе [123, 124] учтено возрастание поглощения в результате возникновения поглощающего ореола вокруг малой неоднородности. — *Прим. ред.*

ристом литии показало, что на поздних стадиях развития разрушения возникает сильное тепловое поглощение [17]; б) в результате спектральных измерений было установлено, что температура мишени достигает 5000 К и что в плазме имеются ионизованные компоненты, которые образуются при температуре порядка 20 000 К [27, 28]; в) при исследовании поврежденного материала были обнаружены тонкие нити, исходящие из области, в которой стекло мелко раздроблено. Это свидетельствует о том, что в момент разрушения имелось расплавленное стекло и температура была действительно достаточно высокой [27]; г) высокоскоростная съемка процесса разрушения полистирола показывает, что из области разрушения в момент разрушения выбрасывается нагретый газ [64]. Наличие газовой струи указывает на высокую температуру вещества; д) результаты исследования повреждений в стекле, вызываемых миллисекундными импульсами рубинового или неодимового лазеров с энергией в несколько единиц на 10^5 Дж/см², были интерпретированы в предположении, что имеется малое линейное поглощение света, различное для этих двух длин волн и связанное с разными повреждениями в материале. Согласно оценке [65], это малое поглощение могло бы привести к нагреванию до температуры примерно 1000° С.

На основе этих наблюдений появилась модель повреждения под действием термических напряжений [20, 66]. Согласно этой тепловой модели, в небольшом объеме вблизи фокальной точки происходит нагрев и испарение. Быстрый нагрев и давление, оказываемое испаренным материалом, приводят к образованию волны давления в материале. В некоторой области вблизи фокуса напряжение превышает предел прочности материала, в результате чего в нем происходит растрескивание и возникают другие повреждения.

Необходимо отметить, однако, другие экспериментальные работы, которые показывают, что не все повреждения могут быть отнесены на счет термических напряжений [16, 24].

6. Суперпозиция волн напряжения

Существенной особенностью другого механизма, предложенного для объяснения повреждения в прозрачных твердых телах, является кумуляция упругих напряжений, приводящая к большому увеличению амплитуды напряжения. При этом предполагается, что даже в номинально прозрачных материалах существует небольшое поглощение. Если через материал проходит очень большое количество энергии, то небольшая ее часть поглощается. Хотя доля поглощенной энергии относительно мала, она выделяется за время, малое по сравнению с временем релаксации

упругих напряжений в материале. Поглощенная энергия увеличивает давление в области поглощения. В процессе разгрузки по веществу распространяются волны разрежения, которые при определенных условиях могут взаимодействовать между собой, вызывая большие напряжения, даже если их первоначальные амплитуды были относительно малы.

Нестационарные изменения давления были проанализированы рядом авторов [67—69]. Для определения нестационарных давлений были использованы разные математические методы. Однако все они предсказывали возникновение очень больших давлений вблизи центра предполагаемой геометрической конфигурации, обусловленной распределением лазерного излучения. Например, в работе [67] рассматривалась цилиндрическая форма области поглощения. Решение соответствующих волновых уравнений показало, что волны разрежения с возрастающей амплитудой движутся внутрь от границы цилиндра. В центре цилиндра должно произойти увеличение давления за время, равное радиусу цилиндра, деленному на скорость волны давления¹⁾. Расчеты показали, что в случае излучения с интенсивностью 1 ГВт/см^2 давление может достигнуть величины 10^{12} дин/см^2 , даже если коэффициент поглощения равен лишь 1 см^{-1} . Решения уравнений, основанные на принципе суперпозиции импульсов давления, привели к еще одной гипотезе образования раскола в прозрачных средах под действием лазерного излучения.

7. Повреждение поверхности

Повреждение поверхности может произойти при меньших величинах интенсивности лазерного излучения, чем объемное повреждение²⁾. Один из механизмов, предложенных для объяснения пробоя на поверхности стекла, возник на основе наблюдений, показавших, что химическая обработка повышает порог возникновения разрушения [70]. Этот механизм включает в себя следующие этапы:

а) поглощение лазерного света радикалами ОН, которые присутствуют на поверхности и связаны водородными связями, вызывающее в результате флуоресценцию;

б) тушение флуоресценции, приводящее к химической реакции;

1) Решение задачи о сходящейся акустической волне в цилиндрической геометрии, предсказывающее, в частности, неограниченный рост напряжений на оси, было получено в работе [112]. — *Прим. ред.*

2) Поверхностный пробой прозрачных диэлектриков исследован в работах [30, 114—117, 125]. Обзор исследований по лучевой прочности стекол дан в работе [126]. — *Прим. ред.*

- в) возрастание локальной напряженности поля в результате химической реакции;
- г) пробой.

8. Выводы

Имеется большое количество данных относительно механизмов, ответственных за повреждение прозрачных материалов. Эти данные отчасти противоречивы. Вполне вероятно, что в различных материалах преобладающую роль играют разные механизмы. Также допустимо, что различные механизмы могут действовать одновременно. Например, процесс зарождения повреждения может быть вызван гиперзвуковой волной, генерируемой при ВРМБ, но как только появился начальный центр повреждения, он будет поглощать лазерное излучение, что приведет к возникновению области с высокой температурой, волны термонапряжений и обычной картины повреждений. Несомненно, что по крайней мере в некоторых случаях образуется высокотемпературная плазма.

Очевидно, обычный электрический пробой диэлектрика не имеет места. В полиметилметакрилате электрическое поле, соответствующее пробую, приблизительно равно 100 кВ/см, что меньше напряженности, необходимой для статического пробоя.

Количественные расчеты для этих механизмов неудовлетворительны. Вычисления порогов в соответствии с различными предполагаемыми механизмами приводят к величинам, которые не очень хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Необходима еще большая экспериментальная работа. Вследствие явления самофокусировки и наличия пикосекундной составляющей трудно определить точное значение интенсивности в точке пробоя для луча лазера с модулированной добротностью. Возможно даже, что измеряемые пороги повреждения являются в действительности порогами самофокусировки. Если бы эти эффекты учитывались, пороги повреждения могли бы оказаться существенно отличными от тех, которые выводятся из экспериментальных данных без учета этих явлений.

§ 5. ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЗРАЧНЫЕ ЖИДКОСТИ

Не все типы повреждений, характерные для твердых тел, присущи жидкостям. Однако в жидкостях, прозрачных для световых потоков небольшой интенсивности, могут возникать пробой и импульсы давления. Ясно, что эти явления связаны с теми же механизмами, которые вызывают повреждения в твердых телах. Поэтому имеет смысл кратко описать некоторые из этих эффектов.

Одним из первых результатов было наблюдение нелинейного поглощения света в сероуглероде [72]. Отношение интенсивности света, прошедшего через ячейку с сероуглеродом, к интенсивности света, падающего на ячейку, уменьшалось с ростом интенсивности. В опыте использовался рубиновый лазер с максимальной мощностью 1 МВт и фокусирующая линза с фокусным расстоянием 4,83 см. Было найдено, что поперечное сечение нелинейного поглощения света пропорционально мощности падающего излучения; это было интерпретировано как двухфотонное поглощение.

Образование плазмы и кавитация под действием лазерного излучения наблюдались в жидкости одновременно с ВРМБ [73]. При пропускании луча гелий-неонового лазера непрерывного действия под углом 10° к лучу рубинового лазера с модулированной добротностью, падающего на ячейку с жидкостью, были обнаружены акустические волны в воде. Акустические волны наблюдались по линзовому эффекту с помощью излучения гелий-неонового лазера. На интерферограммах был виден частотный сдвиг рассеянного света, характерный для рассеяния Мандельштама — Бриллюэна. Одновременно происходило образование плазмы, о чем можно было судить по потоку мелких пузырьков в воде и по интенсивному излучению белого света. Эти результаты были интерпретированы следующим образом. Первоначальное поглощение связано с ВРМБ; затем лазерный свет поглощается образующейся плазмой, что приводит к возникновению ударной волны. Исследования искры показали, что она излучает как черное тело с температурой 15 000 К [74].

Ударные волны, генерируемые в воде под действием излучения лазеров с модулированной добротностью, были изучены с помощью теневых фотографий [75, 76]. Центральные области в сферических ударных волнах обнаруживали яркое свечение. Вдоль лучей рубинового и неодимового лазеров с модулированной добротностью в воде возникало несколько слабых сферических ударных волн. При использовании дистиллированной фильтрованной воды число ударных волн значительно уменьшалось. Это было интерпретировано как указание на то, что образование ударных волн связано не с прямым поглощением лазерного излучения молекулами воды, а с наличием в ней примесей. Было найдено, что давление в ударных волнах превышает 200 кбар [75].

Для регистрации акустических волн, возбуждаемых излучением рубинового лазера с модулированной добротностью в воде и других жидкостях, были выполнены аналогичные измерения [77, 78] с применением акустических зондов. Результаты показали, что генерация акустических волн большой амплитуды происходит одновременно с пробоем. Акустические волны возникали в фокальной области и, распространяясь в том же направлении, что и падаю-

щий лазерный луч, не были непосредственно связаны с ВРМБ. Акустический переходный процесс содержал широкополосные импульсы давления, с частотными компонентами вплоть до 2400 МГц. Пробой сопровождался вспышкой белого света вблизи фокальной области и иногда выбросом жидкости над поверхностью образца. Импульсы давления, вызванные лазерным излучением, на расстоянии приблизительно 3 мм от области пробоя имели максимальную величину порядка $5 \cdot 10^8$ дин/см². Был сделан вывод о том, что в образовании пробоя играют роль газы, растворенные в жидкости.

Описанные в этом разделе результаты исследований, посвященных жидкостям, показывают, что имеется значительное разнообразие явлений, зависящих от интенсивности, которые происходят при фокусировании в номинально прозрачные жидкости мощного лазерного излучения. Эти явления могут включать в себя пробой, образование плазмы и генерацию акустических волн с высоким давлением, вызывающих выброс жидкости из кюветы [79]¹).

§ 6. ПОВРЕЖДЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В некотором смысле полупроводники непрозрачны. Межзонное поглощение может быть очень сильным для излучения с длинами волн, которые короче края поглощения полупроводника; даже на больших длинах волн полупроводник может быть менее прозрачным вследствие поглощения на свободных носителях. В случае большого поглощения полупроводники могут вести себя подобно металлам и для них характерны явления, описанные в гл. 3. В некоторых других случаях процессы повреждения могут отличаться от тех, которые происходят в металлах [80]. Поглощение может зависеть от интенсивности, поэтому наряду с обычными прозрачными материалами здесь уместно рассмотреть и повреждения в полупроводниках.

Слабо легированный кремний при температуре 300 К имеет коэффициент поглощения около 30 см^{-1} на длине волны излучения неодимового лазера, равной 1,06 мкм. Это означает, что свет поглощается на большей длине, чем в металлах. Механизм поглощения состоит в том, что образуются электронно-дырочные пары,

¹) Среди исследований по пробое жидкостей следует особо отметить работы [127, 128], в которых изучен пробой жидкого гелия. Большое преимущество этого случая состоит в том, что сравнительно легко удается получить жидкий гелий весьма высокой чистоты и исключить, таким образом, влияние возможных примесей на порог пробоя. То, что влияние примесей может быть значительным, следует, например, из результатов работы [129]. Теоретический расчет порога пробоя жидкого гелия выполнен в статье [130]. — *Прим. ред.*

которые рекомбинируют, передавая энергию кристаллической решетке. Таким образом, повреждение в слабо легированном кремнии под действием излучения неодимового лазера происходит в результате нагрева при описанном процессе. В сильно легированном кремнии коэффициент поглощения намного больше и повреждение в нем происходит так же, как в металлах [80].

Было выяснено, что при облучении Ge, Si, GaAs, GaSb, InSb и CdSe светом обычного рубинового лазера повреждение зависит от плотности энергии лазерного излучения, типа полупроводника, электропроводности образца, кристаллографической ориентации и состояния поверхности кристалла [81]. При небольших плотностях энергии (5—10 Дж/см²) под микроскопом видны незначительные изменения поверхности. По мере возрастания плотности энергии появляются резкие линии трещин и ямки термического травления. Если плотность энергии возрастает еще больше (20—30 Дж/см²), возникают глубокие круглые кратеры. В центре кратеров имеются возвышения, поднимающиеся над поверхностью материала. Эти результаты были получены в условиях, когда энергия фотона была больше ширины запрещенной зоны и, следовательно, имело место сильное межзонное поглощение.

Свободные носители, возникающие при межзонном поглощении, также вносят дополнительный вклад в поглощение. В результате в полупроводнике может происходить тепловое образование очень плотной электронно-дырочной плазмы. Поглощение сильно зависит от интенсивности. Для получения плазмы с плотностями от 10^{18} до 10^{19} см⁻³ в германии, кремнии и других полупроводниках в опытах [82] были использованы импульсы излучения аргонового лазера с интенсивностью 200 кВт/см². Повреждения, связанные с генерацией плазмы, имели вид регулярно расположенных мелких углублений и трещин [83]¹⁾.

§ 7. ПОВРЕЖДЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ ЛАЗЕРОВ

Очень мощные лазеры могут разрушаться под действием собственного излучения. Кристаллы, зеркала и другие оптические компоненты, подвергающиеся облучению лазерным светом с очень большой интенсивностью излучения, рано или

¹⁾ В последние годы проведено много экспериментальных и теоретических исследований воздействия на полупроводники излучения СО₂-лазеров, работающих в непрерывном режиме. Интерес к таким исследованиям связан в основном с тем, что полупроводниковые кристаллы используются в качестве материалов для оптических элементов, работающих в инфракрасной области. Экспериментальные исследования описаны в работах [131, 132]. Они согласуются с теоретической моделью, основанной на перегревном механизме разрушения, аналогичном тепловому взрыву или тепловому пробою. Соответствующие расчеты проведены в работах [133, 134]. — *Прим. ред.*

поздно портятся. Это обстоятельство представляет экономический интерес для тех, кто использует лазеры. Особенно дорогостоящими являются рубиновые или неодимовые лазерные стержни, используемые для получения импульсов излучения с высокой пиковой мощностью. Мощность внутри оптического резонатора может быть много больше излучаемой мощности, так что материалы, используемые в самом лазере, подвергаются очень большому риску.

Заметим, что определяющим фактором является величина мощности, приходящаяся на единицу площади, а не абсолютная мощность. Поэтому в настоящее время большинство импульсных лазеров конструктивно выполняется в виде комбинации из задающего генератора и усилителя мощности. Импульсы на выходе генератора имеют относительно небольшую мощность. Затем они усиливаются в усилителе с большим поперечным сечением, так что мощность, приходящаяся на единицу площади, никогда не становится слишком большой.

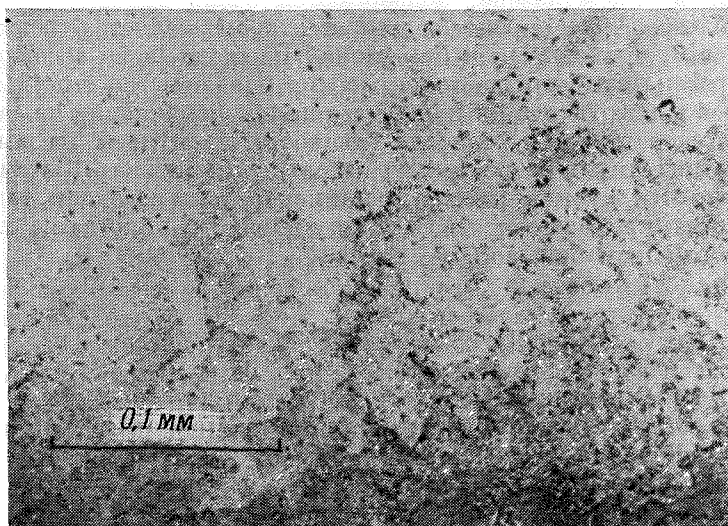
1. Повреждение в рубиновых стержнях

Генерация больших мощностей в лазерных кристаллах может привести к повреждению самого кристалла. Обычно повреждения происходят в лазерах с модулированной добротностью. Лазеры с миллисекундным импульсом, в частности рубиновые, в меньшей степени подвержены повреждению.

При уровнях мощности около 10^7 Вт на концах рубиновых стержней диаметром около 6 мм, используемых в лазерах с модулированной добротностью, иногда возникают повреждения. Типичная фотография такого повреждения показана на фиг. 6.9. На поверхности рубина видны углубления, имеющие размеры порядка микрона. Такие повреждения образуются постепенно. Вначале они возникают в малой области, затем по мере использования рубина охватывают все большую площадь. Конечно, по мере роста повреждения выходная энергия лазера уменьшается. Активный элемент можно вновь использовать, отполировав заново концы стержня. Степень повреждения может значительно изменяться. Повреждение быстро возрастает в некоторых рубинах, используемых при пиковых мощностях порядка 10 МВт, и развивается медленнее или полностью отсутствует в других рубинах, применяемых при одинаковых уровнях мощности. Одним из механизмов такого повреждения может быть испарение пылинок, находящихся на поверхности рубинового стержня, или нагрет небольших поглощающих включений вблизи поверхности стержня, например малых частиц, внедренных при полировке. Повреждения этого типа можно уменьшить, предохраняя торцы стержня от пыли во время работы лазера. При очень высоких уровнях

мощности может произойти полное разрушение конца стержня, сопровождающееся иногда его откалыванием. Можно уменьшить повреждение торцевой поверхности стержня, погружая ее в воду.

При уровнях мощности порядка 10^8 Вт и выше происходит внутреннее повреждение стержня. В нем обычно образуются



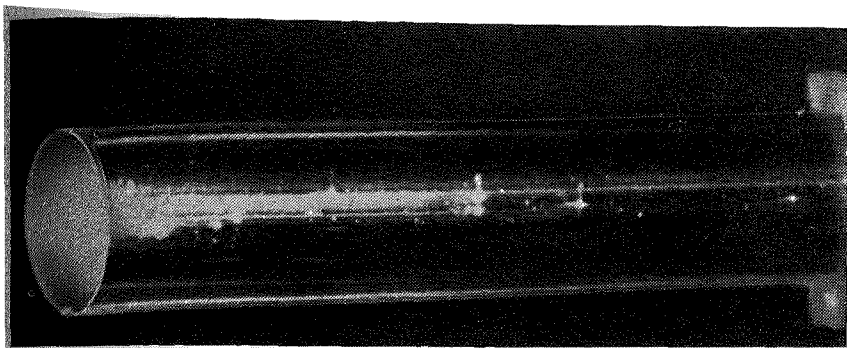
Фиг. 6.9.

Поверхность торца рубинового лазерного стержня диаметром 6,4 мм, подвергнутая воздействию 1000 импульсов излучения в лазере с выходной мощностью около 2 МВт.

Видны небольшие углубления размером около 10 мкм. Эти повреждения приводят к уменьшению выходной энергии лазера. Повреждения этого типа появляются не у всех рубиновых образцов.

пузырьки и трещины, что приводит к уменьшению выходной энергии. Исследование под микроскопом обнаруживает, что повреждение представляет собой совокупность маленьких сферических полостей внутри рубина. Внутреннее повреждение не обязательно сопровождается повреждением торцевых поверхностей стержня. Если и дальше использовать стержень, пузырьки и трещины будут расти и возникать во все новых областях стержня. В конечном итоге они вызывают разрушение стержня и делают невозможным его дальнейшее использование. При очень больших уровнях мощности повреждение может возникнуть и в течение одного импульса. На фиг. 6.10 показаны центры рассеяния и полости, образовавшиеся в рубиновом стержне диаметром 16 мм под действием нескольких вспышек с пиковой мощностью 200 МВт.

Несмотря на очевидную важность исследования таких повреждений с точки зрения использования рубиновых лазеров, эта проблема не привлекла большого внимания. Большинство исследований по действию лазерного излучения на такие материалы, как рубин, были проведены с образцами, помещаемыми в сфокусированный лазерный луч вне резонатора лазера [84]. Систематическим исследованиям повреждения рубиновых стержней, находящегося внутри лазерного резонатора, посвящено относительно небольшое число опубликованных работ.



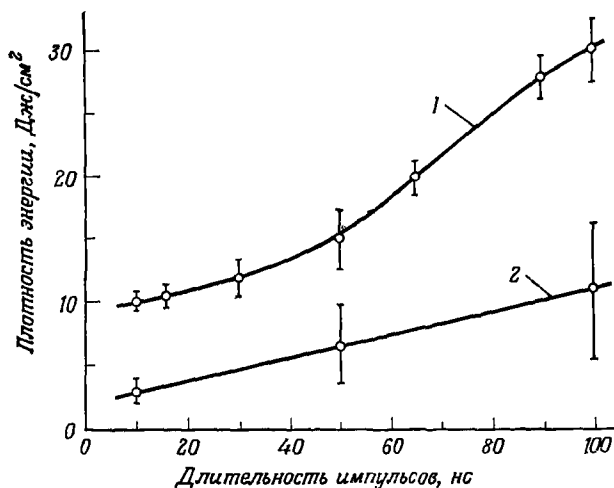
Фиг. 6.10.

Центры рассеяния в рубиновом лазерном стержне диаметром 16 мм.

Центры рассеяния освещены лучом гелий-неонового лазера, распространяющимся вдоль оси стержня. Стержень был подвергнут действию около 20 вспышек излучения в лазере с выходной мощностью 200 МВт.

В одной из работ [85], где изучалось повреждение стержней, используемых в лазерах с модулированной добротностью, была измерена пороговая плотность энергии, соответствующая повреждению за один импульс, как функция длительности импульса. Повреждение в рубинах с ориентацией оси с под углом 60° относительно оси стержня происходит при больших порогах, чем повреждение в рубинах с ориентацией кристаллографической оси с под углом 90° относительно оси стержня. На фиг. 6.11 приведены типичные данные для порогов повреждения. Стержень считался поврежденным, если в нем после первой лазерной вспышки появлялись пузырьки; таким образом, полученные пороговые энергии соответствуют образованию пузырьков в новом стержне. Первое повреждение возникало на выходном конце стержня и от вспышки к вспышке постепенно распространялось по направлению к противоположному концу. Измеренные величины порога разрушения при данной длительности импульса имели сильный разброс, связанный с большим различием самих кристаллов,

а также с невоспроизводимостью экспериментальных условий при смене кристалла. Если стержень уже был поврежден, второе определение порога повреждения для него уже невозможно. Ясно, что порог повреждения не соответствует постоянному значению мощности. Пороговая интенсивность уменьшается при увеличении длительности импульса. Порог повреждения, выраженный в единицах энергии, проходящей на единицу площади, в случае



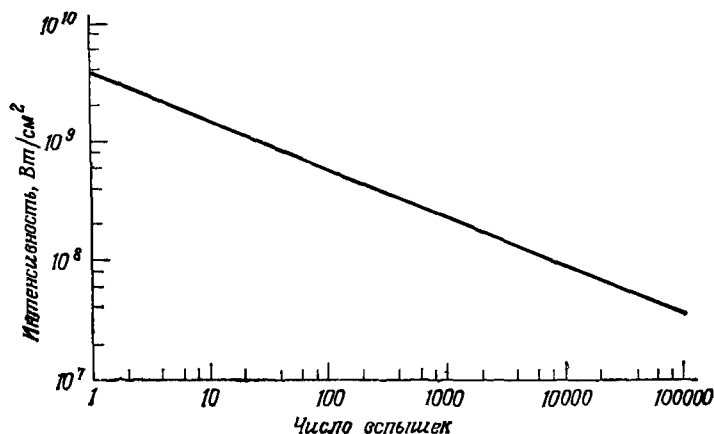
Фиг. 6.11.

Пороговая энергия появления внутренних повреждений в рубиновом (1) и неодимовом (2) лазерных стержнях [85].

миллисекундных импульсов, конечно, сильно возрастает. Повреждение, характеристики которого показаны на фиг. 6.11, возникло под действием собственно лазерного света. При облучении рубина мощной импульсной лампой в отсутствие генерации не было обнаружено никаких повреждений.

Другой метод определения порога разрушения состоит в измерении числа вспышек, необходимого для появления повреждения при данном уровне интенсивности. На фиг. 6.12 показана зависимость числа вспышек до появления повреждения от интенсивности излучения лазера с модулированной добротностью длительностью 10 нс [86]. На этом графике указано число вспышек, после которого выходная мощность лазера при неизменных условиях возбуждения уменьшалась на 30%. При уровнях интенсивности в диапазоне гига watt на квадратный сантиметр повреждение происходит приблизительно за одну вспышку. Эти данные были получены в результате усреднения по нескольким рубиновым стержням с различными диаметрами.

Из данных, представленных на фиг. 6.11 и фиг. 6.12, ясно, что порог повреждения зависит как от мощности, так и от энергии в лазерном импульсе. Для максимального использования кристалла при заданном уровне энергии необходимо по возможности увеличить длительность импульса. С другой стороны, если требуется определенная пиковая мощность, то длительность импульса следует по возможности уменьшить.



Фиг. 6.12.

Зависимость числа вспышек, необходимых для появления повреждения рубиновых стержней, от интенсивности излучения длительностью 10 нс [86].

Как видно из фиг. 6.12, после многих вспышек рубиновые стержни, используемые в лазерах с модулированной добротностью, портятся даже при относительно небольших уровнях мощности. После нескольких тысяч вспышек при мощности лазерного излучения 10 МВт в рубиновом стержне диаметром 6,4 мм появляются маленькие изолированные пузырьки.

В другой работе [87] показано, что более значительные повреждения возникают под действием импульсов, генерируемых в режиме синхронизации мод. Пузырьки легче возникают, если на огибающей импульса излучения лазера с модулированной добротностью наблюдаются сильные флуктуации с частотами порядка гигагерц. Это согласуется с данными, представленными на фиг. 6.11, если их экстраполировать на более короткие времена. Допустимые выходные энергии для очень коротких импульсов должны быть меньше.

Следует особо отметить, что указанные выше уровни мощности, приходящейся на единицу площади, являются величинами, усредненными по площади торца стержня. Возможно, что если генера-

ция локализуется в «горячих» нитях, то пороги повреждения окажутся превышенными в небольших областях, тогда как средняя по сечению торца величина будет ниже порога повреждения. По этой причине осуществление модуляции добротности при помощи просветляющихся красителей с большей вероятностью ведет к повреждению. Краситель может просветлиться в локальной области и способствовать нитевидному режиму работы лазера, в то время как, например, затвор Керра открывает полностью весь торец рубинового стержня. Чтобы избежать повреждения, необходимо добиваться однородного распределения интенсивности по поперечному сечению рубинового стержня. Использование кювет с жидкостью, в которой возможна самофокусировка, может усилить повреждение (88). Использование рубиновых стержней с матированной боковой поверхностью, вероятно, уменьшает возможность повреждения, поскольку в случае матированной поверхности свет распределен по поперечному сечению стержня более равномерно, чем в случае полированной поверхности. Картина повреждений в рубиновых лазерных стержнях коррелировала с имеющимися в стержнях оптическими неоднородностями [89].

Таким образом, рубиновые стержни, используемые в лазерах с модулированной добротностью, подвержены повреждению от действия лазерного излучения. Если требуются очень высокие уровни мощности (сотни мегаватт), то потребитель должен быть готов к тому, что ему придется оплачивать частую смену стержней. При условии соблюдения соответствующих мер предосторожности и поддержания соответствующих уровней интенсивности, рубиновый стержень в лазере с модулированной добротностью может служить в течение многих тысяч импульсов.

Проведенное обсуждение относилось только к режиму работы генератора с модуляцией добротности. Рубиновые стержни, используемые в режиме генерации миллисекундного импульса, не обнаруживают явных повреждений под действием самого лазерного излучения. При многократных вспышках может произойти постепенное уменьшение выходной энергии. По-видимому, это справедливо для рубинов, выращенных как методом Чохральского, так и методом Вернейля. Снижение энергии сопровождается едва уловимым изменением цвета, при котором стержень приобретает коричневатый оттенок [90]. Повреждение, очевидно, вызвано ультрафиолетовым светом ламп накачки, создающим в стержне центры окраски. Повреждений этого типа можно избежать, окружая стержень соответствующим светофильтром. При постоянных условиях работы энергия лазера может уменьшиться и составлять некоторую долю от начального значения через несколько сотен вспышек. Точная величина убывания изменяется от стержня к стержню; некоторые стержни обнаруживают 20%-ное уменьше-

ние выходной энергии после 1000 вспышек, а другие — уменьшенные почти наполовину после 500 вспышек. К значительному, но не полному восстановлению выходных характеристик может привести отжиг стержня в течение 24 ч при температуре 900° С.

2. Повреждение в неодимовых стеклах

Некоторые данные относительно порогов повреждения стержней из силикатного стекла в лазерах с модулированной добротностью приведены на фиг. 6.11, где дана зависимость порога от длительности лазерного импульса. По мере увеличения длительности импульса пороговая плотность энергии разрушения возрастает, так что для импульсов миллисекундной длительности порог повреждения того же стекла приблизительно равен 200 Дж/см². Результаты, приведенные на фиг. 6.11, характерны для лазерных стекол старого типа, содержащих включения платины.

Общепризнано, что повреждение в лазерных стержнях из неодимового стекла связано с неоднородностями самого стекла. Считают, что за повреждение стекол ответственны включения платины, попадающие в стекло в процессе производства [85, 91]. Если стекла изготовлены без примеси платины, пороговая величина энергии повреждения, приходящейся на единицу площади, значительно выше величин, приведенных на фиг. 6.11. В настоящее время для варки стекла платиновые тигли уже не используются. Значительно улучшились свойства лазерных стекол по отношению к повреждениям в результате использования цельнокерамических тиглей. Были получены стекла с порогом повреждения в случае модуляции добротности, равным нескольким сотням джоулей на квадратный сантиметр [92].

Повреждение поверхности лазерных стекол обычно происходит при меньших уровнях, чем объемные повреждения. Значительное повышение порога повреждения поверхности можно получить, применяя химическую полировку [93]. После полировки в течение 45 мин в 10%-ном растворе плавиковой кислоты в глицерине порог поверхностного повреждения возрастал от 35 до свыше 350 Дж/см² (что соответствует порогу объемного повреждения).

В отличие от рубина стержни из неодимового стекла часто повреждаются при работе в режиме миллисекундных импульсов. Некоторые из этих повреждений могут возникать вследствие термических напряжений, вызванных светом накачки. Имеются некоторые данные, показывающие, что к повреждению могут привести внутренние неоднородности типа микротрещин, возникающих в результате локального теплового расширения в стеклянном стержне [94]. Для лучших стеклянных стержней порог повре-

ждения в режиме миллисекундной длительности импульса может достигать 1000 Дж/см^2 .

ТАБЛИЦА 6.6

Пороги повреждения в лазерных стеклах

Тип импульса	Условия	Порог, Дж/см ²
Обычный импульс, длительность 1 мс	Лазерный стержень изготовлен в керамическом тигле	1000
Импульс лазера с модулированной добротностью, длительность 30 нс	Стекло с включением платины	10
	Стекло с диэлектрическими включениями	50
	Стекло с пузырьками	500
	Однородный лазерный стержень, изготовленный в керамическом тигле; самофокусировка отсутствует	500
Импульс в режиме синхронизации мод; длительность 3–10 пс	Луч сфокусирован вне резонатора в образец из стекла	≥ 500
	Однородный лазерный стержень, изготовленный в керамическом тигле; имеет место самофокусировка	60–100 (внутри) 20–30 (на поверхности)
	Однородный лазерный стержень, изготовленный в керамическом тигле	≥ 5

В табл. 6.6 приведены пороги повреждения для лазерного неодимового стекла, определенные в различных условиях для разных длительностей лазерного импульса.

3. Повреждение других компонентов лазера

В лазерных системах большой мощности могут повреждаться не только сами лазерные стержни, но и другие компоненты, входящие в эти системы. При многократной работе лазера на поверхностях таких элементов, как отражающие призмы, кюветы с жидкостью и полированные пластины, используемые в качестве резонансных отражателей, возникают углубления и расколы. Используемые во многих лазерах диэлектрические зеркала, конечно, чувствительны к повреждению и при очень больших пиковых мощностях лазерного излучения очень быстро

разрушаются. В лазерах, которые предполагается использовать при мощностях 100 МВт или выше, обычно в качестве зеркал лучше применять не диэлектрические зеркала, а резонансные отражатели в виде стоп или отражающие призмы. При уровнях мощности излучения порядка 10—20 МВт диэлектрические зеркала выдерживают несколько сотен вспышек. В работе [95] описан метод уменьшения повреждения путем погружения диэлектрического зеркала в жидкость. Срок службы зеркал можно увеличить, предохраняя их от грязи и пыли.

Часто повреждаются склеенные линзы, используемые для фокусировки лазерного излучения. При уровнях мощности порядка 1 МВт склеивающий материал (обычно канадский бальзам) темнеет приблизительно через 100 вспышек. При больших уровнях мощности клей портится быстрее и может разрушиться за одну вспышку. В одном из опытов [96] сложная линза была изготовлена без применения канадского бальзама. В этом случае раскол произошел внутри одной из линз в результате фокусировки в ней света, отраженного от поверхности линзы. Таким образом, изготовленный без применения клея двухлинзовый объектив, предназначенный для фокусировки мощного лазерного излучения, должен быть сконструирован так, чтобы отраженные от поверхности лучи не фокусировались внутри какой-либо из линз. Такие объективы можно использовать при больших уровнях мощности лазерного излучения, чем склеенные объективы. В работе [97] приведены конструктивные соображения, позволяющие свести к минимуму повреждения линз.

Часто повреждение происходит в линзах, расположенных вблизи мишени, под действием вещества, испаренного из мишени. Для предохранения линзы между нею и мишенью можно поместить защитную стеклянную пластинку или майларовую пленку.

Необходимо признать, что при очень больших мощностях лазер является саморазрушающимся устройством. Следует ожидать возникновения повреждений и организовать специальное обслуживание, чтобы обеспечить работу лазера при высоких уровнях мощности. Обычно наиболее серьезным является повреждение самого лазерного стержня, так как стоимость других элементов лазерной системы чаще всего намного меньше стоимости стержня; эти элементы можно заменять с меньшими затратами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hercher M., Journ. Opt. Soc. Amer., 54, 563 (1964).
2. Bernal G. E., Journ. Opt. Soc. Amer., 55, 602 (1965).
3. Ready J. F., Industrial Research, p. 44 (August 1965).
4. Pitha C. A., Air Force Cambridge Res. Lab. Rep. No. 67-0317 (February 1967).
5. Garmire E., Chiao R. Y., Townes C. H., Phys. Rev., Lett., 16, 347 (1966) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения, изд-во «Мир», 1968).

6. Chiao R. Y. et al., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-2, 467 (1966).
7. Brewer R. G., Lifshitz J. R., Phys. Lett., 23, 79 (1966) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
8. Brewer R. G. et al., Phys. Rev., 166, 326 (1968).
9. Lallemand P., Blombergen N., Phys. Rev. Lett., 15, 1010 (1965) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
10. Shen Y. R., Shaham Y. J., Phys. Rev. Lett., 15, 1008 (1965).
11. Hauchecorne G., Mayer G., Compt. Rend., 261, 4014 (1965).
12. Chiao R. Y., Garmire E., Townes C. H., Phys. Rev. Lett., 13, 479 (1964) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
13. Shapiro S. L., Giordmaine J. A., Wecht K. W., Phys. Rev. Lett., 19, 1093 (1967).
14. Yariv A., «Quantum Electronics», Ch. 25. Wiley, New York, 1967.
15. Chiao R. Y., Townes C. H., Stoicheff V. P., Phys. Rev. Lett., 12, 592 (1964) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
16. Ашкинадзе Б. М. и др., ЖЭТФ, 50, 1187 (1966).
17. Волкова Н. В. и др., ФТТ, 8, 2668 (1966).
18. Баренблатт Г. И. и др., ЖЭТФ, 54, 1337 (1968).
19. Новиков Н. П. и др., ФТТ, 10, 3751 (1968).
20. Волкова Н. В. и др., ФТТ, 9, 1868 (1967).
21. Whiteman P., Wilson G. W., Nature, 208, 66 (1965).
22. Bradley D. J., Engwell M., Komatsu H., Nature, 208, 1081 (1965) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
23. Bernal E., Ready J. F., in High Temp. Techn. Proc. Int. Symp. 3rd, Asilomar, Calif., September 17—20, 1967, Butterworths, London and Washington, D.C., 1969.
24. Зверев Г. М. и др., ЖЭТФ, 53, 1849 (1967).
25. Dupont H., Donzel A., Ernest J., Appl. Phys. Lett., 11, 271 (1967).
26. Budin J. P., Raffy J., Appl. Phys. Lett., 9, 291 (1966).
27. Harper D. W., Brit. Journ. Appl. Phys., 16, 751 (1965).
28. Archbold E., Harper D. W., Hughes T. P., Brit. Journ. Appl. Phys., 15, 1321 (1964).
29. Беляев Л. М., Головистиков А. Н., Набатов В. В., ФТТ, 10, 3733 (1968).
30. Лихачев В. М., Салманов В. М., Ярошецкий И. Д., ФТТ, 10, 290 (1968).
31. Хазов Л. Д., Шестов А. Н., Тихомиров Г. П., ЖТФ, 38, 1362 (1968).
32. Davit J., Soulie M., Compt. Rend., 261, 3567 (1965).
33. Olness D., Journ. Appl. Phys., 39, 6 (1968).
34. Olness D., Appl. Phys. Lett., 8, 283 (1966) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
35. Cullom J. H., Waynant R. W., Appl. Opt., 3, 989 (1964).
36. Martinelli J., Journ. Appl. Phys., 37, 1939 (1966) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).
37. Ашкинадзе Б. М. и др., ФТТ, 9, 476 (1967).
38. Ашкинадзе Б. М. и др., ДАН СССР, 169, 1041 (1966).
39. Лихачев В. А. и др., ФТТ, 8, 3432 (1966).
40. Ритус А. М., Маненков А. А., Письма в ЖЭТФ, 6, 927 (1967).
41. Алексеев Н. И. и др., ФТТ, 10, 2403 (1968).
42. Yasojima Y., Takeda M., Inuishi Y., Jap. Journ. Appl. Phys., 7, 552 (1968).
43. Nath G., Walda G., Zs. Naturforsch., 23a, 624 (1968).
44. Беликова Т. П., Свириденков Э. А., Письма в ЖЭТФ, 3, 394 (1966).
45. Беликова Т. П., Саеченко А. Н., Свириденков Э. А., ЖЭТФ, 54, 37 (1968).
46. Sharma V. S., Rieckhoff K. E., Can. Journ. Phys., 45, 3781 (1967).
47. Зверев Г. М. и др., Письма в ЖЭТФ, 5, 391 (1967).
48. Зверев Г. М., Малдунис Э. К., Пашков В. А., Письма в ЖЭТФ, 9, 108 (1969).
49. Giuliano C. R., Appl. Phys. Lett., 5, 137 (1964) (см. перевод в сб. «Действие лазерного излучения», изд-во «Мир», 1968).

50. *Mau D. H. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 2, 246 (1965).
51. *Kramer D. A., Honig R. E.*, Appl. Phys. Lett., 13, 115 (1968).
52. *Jeans J. H.*, «The Mathematical Theory of Electricity and Magnetism», Sec. 198—203. Cambridge Univ. Press, London and New York, 1960.
53. *Washburn E. W.*, ed., «International Critical Tables», Vol. VI. McGraw-Hill., New York, 1929.
54. *Morey G. W.*, «The Properties of Glass», Reinhold, New York, 1954.
55. *Kolsky H., Shi Y. Y.*, Proc. Phys. Soc., 72, 447 (1958).
56. *Maiden C. J., Green S. J.*, Response of Materials and Structures to Suddenly Applied Stress Loads, G. M. Interim. Rep. TR-65-69 (1965).
57. *Беликова Т. П., Свириденков Э. А.*, Письма в ЖЭТФ, 1, 37 (1965).
58. *Свириденков Э. А.*, ФТТ, 9, 2442 (1967).
59. *Муркин Л. И., Пилипецкий Н. Ф., Рабинович Е. М.*, ФТТ, 9, 2400 (1967).
60. *Пилипецкий Н. Ф., Райзер Ю. П., Упадышев В. А.*, ЖЭТФ, 54, 1064 (1968).
61. *Wasserman A.*, Appl. Phys. Lett., 10, 132 (1967).
62. *Пашков В. А., Зверев Г. М.*, ЖЭТФ, 51, 777 (1966).
63. *Владимиров В. И. и др.*, ФТТ, 9, 539 (1967).
64. *Баренблатт Г. И. и др.*, Письма в ЖЭТФ, 5, 85 (1966).
65. *Miller R. A., Borrelli N. F.*, Appl. Opt., 6, 164 (1967).
66. *Пономаренко Б. Ф., Самойлов В. И., Уляков П. И.*, ЖЭТФ, 54, 776 (1968).
67. *Bullough R., Gilman J. J.*, Journ. Appl. Phys., 37, 2283 (1966).
68. *Connors G. H., Thompson R. A.*, Journ. Appl. Phys., 37, 3434 (1966).
69. *Иуденбом В. Л., Шефтер Е. М.*, Письма в ЖЭТФ, 4, 258 (1966).
70. *David D.*, Journ. Appl. Phys., 39, 6052 (1968).
71. *Волкова Н. В. и др.*, ФТТ, 9, 778 (1967).
72. *Giordmaine J. A., Howe J. A.*, Phys. Rev. Lett., 11, 207 (1963).
73. *Brewer R. J., Rieckhoff K. E.*, Phys. Rev. Lett., 13, 334a (1964).
74. *Barnes P. A., Rieckhoff K. E.*, Appl. Phys. Lett., 13, 282 (1968).
75. *Bell C. E., Landt J. A.*, Appl. Phys. Lett., 10, 46 (1967).
76. *Carome E. F., Carreira E. M., Prochaska C. J.*, Appl. Phys. Lett., 11, 64 (1967).
77. *Carome E. F., Moeller C. E., Clark N. A.*, Journ. Acoust. Soc. Amer., 40, 1462 (1966).
78. *Carome E. F., Clark N. A., Moeller C. E.*, Appl. Phys. Lett., 4, 95 (1964).
79. *Аскарьян Г. А. и др.*, ЖЭТФ, 44, 2180 (1963).
80. *Гринберг А. А. и др.*, ФТТ, 9, 1390 (1967).
81. *Bertolotti et al.*, Journ. Appl. Phys., 38, 4088 (1967).
82. *Birnbaum M., Fincher C. L., Stocker T. L.*, Appl. Phys. Lett., 10, 227 (1967).
83. *Birnbaum M.*, Journ. Appl. Phys., 36, 3688 (1965).
84. *Данилейко Ю. К. и др.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-5, 87 (1969).
85. *Avizonis P. V., Farrington T.*, Appl. Phys. Lett., 7, 205 (1965).
86. *Burus F. P.*, IEEE Spectrum, p. 115 (March 1967).
87. *Bradley D. J., McCullough A. W., Smith P. D.*, Brit. Journ. Appl. Phys., 17, 1221 (1966).
88. *Gibson A. J.*, Brit. Journ. Appl. Phys. (Journ. Phys. D), 1, 933 (1968).
89. *Акуленок Е. М., Панков В. С., Хаимов-Мальков В. Я.*, ФТТ, 9, 2075 (1967).
90. *Stickley C. M. et al.*, Journ. Appl. Phys., 40, 1792 (1969).
91. *Deeg E. M.*, Laser Focus, p. 38 (March 1969).
92. *Snitzer E.*, IEEE Int. Convention, New York, March 24—27 (1969); *Young C. G., Woodcock R. F.*, in «Damage in Laser Glass», A Simp. presented by Amer. Soc. for Testing and Materials, Boulder, Colo., June 20, 1969, ASTM Special Tech. Publ. 469 (1969).
93. *Swain J. E.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 362 (1968).
94. *van Torne L. I.*, Phys. Status Solidi, 16, 171 (1966).

95. *Gregg D. W., Thomas S. J.*, Appl. Phys. Lett., 8, 316 (1966).
96. *Resberry S. D., Scribner B. F., Margoshes M.*, Appl. Opt., 6, 81 (1967).
97. *Rogers G. L.*, Journ. Appl. Phys., 36, 2598 (1965).
- 98*. *Инденибюм В. Л., Даниловская В. И., Шефтер Э. М.*, Сб. трудов МВМИ, вып. 10, 445, 1971.
- 99*. *Андреев В. Г., Уляков П. И.*, ИФЖ, 15, 1093 (1968).
- 100*. *Coppers G. H., Thomson R. A.*, Journ. Appl. Phys., 37, 3434 (1966).
- 101*. *Вьюков Л. А., Лозов Ю. Н., Фивейский Ю. Д.*, ФХОМ, № 4, 3 (1969).
- 102*. *Аскарьян Г. А.*, ЖЭТФ, 42, 1567 (1962).
- 103*. *Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.*, УФН, 93, 19 (1967).
- 104*. *Райзер Ю. А.*, ЖЭТФ, 52, 470 (1967).
- 105*. *Ахманов С. А., Криндач Д. П., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.*, Письма в ЖЭТФ, 6, 38 (1967).
- 106*. *Дышко А. Л., Луговой В. Н., Прохоров А. М.*, Письма в ЖЭТФ, 6, 655 (1967).
- 107*. *Захаров В. Е., Соболев В. В., Сынах В. С.*, ЖЭТФ, 60, 136 (1971).
- 108*. *Дышко А. Л., Луговой В. Н., Прохоров А. М.*, ЖЭТФ, 61, 2305 (1972).
- 109*. *Rangnekar S. S.*, Can. Journ. Phys., 49, 1994 (1971).
- 110*. *Соболев В. В., Сынах В. С.*, ЖПМТФ, № 6, 174 (1971).
- 111*. *Захаров В. Е., Шабат А. Б.*, ЖЭТФ, 61, 118 (1971).
- 112*. *Зельдович Я. Б.*, ЖЭТФ, 33, 700, 1957.
- 113*. *Орлов А. А., Уляков П. И.*, Тезисы докл. II Всесоюзн. совещ. по физике воздействия оптич., изл. на конд. среды, М., 1972, стр. 11.
- 114*. *Бонч-Бруевич А. М., Алешин И. В., Имас Я. А., Павлуков А. В.*, ЖТФ, 41, 617 (1971).
- 115*. *Алешин И. В., Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Комолов В. Л., Сялядинов В. С.*, ЖТФ, 41, 820 (1971).
- 116*. *Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Прохоров А. М., Хаимов-Мальков В. Я.*, ЖЭТФ, 58, 31 (1970).
- 117*. *Зверев Г. М., Левчук Е. А., Пашков В. А., Порядин Ю. Д.*, ЖЭТФ, 62, 307 (1972).
- 118*. *Меднис П. А., Файн В. М.*, ЖЭТФ, 62, 812 (1972).
- 119*. *Рубинштейн А. И., Файн В. М.*, ФТТ, 15, 470 (1973).
- 120*. *Sharma V. S., Rieckhoff K. E.*, Can. Journ. Phys., 48, 1173 (1970).
- 121*. *Vennet H. S.*, Sympos. on Damage in Laser Materials, NBS Publ., No. 341, 1970, p. 51.
- 122*. *Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Нечитайло В. С., Прохоров А. М., Хаимов-Мальков В. Я.*, ЖЭТФ, 63, 1030 (1972).
- 123*. *Анисимов С. И., Макшанцев Б. И.*, ФТТ, 15, 786 (1973).
- 124*. *Макшанцев Б. И., Кондратенко П. С., Гандельман Г. М.*, ФТТ, 16, 173 (1974).
- 125*. *Нестеров Л. А., Поплавский А. А., Ферсман И. А., Хазов Л. Д.*, ЖТФ, 40, 651 (1970).
- 126*. *Шатилов А. В. и др.*, Тезисы докл. II Всесоюзн. совещ. по физике воздействия излучения на конд. среды, М., 1972, стр. 20.
- 127*. *Абрикосова И. И., Щербина-Самойлова М. Б.*, Письма в ЖЭТФ, 7, 305 (1968).
- 128*. *Winterling G., Heinicke W., Dransfeld K.*, Phys. Rev., 185, 285 (1969).
- 129*. *Бутенин А. В., Коган Б. Я.*, Сб. «Квантовая электроника», № 5, стр. 143 (1971).
- 130*. *Silver M., Hernandez J. P., Onn D. G.*, Phys. Rev. A1, 1268 (1970).
- 131*. *Young P. A.*, Appl. Opt., 10, 638 (1971).
- 132*. *Gibson A. F. et al.*, Appl. Phys. Lett., 21, 356 (1972) [см. перевод в сб. «Квантовая радиофизика», № 5, 20 (1973)].
- 133*. *Комолов В. Л.*, ПМТФ, 1973, в печати.
- 134*. *Володькина В. Л., Комолов В. Л.*, ЖТФ, 43, 1766 (1973).
- 135*. *Пилипецкий П. Ф., Рустапов А. Р.*, Письма в ЖЭТФ, 2, 88 (1965).

Глава 7. ДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействию лазерного излучения на биологические системы посвящено большое количество исследований. В некотором смысле результаты этих исследований образуют почти самостоятельную область знаний. Основное внимание в них уделялось аспектам клинической патологии, что сильно отличает эти работы от большинства исследований, описываемых в настоящей книге. Полученные результаты, по-видимому, следовало бы опубликовать в медицинских руководствах. Тем не менее биологические системы являются важным объектом физических исследований, и описание эффектов воздействия лазерного излучения было бы неполным без рассмотрения этой области. Наибольший интерес, разумеется, представляет исследование воздействия лазерного излучения на человеческий организм, что имеет прямое отношение к обеспечению безопасности людей, работающих с лазерами.

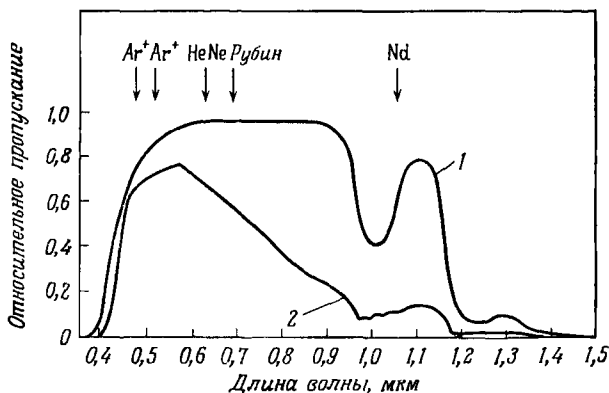
При рассмотрении вопроса о воздействии лазерного излучения на биологические системы для понимания процессов, происходящих в них, мы будем исходить главным образом из взаимосвязи между действием лазерного излучения на биологические системы и на физические объекты. Кроме того, мы уделим большое внимание изучению той потенциальной опасности, которая связана с использованием лазерного излучения, и опишем методы, позволяющие сделать эту опасность минимальной. Мы не станем подробно разбираться в многочисленных клинических данных, которые носят в основном медицинский характер и не всегда имеют прямое отношение к вопросам, обсуждаемым в этой книге.

§ 2. ДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГЛАЗ

Первый аспект воздействия лазерного излучения на биологические системы, которому следует уделить внимание, — это его действие на человеческий глаз. Глаз является органом, наиболее уязвимым для поражения лазерным излучением. Падающее излучение фокусируется в малое пятно на сетчатке, в результате чего интенсивность излучения возрастает. Большие величины интенсивности излучения, падающего на сетчатку, могут быть обусловлены даже такими лазерными пучками, которые не оказы-

вают никакого влияния, если поглощаются кожей. Глаз был наиболее полно изучен с точки зрения воздействия на него лазерного света.

Рассмотрим коротко строение глаза. Глаз имеет почти сферическую форму. Его передняя прозрачная поверхность называется роговицей. За роговицей находится камера, заполненная прозрачной средой, называемой водянистой влагой, и стекловидное тело.



Фиг. 7.1.

Спектральные характеристики человеческого глаза.

1 — пропускание глазной среды, 2 — произведение пропускания на поглощение, равное процентной доле света, фактически поглощаемого в пигментном эпителии и в сосудистой оболочке. Стрелками отмечены длины волн генерации некоторых распространенных лазеров [1].

Задняя поверхность глаза покрыта сетчаткой — светочувствительным образованием, содержащим непрозрачный пигментированный слой (пигментный эпителий)¹⁾, в котором поглощается свет. Под сетчаткой имеется слой, называемый хориоидеей, или сосудистой оболочкой, который служит для питания клеток сетчатки. Между передней камерой с водянистой влагой и стекловидным телом находится хрусталик, фокусирующий свет на поверхность сетчатки.

Для определения чувствительности глаза к лазерному излучению важным параметром является количество энергии, поглощаемой сетчаткой. Спектральные характеристики глазных сред человека показаны на фиг. 7.1. Там же приведено произведение коэффициента пропускания глаза на поглощательную способность сетчатки, т. е. доля от падающего на роговицу света, которая фактически поглощается сетчаткой [1].

¹⁾ Эпителий — один из видов ткани, выстилающей тонким слоем стенки полостей и полых внутренних органов. Пигментный эпителий — ткань, в состав которой входит пигмент — окрашенное вещество. — *Прим. перев.*

По этой кривой можно судить о поражаемости сетчатки в зависимости от длины волны падающего излучения. Стрелками указаны длины волн генерации некоторых лазеров. Кривая поглощения относится к пигментному эпителию и сосудистой оболочке. Излучение лазеров, работающих на длине волны меньше 3000 Å и больше 4,6 мкм, поглощается в глазной среде и не достигает сетчатки. Поражаемость сетчатки достигающим ее излучением зависит от длины волны, поскольку излучение с разной длиной волны поглощается по-разному. Излучение с длиной волны больше 4,2 мкм слабо поглощается в сетчатке. На кривой имеется спад вблизи 4 мкм, так что относительное поглощение излучения с длиной волны, на которой работает неодимовый лазер, несколько меньше. Эти факторы следует учитывать при изучении воздействия на глаз излучения конкретного лазера. Энергия излучения лазеров, работающих в видимом диапазоне, например аргонового и рубинового, эффективно выделяется в сетчатке. При изучении повреждений, вызываемых излучением этих лазеров, следует прежде всего рассматривать именно сетчатку. Для исследования действия лазеров, работающих на другой длине волны, на которой энергия поглощается в какой-либо иной области глаза, основное внимание необходимо уделять именно этой области, а не сетчатке.

1. Разрушение сетчатки лазерным излучением

Луч лазера, работающего в видимом диапазоне, проходя через хрусталик глаза и фокусируясь на сетчатку, легко может вызвать ее разрушение. Это было отмечено уже в первые годы работы с лазерами. До появления лазеров были известны случаи ожогов сетчатки, вызванные другими источниками света, например ксеноновой дугой, солнцем и огненным шаром ядерного взрыва. Для физиологических последствий большое значение имеет высокая направленность луча лазера, малая величина фокального пятна и высокая интенсивность падающего на сетчатку излучения. Это было отмечено еще на заре развития лазеров [2]. Так же давно была показана и потенциальная возможность поражения сетчатки лазерным излучением — луч рубиновых лазеров вызывал поражение глаз кролика [3].

В работах [4—11] приведено подробное описание результатов физиологического исследования поражения, развивающегося после воздействия лазерного луча. Типичные поражения в пигментированных областях состоят из коагулированных участков сетчатки, в центре которых имеется небольшое кровоизлияние. Со временем внешний вид повреждения изменяется — появляется плоский белый рубец. Повреждение, нанесенное лазером, разви-

вается в течение некоторого периода времени. При энергии лазерного излучения, близкой к порогу разрушения, область поражения ограничена небольшим пятном на сетчатке, в котором поглощенная энергия максимальна. Пороговые повреждения, для развития которых требуется некоторое время, под офтальмоскопом выглядят как желтовато-белые образования. Кровоизлияний при офтальмоскопии не заметно, однако микроскопические исследования среза показывают наличие небольшого кровоизлияния. Кроме того, видно, что в центре поражения пигментный эпителий исчезает. Минимальное повреждение появляется спустя час и более после облучения в виде беловатой ограниченной области на сетчатке, которая заживает приблизительно в течение недели.

При воздействии лазерных импульсов с более высокой энергией разрушение является более значительным и может распространиться на другие области. При умеренных поражениях видны кровоизлияния в центре облучаемой площадки, складки в структуре сетчатки, а иногда и пузырьки газа в стекловидном теле. К тяжелым повреждениям относятся выраженные кровоизлияния, простирающиеся в стекловидное тело, пузырьки газа в нем, а также поражения, проникающие в сосудистую оболочку и доходящие до внешней оболочки глазного яблока. Вокруг областей разрушения пигментного эпителия формируются уже постоянные участки рубцовой ткани. Срез разрушенной области обнаруживает полное разложение пигментного эпителия.

На характер производимых разрушений оказывают влияние многие факторы. Направленность лазерного луча, длительность импульса излучения, пространственное распределение энергии в луче, различия в структуре разных участков сетчатки и ее пигментации, а также особенности фокусировки каждого отдельного глаза — все это влияет на степень производимого разрушения. В работе [11] высказано предположение, что патология поврежденной сетчатки излучением неодимового лазера несколько отличается от патологии его поврежденной лучом рубинового лазера, поскольку энергия выделяется в различных элементах сетчатки.

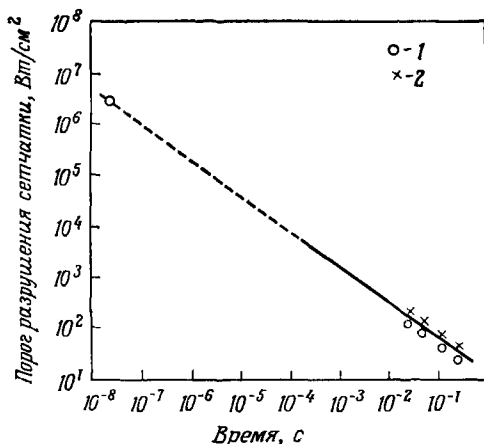
Дальнейшее обсуждение клинических аспектов поражения сетчатки под действием лазера не входит в задачи настоящего изложения.

Количественное изучение действия лазерного луча на глаз заключалось в измерениях порога возникновения минимальных повреждений глаз кроликов. В большинстве таких исследований использовались импульсные рубиновые лазеры как с модуляцией добротности, так и в режиме миллисекундного импульса. Метод заключался в экстраполяции на человеческий глаз данных, полученных в опытах с глазами кроликов. Предполагалось, что порог разрушения глаз кролика приблизительно совпадает

с порогом для человеческого глаза. Эксперименты, поставленные на энуклеированных ¹⁾ глазах, дали результаты, отличные от тех, которые были получены на глазах в живых организмах. Этого и следовало ожидать, так как процессы, сопровождающие разрушение, оказываются зависящими от таких факторов, как производство ферментов.

Длительность импульса является важным фактором в определении воздействия излучения конкретного лазера. Данные по порогу

[12], соответствующему минимальным регистрируемым поражениям глаз кролика, приведены на фиг. 7.2. Данные получены на рубиновых лазерах с модуляцией добротности и с миллисекундным импульсом. В качестве источника света для времени экспозиции больше 15 мс использовалась угольная дуга. Пороги даны в единицах интенсивности падающего на сетчатку излучения. Размер изображения и интенсивность падающего излучения на сетчатке определялись расходимостью луча и оптикой глаза. Для многих целей желательно выразить порог через параметры лазерного луча вне глаза. Однако, чтобы рассмотреть пороги в количественном виде, следует



Фиг. 7.2.

Мощность, приходящаяся на единицу площади сетчатки, требуемая для нанесения минимальных видимых повреждений глазам кролика при разных временах экспозиции. Прямая линия построена в соответствии с данными, полученными при диаметрах изображения на сетчатке 0,8 мм. Нанесены также некоторые точки, соответствующие диаметрам изображения 1,0 мм (1) и 0,52 мм (2) [12].

определить энергию, выделившуюся в тканях, которые подвергаются разрушению. В дальнейшем мы рассмотрим интенсивность излучения, падающего на глаз извне, с точки зрения практических аспектов защиты от излучения.

Результаты, представленные на фиг. 7.2, показывают, что падающая на единицу площади энергия, требуемая для того, чтобы вызвать пороговое повреждение, уменьшается при уменьшении длительности импульса. Для минимального повреждения сетчатки лучом рубинового лазера с модуляцией добротности

¹⁾ То есть на глазах, изъятых из орбиты.— *Прим. перев.*

(длительность импульса 30 нс) доза облучения составляет $0,07 \text{ Дж/см}^2$. Порог для пикового импульса рубинового лазера с длительностью 200 мкс равен $0,85 \text{ Дж/см}^2$. Пороговые уровни для неодимового лазера в пять-шесть раз выше указанных на фиг. 7.2 [10] для лазеров как с модуляцией добротности, так и с миллисекундным импульсом.

При уровнях интенсивности, лежащих ниже этих пороговых величин, наблюдались некоторые изменения в глазу, в частности в процессах выработки ферментов. Было высказано предположение, что морфологическое повреждение происходит уже на уровнях, составляющих 50% от пороговой величины для клинических ожогов [13]. В качестве критерия для установления порогов на фиг. 7.2 принята минимальная энергия, вызывающая поражение, которое еще можно заметить при фундускопии¹⁾. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что в случае коротких импульсов с высокой пиковой мощностью, получаемых от лазеров с модулированной добротностью, требуется меньшая энергия, чем при использовании импульсов с большей длительностью и меньшей мощностью. Таким образом, режим генерации лазера играет важную роль при изучении способов защиты. В настоящее время нет описания исследований воздействия импульсов пикосекундной длительности. Из экстраполяции кривой, показанной на фиг. 7.2, следует ожидать в пикосекундном диапазоне еще более низких порогов по плотности энергии. Однако этот диапазон пока еще остается неисследованным.

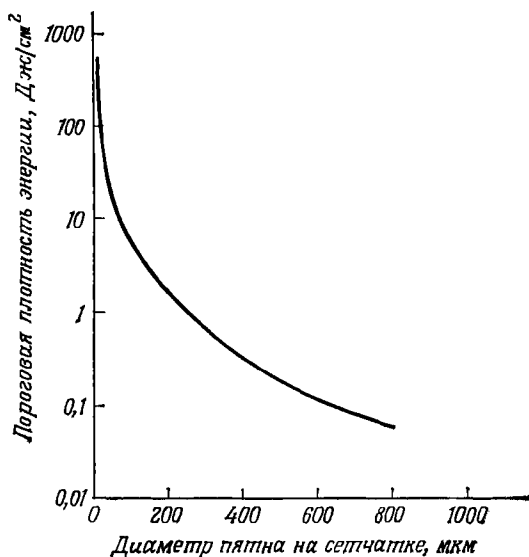
Другая потенциально важная область — это изучение возможностей периодического воздействия. Существуют периодические импульсные лазеры, работающие с частотой повторения около 1 кГц. Вопрос о том, какое возможное действие оказывают многократные импульсы, посылаемые на одну и ту же площадку, до сих пор остается открытым. Возможно, что некоторое число импульсов, мощность каждого из которых ниже порога, может вызывать интегральное повреждение.

Данные, приведенные на фиг. 7.2, часто использовались при определении порогов разрушения сетчатки; они обладают тем преимуществом, что получены в одном исследовании и перекрывают широкий диапазон длительностей импульса. Было проведено множество других исследований пороговых уровней, в которых получены данные по воздействию излучения рубиновых лазеров [14—17] и лазеров на неодимовом стекле [15] на глаза кроликов, данные по воздействию на глаза обезьян излучения рубиновых лазеров с модулируемой добротностью [17, 18] и рубиновых лазеров, работающих в режиме миллисекундных импульсов [19], а также данные по действию на глаза кроликов и обезьян света

¹⁾ Исследование глазного дна. — *Прим. перев.*

импульсных аргоновых лазеров [20, 21]. Результаты исследований свидетельствуют о различии в порогах для разных видов животных, разных типов лазеров и различных условий эксперимента.

Даже если рассматривать только данные, относящиеся к опытам по воздействию рубиновых лазеров на глаза кролика, то мы увидим, что найденные величины порога несколько различаются.



Фиг. 7.3.

Зависимость пороговой плотности энергии, соответствующей поражению сетчатки у кроликов, от размера пятна на сетчатке.

Использовался рубиновый лазер с модуляцией добротности и длительностью импульса 16 нс [16].

Например, пороговая плотность энергии на сетчатке при миллисекундном импульсе рубинового лазера лежит в интервале от 0,16 до 0,85 Дж/см², а для рубиновых лазеров с модулированной добротностью указанные величины изменяются от 0,0045 до 0,07 Дж/см² [12, 14]. В этих опытах диаметры изображения на сетчатке были разными; в общем случае измеренные пороговые величины являются функцией размера изображения.

В одной из работ [16] было исследовано влияние размера пятна на измеряемую величину порога разрушения сетчатки, вызываемого излучением рубиновых лазеров с модулированной добротностью. Полученные результаты приведены на фиг. 7.3. Они слабо зависят от длительности лазерного импульса, хотя можно было бы ожидать, что пороговая энергия больше для более длинных импульсов. Данные Хэма и др. [12], а также Бергквиста

и др. [16] хорошо согласуются с кривой на фиг. 7.3 при диаметре изображения на сетчатке 800 мкм; однако данные работы [14] ($0,0045$ Дж/см² при размере пятна на сетчатке 250 мкм и длительности лазерного импульса 80 нс) не вполне согласуются с этой кривой. Другие данные [17], согласно которым при длительности импульсов рубинового лазера 8 нс и диаметрах пятна фокусировки около 100—150 мкм пороговая величина составляет примерно $0,1$ Дж/см², также лежат далеко от кривой фиг. 7.3.

Основное расхождение в этих величинах может быть связано с различием в методах определения энергии лазера и размера пятен, которыми пользуются разные авторы. Кроме того, различные группы исследователей для определения величины, которая принимается за порог поражения, выбирают разные критерии. Некоторые, например, выжидают появления повреждений в течение большего времени, чем другие. Когда размеры пятна становятся малыми, пороговые поражения уже трудно заметить и оценить. Эти источники расхождений, несомненно, вносят вклад в разноречивость при определении численных значений плотности энергии на сетчатке, для нанесения порогового повреждения глаз кролика, подвергшихся действию излучения рубинового лазера с модулированной добротностью.

Данные Хэма и др. [12] были приняты за основу при установлении стандартов для максимально допустимой интенсивности излучения импульсных лазеров; экспериментальные результаты, приведенные здесь, показывают, что стандарты, основанные на этих критериях, не являются безусловно приемлемыми. Были проведены также исследования порога разрушения сетчатки под действием непрерывного облучения. В литературе [22—24] приводились всевозможные, иногда противоречивые величины порога. При освещении лучом гелий-неонового лазера непрерывного действия ожоги в глазах кролика не обнаруживались даже после экспозиции длительностью в 1 час при уровнях мощности 2 и 5 мВт; но при 25 мВт ожоги развивались после экспозиции в несколько секунд [22]. Пороговый для разрушения сетчатки уровень мощности лазеров непрерывного действия точно не установлен. Наименьшая величина полной мощности, попадающей в глаз, при которой было зарегистрировано клиническое повреждение, составляет около 6,4 мВт [24].

В работе [25] был подробно изучен пороговый уровень разрушения глаз белым светом от непрерывных источников; пороговые величины разрушения сетчатки в случае лазеров непрерывного действия и в случае источников белого света не должны сильно различаться. При непрерывном облучении (т. е. для интервалов времени порядка секунды и более) интенсивность излучения, приводящая к образованию минимальных повреждений, сильно зависит от диаметра изображения на сетчатке. При диаметре

800 мкм пороговая интенсивность падающего на сетчатку излучения составляет около 5 Вт/см² [25]. Для меньших диаметров порог интенсивности падающего излучения должен быть выше.

Результаты, которые будут приведены ниже, указывают на то, что пороговое разрушение сетчатки имеет тепловое происхождение и связано с увеличением температуры приблизительно на 10° С. Рассчитанные в соответствии с тепловой моделью величины порогов возникновения ожогов под действием непрерывного лазерного излучения приведены в табл. 7.1 [25]. Следует прини-

ТАБЛИЦА 7.1

Пороговая для образования ожогов сетчатки интенсивность падающего излучения, вычисленная в соответствии с тепловой моделью

Радиус облучаемой области, мкм	Время, необходимое для увеличения температуры до уровня 90% от предельной величины, с	Интенсивность падающего излучения, требуемая для увеличения температуры на 10° С, Вт/см ²	Радиус облучаемой области, мкм	Время, необходимое для увеличения температуры до уровня 90% от предельной величины, с	Интенсивность падающего излучения, требуемая, для увеличения температуры на 10° С, Вт/см ²
1000	7,5+	2,4	100	0,2	29,0
800	7,3+	3,0	50	0,13	66,0
500	4,2+	4,9	25	0,06	150,0
250	1,2	10,0	10	0,025	370,0

мать во внимание как размер облучаемой площади на сетчатке, так и время экспозиции. Время, необходимое для того, чтобы температура достигала уровня 90% от своего предельного стационарного значения при непрерывном облучении, дано во втором столбце таблицы. При длительности экспозиции, превышающей это время, величины в третьей колонке приближенно дают пороговую интенсивность падающего на сетчатку излучения. Результаты, приведенные в табл. 7.1, еще полностью не проверены на опыте, но те скудные данные о порогах поражения излучением лазеров непрерывного действия, которые уже имеются, находятся в разумном согласии с приведенными в таблице величинами¹⁾. Таким образом, величины, приведенные в табл. 7.1, представляют собой приближенные пороговые уровни экспозиции для сетчатки, при которых возникают регистрируемые методом офтальмоскопии повреждения, вызванные излучением лазера непрерывного действия. Отметим, что при радиусе пятна 10 мкм попадающая в глаз

¹⁾ Например, экспозиция в 2,5 с при радиусе пятна 125 мкм и интенсивности падающего излучения 50 Вт/см² приводит к небольшим повреждениям глаз кролика [22], а при радиусе пятна 400 мкм и времени экспозиции ≥ 10 с порог лежит вблизи 5 Вт/см² [25].

мощность, соответствующая пороговой интенсивности излучения на сетчатке, составляет всего лишь 1,7 мВт.

В работе [26] был проведен анализ опасности для глаз излучения гелий-неонового лазера непрерывного действия, основанный на рассмотрении «наихудшего случая». Используя предположение, что увеличение температуры на 2 градуса является безопасным и что диаметр изображения на сетчатке равен 10 мкм, авторы вычислили величину максимальной безопасной мощности лазерного излучения с длиной волны 6328 Å, попадающего в зрачок. Она оказалась приблизительно равной 180 мкВт (с учетом того, что в пигментном эпителии поглощается 40% падающего света). В некотором смысле эта величина не соответствует действительности, так как маловероятно, чтобы глаз был в достаточной степени неподвижен и луч оставался сфокусированным в пятно диаметром 10 мкм до тех пор, пока не будет достигнута стационарная температура. Облучение глаза светом гелий-неонового лазера вызывает неприятное ощущение. Поэтому даже при относительно низкой мощности лазерного излучения глаз, вероятно, сместится прежде, чем произойдет его повреждение. Во всяком случае, из этих результатов ясно, что лазер непрерывного действия с полной мощностью меньше 180 мкВт не опасен. Опытные же данные свидетельствуют о том, что гелий-неоновые лазеры с мощностями около 1 мВт, вероятно, не вызывают значительного повреждения глаз кролика.

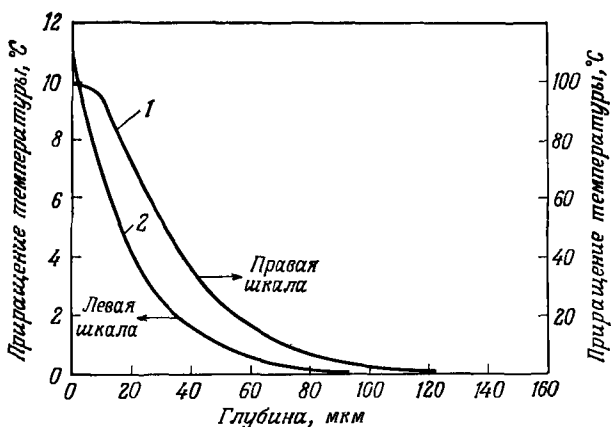
2. Механизмы повреждения сетчатки

Рассматриваемый обычно механизм повреждения сетчатки является чисто тепловым, т. е. основан на предположении, что повреждение есть результат нагревания тканей. Нагрев ткани выше определенного уровня вызывает химические реакции разложения. Степень разрушения зависит от величины температуры и от длительности ее воздействия. Ясно, что данное увеличение температуры вызывает меньшее повреждение, если оно продолжается в течение очень короткого времени. Разумеется, если температура поднимается выше 100° С, в ткани начинается кипение жидкости. Оно может иметь большие разрушительные последствия. Однако увеличение температуры до величины, значительно меньшей 100° С, тоже может вызвать серьезное повреждение.

Были предложены и другие механизмы поражения глаза. Среди них: механическое разрушение, обусловленное расширением быстро нагреваемых тканей, фотохимические эффекты, электрострикционное напряжение, прямое повреждение электрическим полем излучения, генерация второй гармоники, приводящая к появлению ультрафиолетового излучения, переходные звуковые

процессы, образование ударных волн и даже возможное возникновение ионизирующего излучения.

Однако конкретных доказательств того, что какой-либо из этих механизмов действительно имеет место и дает вклад в повреждение сетчатки, получено не было. Изучение возможного влияния этих эффектов при пороговых условиях показало, что маловероятно, чтобы они давали вклад в разрушение, следовательно, наиболее вероятный механизм разрушения заключается в простом тепловом ожоге.



Фиг. 7.4.

Расчетное увеличение температуры сетчатки при поглощении излучения, соответствующего пороговым уровням, указанным на фиг. 7.2.

Кривая 1 — импульс с интенсивностью падающего излучения $1,5 \cdot 10^3$ Вт/см² и длительностью 1 мс (этой кривой соответствует правая шкала); кривая 2 — импульс с интенсивностью падающего излучения $3 \cdot 10^6$ Вт/см² и с длительностью 30 нс (левая шкала)

Приведем теперь результаты расчета увеличения температуры в сетчатке при поглощении импульсного излучения наносекундной и миллисекундной длительности, интенсивности которого равны пороговым, соответствующим фиг. 7.2. Этот расчет был сделан в предположении, что теплофизические свойства ткани являются такими же, как у воды, что излучение поглощается главным образом на поверхности непрозрачной среды и что форма импульса во времени является прямоугольной, а пространственное распределение равномерно. Линейное дифференциальное уравнение теплопроводности с поверхностным источником было решено с помощью методов, описанных в гл. 3. Результаты показаны на фиг. 7.4. Они дают расчетную величину приращения температуры на поверхности сетчатки при интенсивности падающего излучения $1,5 \cdot 10^3$ Вт/см² в импульсе длительностью 1 мс и при

$3 \cdot 10^6$ Вт/см² в импульсе длительностью 30 нс. Эти параметры соответствуют пороговым уровням разрушения для типичных импульсов лазеров с модулируемой добротностью и с миллисекундным импульсом, взятым из фиг. 7.2. Результаты показывают, что пороговые величины действительно соответствуют возрастанию температуры приблизительно на 10 градусов или больше. Расчеты приращения температуры дают правильный порядок величины, соответствующей тепловому поражению. Увеличение температуры на такую величину может привести к ожогу. Вызывает удивление отношение величин приращения температуры, соответствующих пороговым поражениям, при наносекундной и миллисекундной длительности. Интуитивно мы ожидаем, что, чем меньше длительность импульса, тем более высокая температура требуется. Это расхождение говорит либо о том, что методы расчета не адекватны сложной структуре глаза, либо о том, что при высокой интенсивности падающего лазерного излучения и коротких импульсах могут действовать дополнительные механизмы, отличные от механизма теплового поражения, которые понижают пороговую величину. Экспериментальные данные не дают ясного ответа на этот вопрос.

Надежное вычисление приращения температуры произвести трудно, так как глаз имеет сложную структуру. Зависимость поглощения от глубины подробно не известна. Более того, сетчатка состоит из различных слоев, которые, несомненно, обладают несколько различающимися тепловыми свойствами. При больших временах ток крови тоже может понижать температуру путем непосредственного отвода тепла, хотя маловероятно, чтобы за миллисекундные или наносекундные времена это давало бы заметный вклад в тепловой баланс.

Из результатов, приведенных на фиг. 7.4, ясно, что в случае миллисекундного лазерного импульса образование пороговых повреждений можно полностью объяснить моделью теплового поражения; однако вычисленные здесь величины, которые соответствуют наносекундной длительности импульса, представляются несколько заниженными. Чтобы объяснить столь низкую расчетную величину приращения температуры, соответствующего интенсивностям падающего излучения, которые, согласно фиг. 7.4, вызывают пороговые ожоги сетчатки под действием лазеров с модулированной добротностью, в работе [27] предложена модель, основанная на двух механизмах. Микроскопическое исследование пороговых повреждений показывает, что под действием излучения лазеров с модулированной добротностью происходит разрушение пигментного эпителия, чего не наблюдается при ожогах под действием миллисекундных лазерных импульсов. Поражения, образующиеся при пороговых значениях интенсивности излучения лазера с миллисекундным импульсом, имеют вид, характерный

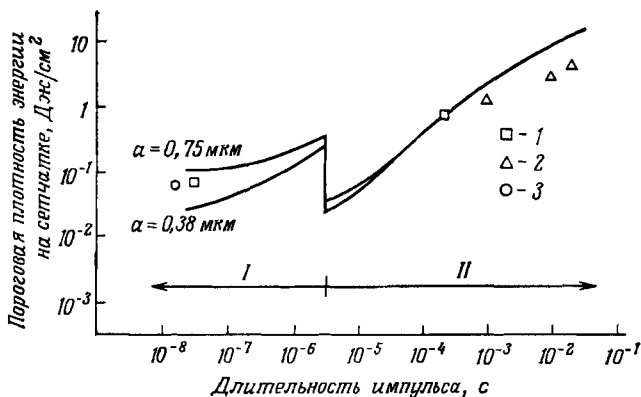
для коагулированной ткани без серьезных разрушений окружающих областей.

В модели двух механизмов предполагается, что лазерное излучение в основном поглощается в небольших гранулах пигмента меланина. Это означает, что тепловой источник сильно локализован. При вычислениях, результаты которых приведены на фиг. 7.4, по существу, предполагалось, что энергия выделяется однородно. Если поглощение происходит только на маленьких гранулах, которые имеют размеры порядка доли микрона, то образуются горячие точки. Под действием очень коротких импульсов на границе меланиновых гранул температура может достигать значения, превышающего 100°C , и может начаться локальное парообразование. В случае импульсов большей (миллисекундной) длительности тепло успевает распространиться на расстояния порядка размеров гранул за счет теплопроводности, и предположение об однородности выделения энергии является более оправданным. Если поглощается значительная энергия, то под действием тепла может происходить тепловая коагуляция и тепловая денатурация. Если энергия наносекундного импульса выделяется в локализованных областях, то среднее возрастание температуры в эпителии невелико, однако выделение энергии малой плотностью по всему пигментному эпителию может сопровождаться образованием локальных горячих точек, в которых может происходить парообразование.

Итак, согласно этой модели, в случае коротких лазерных импульсов пороговые поражения сетчатки возникают в результате локального парообразования на границе меланиновых гранул, которые нагреваются выше температуры 100°C . Процессом, играющим основную роль в образовании видимых при офтальмологическом исследовании пороговых поражений сетчатки, в случае импульсов длительностью в сотни микросекунд является тепловая коагуляция на границе меланиновых гранул. Первый механизм находится в согласии с наблюдениями, которые указывают на разрыв и дробление меланиновых гранул при облучении сетчатки светом лазера с модулированной добротностью. Второй механизм находится в разумном согласии с результатами расчета (см. фиг. 7.4), которые получены в предположении об однородном выделении тепла в облучаемой области пигментного эпителия.

Некоторые результаты вычислений, основанных на модели двух механизмов, показаны на фиг. 7.5 [27]. Они представляют собой зависимости экспериментальных и теоретических величин плотности энергии на сетчатке, требуемой для нанесения пороговых повреждений у кроликов, от длительности импульса. Предполагается, что основными механизмами являются парообразование — для длительностей импульса, меньших 4 мкс, и тепловая

денатурация ¹⁾ — для импульсов с длительностью свыше 4 мкс. Хотя результаты, приведенные на фиг. 7.5, и не служат подтверждением модели двух механизмов, однако экспериментальные данные в разумных пределах согласуются с ней в случае рубиновых лазеров как с модулированной добротностью, так и с миллисекундным импульсом, а также при более длинных импульсах, получаемых от угольной и ксеноновой дуги.



Фиг. 7.5.

Экспериментальные и теоретические значения плотности энергии, требуемой для нанесения порогового поражения сетчатке глаз кроликов, в зависимости от длительности облучающего импульса τ .

Предполагаются два механизма поражения: парообразование при $\tau < 4$ мкс (область I) и тепловая денатурация при $\tau > 4$ мкс (область II). Параметр α — радиус гранулы. 1 — данные по воздействию рубинового лазера [12], 2 — данные, полученные на угольной дуге и на ксеноновой лампе-вспышке [12], 3 — данные, полученные на рубиновом лазере [16] (из работы [27]).

Приращение температуры при воздействии луча лазера непрерывного действия было рассчитано в работе [28] по равновесной тепловой модели. Было найдено, что возникновению пороговых повреждений соответствует увеличение температуры на $9-10^\circ\text{C}$. Эти расчетные величины порога разрушения выглядят разумными, если их сравнить с величинами возрастания температуры, которые вызывают ожоги кожи (около 15°C).

В работе [29] были проведены измерения температуры на разных расстояниях от точки облучения сетчатки миллисекундным импульсом рубинового лазера. Использовались микроминиатюрные термпары с временем отклика порядка 40 мс. В области коагуляции, образующейся под действием лазерного излучения, температура поднималась примерно на 30°C . На расстоянии 1 мм от точки коагуляции увеличение температуры было меньше 1°C .

¹⁾ Потеря естественных свойств. — Прим. перев.

Эти результаты приблизительно согласуются с расчетными данными, приведенными на фиг. 7.4.

В заключение отметим, что если говорить о механизмах, ответственных за повреждение, то кажется ясным, что лазерное излучение, фокусируемое хрусталиком глаза и поглощаемое сетчаткой, может вызывать увеличение температуры примерно на 10°C и выше. Это увеличение способно привести к повреждению вследствие необратимых химических реакций. Такая модель теплового разрушения в достаточной мере объясняет многие, если не все, наблюдения по лазерным повреждениям вблизи порога. Основной, если не единственной, причиной минимальных повреждений может служить тепловое воздействие, осуществляющееся через гранулы пигмента [30]. Значительно выше порога, разумеется, могут действовать и другие механизмы. Кажется вполне вероятным, что наиболее разрушительный из таких механизмов — это нагрев ткани выше 100°C с последующим образованием пара. Очень быстрое формирование пузырька пара в глазе может создавать импульсы высокого давления и быть чрезвычайно разрушительным.

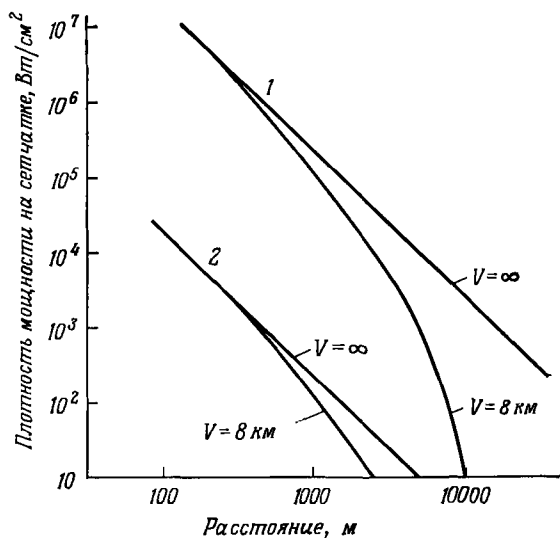
Клинический результат поражения в большой мере зависит от местоположения облучаемой зоны. Областями особой чувствительности являются диск зрительного нерва и желтое пятно сетчатки, которое является областью наибольшей остроты зрения. Небольшое поражение этих относительно малых областей глаза может принести особый вред. Возможно, что большой вред вызывается также поражением, нанесенным в месте прохождения нервного волокна, ведущего от центральной ямки желтого пятна.

Небольшое повреждение на периферии сетчатки приводит к образованию локального слезного пятна, причем заметных симптомов, говорящих о его присутствии, может и не быть. Аналогичное повреждение более критичной области глаза привело бы к значительной потере зрения. Действие лазерного излучения на глаза изучено еще не полностью. Достаточно надежно установлены пороги поражения глаз кроликов в зависимости от длительности лазерного импульса. Однако степень опасности для глаз человека с точки зрения воздействия на эффективность функционирования этого органа как части живой системы очень сильно зависит от конкретных условий облучения и определена пока недостаточно.

3. Методы расчета интенсивности излучения, падающего на сетчатку

Рассмотрим теперь методы расчета количества излучения, которое попадает на сетчатку в разных случаях. При прямом попадании света в глаз следует различать случаи облучения

в ближней и дальней зонах. В ближней зоне, т. е. на расстояниях от лазера, меньших a^2/λ , где a — апертура лазера и λ — длина волны, размер изображения на сетчатке уменьшается с увеличением расстояния от лазера. Изображение имеет больший размер, чем тот минимальный, который обусловлен дифракцией на зрачке. Относительная доля энергии, попадающая в глаз, определяется квадратом отношения диаметра D зрачка к диаметру d лазерного луча. Диаметр пятна на сетчатке приблизительно определяется



Фиг. 7.6.

Зависимость от расстояния до лазера вычисленных значений интенсивности на сетчатке при прямом облучении рубиновым лазером с типичными параметрами.

V — предел видимости в атмосфере. Кривая 1 — импульс длительностью 30 нс с пиковой мощностью 10^7 Вт; кривая 2 — импульс длительностью 1 мс с пиковой мощностью 10^4 Вт

произведением фокусного расстояния f глаза на угол расходимости θ луча лазера. Таким образом, в ближней зоне лазера мощность, приходящаяся на единицу площади на сетчатке, равна

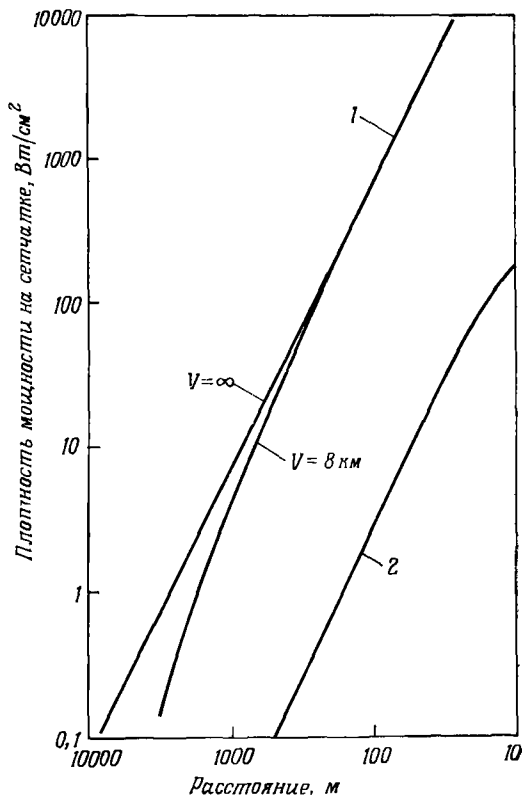
$$I = 4PD^2T/\pi(f\theta d)^2, \quad (7.1)$$

где P — мощность, излучаемая лазером, T — коэффициент пропускания глаза.

В дальней зоне лазерный луч можно рассматривать по существу как точечный источник. Размер пятна на сетчатке приближается к дифракционному пределу глаза. Радиус пятна на сетчатке определяется отношением $1,22 \lambda f/D$. Относительная часть

лазерного излучения, перехваченная глазом, определяется как $(D/\theta R)^2$,

где R — расстояние от лазера. Учтем также возможное атмосферное ослабление света при больших расстояниях от лазера, вводя



Фиг. 7.7.

Зависимость от расстояния до лазера вычисленных значений интенсивности излучения на сетчатке при прямом облучении светом газового лазера непрерывного действия с типичными параметрами.

В случае аргонового лазера приведены результаты для двух значений предельного расстояния видимости в атмосфере V .
1 — аргоновый лазер мощностью 10 Вт; 2 — гелий-неоновый лазер мощностью 10 мВт.

коэффициент поглощения в атмосфере μ . Тогда в дальней зоне лазера интенсивность падающего на сетчатку излучения есть

$$I = PD^2 T e^{-\mu R} / \pi (1,22 \theta \lambda f R)^2. \quad (7.2)$$

В этом случае интенсивность падающего на сетчатку излучения

сильно зависит от расстояния до лазера. Обычно диаметр зрачка меняется в пределах от 0,15 см при ярком дневном свете до 0,7 см ночью. Типичная величина фокусного расстояния глаза составляет 2,3 см. На фиг. 7.6 показана величина интенсивности падающего на сетчатку излучения для импульса рубинового лазера с типичными параметрами: длительность 30 нс, мощность 10^7 Вт, а также для миллисекундного импульса рубинового лазера с типичными параметрами: длительность 1 мс, мощность 10^4 Вт. Интенсивность падающего излучения представлена в зависимости от расстояния до лазера для двух разных условий видимости в атмосфере, а именно: для неограниченной видимости и для видимости в пределах 8 км. Сравнивая эти данные с пороговыми для образования повреждений величинами, приводимыми Хэмом и др. [12], мы видим, что такие импульсы (не слишком мощные для типичных рубиновых лазеров) могут представлять опасность даже на значительных расстояниях, если луч направлен прямо в глаз. Аналогичные результаты для аргонового лазера мощностью 10 Вт и гелий-неонового лазера мощностью 10 мВт показаны на фиг. 7.7. Вспоминая, что порог повреждения излучением лазеров непрерывного действия низок и составляет несколько ватт на квадратный сантиметр (см. табл. 7.1), мы видим, что эти лазеры представляют потенциальную опасность даже на значительных расстояниях.

Более подробные расчеты степени опасности для глаз излучения лазеров с типичными параметрами при типичных характеристиках распространения в атмосфере опубликованы в литературе [31, 32].

Рассмотрим теперь случай непрямого облучения, т. е. отражения света от диффузного рефлектора. Диаметр изображения на сетчатке, когда глаз находится относительно близко к рефлектору, дается соотношением

$$f\theta \approx fD_t/R, \quad (7.3)$$

где θ — угол, под которым глаз видит пятно от лазера на отражающей поверхности, и D_t — диаметр пятна. Количество света, попадающего в глаз, равно

$$(AP \cos \alpha/\pi) (\pi D^2/4R^2),$$

где α — угол между направлением на глаз и нормалью к поверхности, A — коэффициент отражения от поверхности, R — расстояние от нее и P — полная мощность лазера. Тогда интенсивность падающего излучения на сетчатке определяется соотношением

$$I = AP \cos \alpha T D^2 / \pi f^2 D_t^2. \quad (7.4)$$

Это равенство справедливо при условиях диффузного отражения в ближней зоне. Оно, например, применимо при рассмотрении

отражения луча импульсного лазера от поверхности, находящейся на расстоянии порядка размеров комнаты. Заметим, что расстояние от диффузно отражающей поверхности не входит в выражение (7.4). Если в это равенство подставить числа и сравнить результаты с данными по порогам разрушения, полученными Хэмом и др. [12], то мы увидим, что попадание в глаз диффузно отраженного излучения мощных лазеров в комнате может оказаться опасным.

Для значений $D = D_t = 0,5$ см, $\alpha = 0$ град, $T = 1,0$ на длине волны рубинового лазера при $f = 2,3$ см и $A \approx 1$ пороговая интенсивность в импульсе длительностью 30 нс оказывается превышенной, если полная мощность в импульсе больше $40 \cdot 10^6$ Вт. При длительности 200 мкс пороговая величина оказывается превышенной, если энергия в импульсе больше 14 Дж. Можно считать, что эти величины несколько занижены, так как мы положили и A и T равными единице. Тем не менее этот пример расчета является иллюстрацией того обстоятельства, что даже диффузное отражение может стать опасным, когда мощности лазеров с модулированной добротностью приближаются к десяткам мегаватт, а энергия в миллисекундных импульсах — к десяткам джоулей.

Равенство (7.4) справедливо для расстояний от отражающей поверхности, меньших того, при котором диаметр изображения на сетчатке становится равным дифракционной предельной величине; в частности, оно применимо при рассмотрении действия диффузно отраженного излучения на площадях с размерами, характерными для лабораторных помещений. Когда расстояние от поверхности становится достаточно большим, так что изображение на сетчатке достигает дифракционного предела, равенство (7.4) теряет смысл, а интенсивность падающего излучения на сетчатке будет уменьшаться с увеличением расстояния. Этот же вопрос о величине интенсивности падающего на сетчатку излучения в различных случаях рассмотрен в литературе [2, 33]. Более строгая общая формула, применимая к падающему облучению глаза как в ближней, так и в дальней зонах, имеет вид [2]

$$I = (4PD^2T/\pi R^2 f^2 \theta^2 \xi^2) [\min(\varphi, \theta, \xi)]^2, \quad (7.5)$$

где через φ обозначен угол, под которым глаз видит излучение лазера ($\varphi \approx d/R$), ξ — наименьшее угловое смещение, которое способен разрешить глаз ($\xi \approx 2,44\lambda/D$), через $\min(\varphi, \theta, \xi)$ обозначен наименьший из трех углов, а остальные обозначения такие же, как и выше. В ближней зоне наименьшим из углов является, по-видимому, ξ и формула (7.5) сводится к (7.1). На больших расстояниях от лазера наименьшим становится угол φ и формула (7.5) дает такой же результат, что и равенство (7.2).

4. Действие на другие области глаза

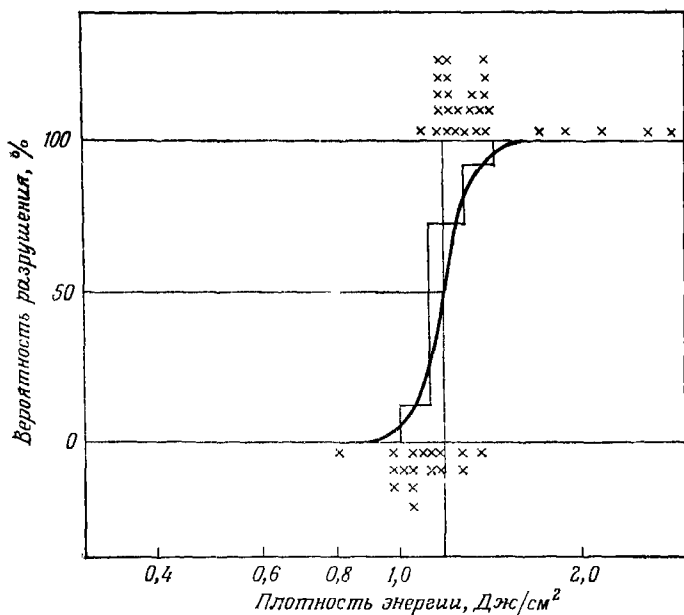
Ранее при выяснении вопросов действия лазерного излучения на глаз основное внимание мы уделяли повреждению сетчатки, поскольку это именно та часть глаза, где фактически поглощается излучение некоторых наиболее распространенных лазеров. Об изменениях в других областях глаза, которые обычно считают прозрачными, в настоящее время известно относительно мало. При воздействии излучения мощных импульсных лазеров поглощение в водянистой влаге и в стекловидном теле может быть достаточным для образования пузырьков, что приводит к повреждению от механического удара. Облучение глаз мышей, находящихся под наркозом, сфокусированным лучом рубинового лазера с миллисекундным импульсом и энергией около 100 Дж приводило к полному разрушению глаза с кровоизлиянием в окружающие ткани [34]. Лазеры, работающие в ультрафиолетовой области, могут производить ожоги роговицы, схожие с теми, которые образуются под действием ультрафиолетового излучения при дуговой сварке. Это повреждение чрезвычайно болезненно.

Поражение роговицы, проявляющееся в ожогах и в отторжении клеток с ее внешней поверхности, представляет собой возможный механизм повреждения под действием лазеров, излучение которых сильно поглощается. К этому вопросу мы еще вернемся ниже при обсуждении воздействия излучения CO_2 -лазеров. Возможно, что лазерное излучение с длиной волны, для которой глазная среда является номинально прозрачной, может вызывать некоторое разрушение и других частей глаза, помимо сетчатки, хотя прямых экспериментальных доказательств этого в случае импульсов с небольшой энергией не получено. Разумеется, импульсы высокой мощности могут вызывать обширные разрушения во всех областях глаза. Так, в работе [35] наблюдались ожоги радужной оболочки у кроликов под действием импульсов рубинового лазера.

5. Действие на глаз излучения CO_2 -лазеров

Излучение CO_2 -лазеров представляет опасность прежде всего для роговицы глаза. На длине волны 10,6 мкм энергия сильно поглощается в роговице и не проходит во внутреннюю часть глаза. Порог разрушения роговицы исследовали на обезьянах [36, 37]. Использовался гауссовский луч одномодового CO_2 -лазера, работающего в режиме коротких импульсов. Длительных экспозиций избегали, вероятно, чтобы не причинять животным боль, а также из-за наличия мигательного рефлекса. Данные о вероятности разрушения роговицы представлены на фиг. 7.8. Эти данные полу-

чены при временах экспозиции 55 мс. Вероятность возникновения помутнения роговицы приведена в зависимости от плотности энергии на ней. Имеется довольно резкий порог появления признаков разрушения. Пороговая величина плотности энергии примерно равна $1,2 \text{ Дж/см}^2$. Дополнительные данные, полученные при временах экспозиции 10 и 3,5 мс, приводят к порогам повреждения, соответственно равным $0,77$ и $0,55 \text{ Дж/см}^2$.



Фиг. 7.8.

Вероятность повреждения роговицы излучением CO_2 -лазера при длительности экспозиции 55 мс [36].

Роговица, потерявшая прозрачность под действием таких доз излучения, имеет вид белой мутной поверхности, что является признаком денатурации белков, обусловленной увеличением температуры поверхности роговицы. Помутнения, вызванные воздействием излучения, уровень которого был приблизительно в три раза ниже порогового, полностью излечивались через 2 дня после облучения. На основе модели и метода, подобных описанным выше, были проведены теоретические расчеты нагрева роговицы под действием импульсов излучения CO_2 -лазера. Результаты указывают на то, что порог разрушения соответствует увеличению температуры приблизительно на 35°C .

Другие исследования повреждения роговицы кроликов импуль-

сами излучения CO_2 -лазера длительностью в несколько десятых секунды показали, что степень разрушения является возрастающей функцией произведения $Ft^{1/2}$, где F — мощность на единицу площади роговицы, а t — время экспозиции [38]. При величине $Ft^{1/2}$, меньшей $5,5 \text{ Вт} \cdot \text{с}^{1/2}/\text{см}^2$, поражений не наблюдали. При возрастании величины $Ft^{1/2}$ развивались все более тяжелые поражения с образованием кратеров, обугливанием и возникновением пузырьков при величинах $Ft^{1/2}$ выше $35,3 \text{ Вт} \cdot \text{с}^{1/2}/\text{см}^2$.

При длительном облучении глаз кролика излучением CO_2 -лазера непрерывного действия разрушение роговицы наблюдалось при плотности мощности $0,2 \text{ Вт}/\text{см}^2$ [39, 40]. При $0,1 \text{ Вт}/\text{см}^2$ разрушения не происходило. Таким образом, порог необратимого разрушения роговицы кролика излучением CO_2 -лазера в случае продолжительных экспозиций составляет около $0,2 \text{ Вт}/\text{см}^2$.

6. Выводы

На этом мы закончим описание действия лазерного излучения на глаз. Наибольшее число работ, выполненных к настоящему времени, проведено на кроликах; имеются количественные данные о воздействии различных типов лазеров на глаза кролика и некоторые клинические данные по воздействию на глаза обезьян. Пороги возникновения минимальных доступных наблюдению повреждений сетчатки глаз кролика при пятне на сетчатке диаметром 800 мкм соответствуют плотности энергии около $0,85 \text{ Дж}/\text{см}^2$ для рубиновых лазеров с миллисекундным импульсом (длительностью 200 мкс) и $0,07 \text{ Дж}/\text{см}^2$ для импульсов рубинового лазера с модуляцией добротности (длительностью 30 нс) [12]. Надежных данных по действию на глаза человека пока очень мало. Клиническая картина повреждений человеческого глаза может несколько отличаться от картины повреждений глаз кролика. Влияние излучения на способность человеческого глаза хорошо видеть изучено в еще меньшей степени.

Ясно, что облучение светом мощных лазеров представляет определенную опасность для зрения человека. В печати появлялись отчеты о несчастных случаях, когда в результате облучения глаз человека лазерными импульсами происходила утрата зрительной функции [41—43]. Некоторые несчастные случаи были вызваны попаданием луча, отраженного от различных поверхностей под такими направлениями, откуда его никак не ожидали. Опасность представляют как прямой, так и отраженный лучи.

Как мы увидим ниже, существует достаточно данных, на основании которых можно было бы указать безопасные нормы облучения. Однако требуется провести еще большую работу, прежде, чем мы научимся хорошо понимать степень опасности лазерного излучения для зрения человека.

§ 3. ДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОЖУ

Кожа человека обладает сложной структурой и состоит из множества слоев, каждый из которых содержит различные виды клеток. Взаимодействие лазерного излучения с кожей человека носит комплексный характер. Уровни повреждения кожи лазерным излучением выше, чем уровень, при котором повреждается глаз. Тем не менее ожоги кожи являются важной темой для обсуждения.

Реакция кожи на облучение лазером зависит от многих факторов. При определении степени повреждения, которое может вызвать данный лазерный импульс, очень важен цвет или степень пигментации кожи. Как оказалось, играет роль и количество так называемых кератинов, которое имеется в облучаемой области. Кроме того, важны выходные характеристики лазера и в особенности длина волны его излучения. Реакции кожи на лазерное излучение настолько разнообразны и так сильно зависят от конкретных обстоятельств и вида кожи, что точная классификация их невозможна.

Мы опишем некоторые качественные результаты, полученные при облучении кожи добровольных пациентов. Прежде всего мы обсудим воздействие непосредственно на саму кожу. Исследования действия мощных импульсов на внутренние органы мы отложим на дальнейшее. В ранних исследованиях [35, 44] излучение рубинового лазера с длительностью импульса около 500 мкс фокусировали простой линзой на площадку размерами 1,0—1,5 мм. Кожа добровольцев негров обнаруживала при выходной энергии 0,84 Дж поверхностное шелушение. При энергии 5 Дж возникали уже более обширные изменения. Эти повреждения носили поверхностный характер даже в том случае, когда кожа была сильно пигментированной. При тех же условиях облучения на коже добровольцев со смуглой кожей повреждений не образовывалось. С увеличением энергии ожоги и омертвление ткани наблюдались и на коже людей этой группы. Изменения возникали при энергии 20 Дж. Когда энергия на выходе лазера была порядка 100 Дж, появлялись уже значительные повреждения. В частности, повреждения происходили внутри кровеносных сосудов и вокруг них, как этого и следовало ожидать, поскольку с возрастанием энергии увеличивается поглощение излучения рубинового лазера гемоглобином [45]. Повреждения были связаны с поглощением естественными окрашенными веществами, находящимися в коже, — меланином и гемоглобином. Повреждение кожи с высоким содержанием кератинов, например кожи на ладонях, было относительно небольшим.

В работе [46] были проведены эксперименты с лазерами на рубине и неодимовом стекле при плотностях энергии в импульсе

до 25 кДж/см², а также с импульсами лазера с модулированной добротностью при интенсивности излучения до $3 \cdot 10^9$ Вт/см². Излучение с высокой плотностью энергии вызывало значительное обугливание и некроз ткани.

Имеются некоторые данные, свидетельствующие о том, что действие излучения лазеров с модулированной добротностью несколько отличается от действия излучения лазеров с миллисекундным импульсом, но эти данные не получили широкого подтверждения в литературе. После относительно слабого воздействия обожженная кожа сходит, на ее месте остается депигментированная область, которая позже снова пигментируется. При более серьезных поражениях с тяжелыми формами некроза могут образовываться шрамы. Во многих частных случаях поражения кожи, наносимые лазерным излучением, напоминают обычные ожоги: формируются водяные пузыри, пораженная область становится болезненной и воспаляется, образуется струп и спустя несколько дней повреждение заживает. Однако микроскопические исследования поврежденной лазером кожи показывают, что имеются отличия от обычных ожогов.

Подробности исследования изменений, происходящих в клетках в области лазерного воздействия на кожу, занимают значительное место в медицинской литературе. Кроме того, появилось много работ по исследованию структуры клеточных образований, окружающих области лазерного удара. Эти исследования представляют интерес главным образом для медицины, и мы здесь будем подробно их описывать.

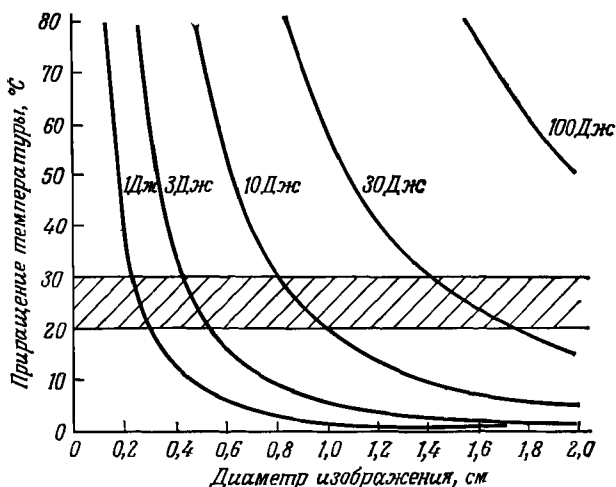
Постоянное облучение лазерными импульсами малой энергии производит незначительный эффект, даже если оно производится в течение нескольких лет. Нет указаний на то, что в коже работников лазерных лабораторий происходят какие-либо изменения в результате постоянного облучения малыми дозами [47]. Однако у одного добровольца, кожу которого многократно облучали лазерными импульсами, направленными в одно и то же место, была обнаружена повышенная чувствительность, и после поглощения многих импульсов в одном и том же месте повреждение происходило уже при более низких уровнях облучения.

Поглощение лазерных импульсов с малой энергией не вызывает сильных болезненных ощущений. Сильная боль может возникать, когда энергия лазерного излучения возрастает до величины порядка сотен джоулей. Ощущение от воздействия импульсов лазера с модулированной добротностью описывают как «щекочущее».

Резюмируя результаты работ с импульсными лазерами, напомним, что, согласно клиническим наблюдениям, нормальная кожа кавказцев не подвержена изменениям после воздействия импульсов с малой энергией (приблизительно 5 Дж). В коже негров при

таких же уровнях излучения происходят значительные изменения, включая отслоение, поверхностное обугливание и, возможно, образование язв. В случае лазерных импульсов с более высокой энергией значительные разрушения происходят также и в тканях, не окрашенных пигментом или гемоглобином.

Современное состояние знаний о процессах взаимодействия лазерного излучения с кожей таково, что имеющиеся данные



Фиг. 7.9.

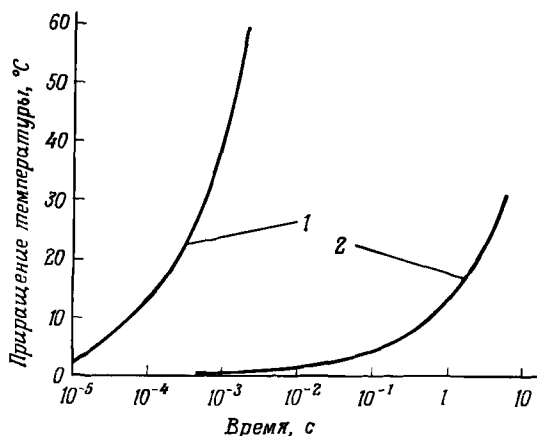
Расчетное увеличение температуры поверхности кожи в зависимости от диаметра лазерного пятна.

Кривые относятся к рубиновому лазеру с указанной энергией. Заштрихованная область соответствует началу необратимых поражений кожи [48]

не противоречат тепловому механизму разрушения [48]. Импульсы лазерного излучения поглощаются в коже и приводят к значительному местному повышению температуры. На фиг. 7.9 показаны расчетные кривые для увеличения температуры кожи в результате поглощения импульсного лазерного излучения в зависимости от диаметра лазерного пучка. Заштрихованная область соответствует диапазону, в котором начинается необратимое разрушение. Из вычислений следует, что импульсы излучения рубинового лазера могут легко создавать такую температуру в коже, которая превышает температуру денатурации белка, равную приблизительно 55° С. Этими тепловыми процессами можно объяснить наблюдаемые поражения без привлечения других физических эффектов. Увеличение температуры под действием импульсов лазерного излучения было измерено в опытах [49]. Применялись термисторы, имплантированные в кожу вблизи

зоны облучения. Несфокусированный луч рубинового лазера с энергией 52 Дж вызывал повышение температуры в глубоких слоях нормальной кожи в области действия излучения до 61°C .

До сих пор мы рассматривали действие на кожу излучения импульсных лазеров. Луч лазера непрерывного действия тоже может вызывать ожоги, если мощность его достаточно высока. Лазеры на углекислом газе представляют собой наиболее широко



Фиг. 7.10.

Расчетное увеличение температуры кожи в зависимости от времени при воздействии луча CO_2 -лазера непрерывного действия мощностью 10 Вт.

Кривая 1 — радиус пятна 1 мм; кривая 2 — радиус пятна 1 см.

используемые лазеры непрерывного действия, которые могут вызвать ожоги кожи. Излучение обычно применяемых гелий-неоновых лазеров непрерывного действия с выходной мощностью в несколько милливатт едва ли представляет серьезную опасность для кожи; но излучение аргоновых лазеров с мощностью в несколько ватт может вызвать ожоги кожи.

Мощные CO_2 -лазеры представляют собой особенно опасные источники поражения, способные вызывать тяжелые ожоги. Даже кратковременное пересечение луча CO_2 -лазера мощностью порядка 10 Вт может привести к ожогам [50]. Излучение этого лазера очень сильно поглощается кожей, обладающей высоким коэффициентом поглощения на длине волны 10,6 мкм. Это означает, что излучение CO_2 -лазера вкладывается в локализованную по толщине область на коже, и, таким образом, локальное увеличение температуры выше, чем в случае лазера с излучением в видимом диапазоне, которое проникает в кожу на большие глубины.

Результаты расчетов увеличения температуры на поверхности кожи в случае использования CO_2 -лазера мощностью 10 Вт при-

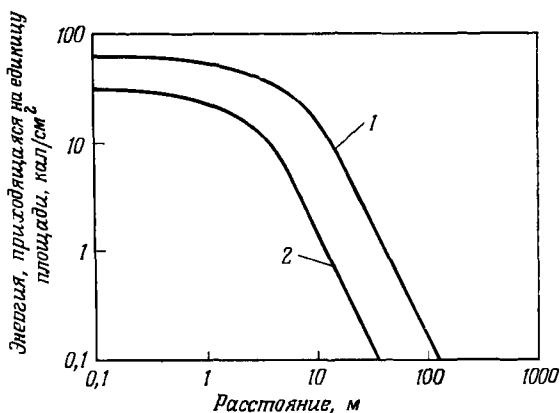
ведены на фиг. 7.10. Кривые получены путем решения уравнения теплопроводности в случае непрерывного поверхностного источника в соответствии с методами, описанными в гл. 3. Предполагалось, что кожа имеет однородное строение, а ее теплофизические свойства совпадают со свойствами воды. Температурный интервал, в котором происходит необратимое тепловое разрушение, достигается очень быстро при диаметрах пятна, характерных для несфокусированного луча. Можно ожидать, что эти кривые достигнут насыщения только через большой промежуток времени, так как другие механизмы отвода тепла (например, ток крови) вступают в действие при довольно больших длительностях экспозиции. На CO_2 -лазерах возможно получение мощностей свыше 10 Вт, так что ожоги кожи можно легко вызвать излучением широко используемых CO_2 -лазеров.

Оцененная из эксперимента пороговая величина плотности потока излучения для образования ожога под действием излучения CO_2 -лазера составляет приблизительно $0,1 \text{ Вт/см}^2$ [39]. При плотности потока излучения на пальце добровольца $0,1 \text{ Вт/см}^2$ видимого повреждения и болевого ощущения не возникало. Однако ожог и боль появлялись, когда уровень излучения достигал $0,3 \text{ Вт/см}^2$. Это значение можно сопоставить с результатами расчета, представленными в виде нижней кривой на фиг. 7.10, которая соответствует приблизительно 3 Вт/см^2 и на которой область необратимого разрушения достигается за несколько секунд.

Энергия в импульсе, достаточная для возникновения ожогов, оценивалась по данным о воздействии света от огненного шара ядерного взрыва. При коротком импульсе ожоги первой степени возникают при поглощении приблизительно 2 кал/см^2 , а ожоги второй степени — при поглощении около 4 кал/см^2 . Эти числа можно сравнить с величиной энергии, подводимой к единице площади лучом типичных лазеров. На фиг. 7.11 показана зависимость энергии, падающей на единицу площади, от расстояния для двух случаев: для излучения рубинового лазера с миллисекундным импульсом и энергией 100 Дж и для излучения мощного CO_2 -лазера, действующего в течение 0,2 с. Этот интервал можно взять в качестве типичного времени облучения при случайном быстром пересечении луча. В ближней зоне лазера (вплоть до расстояний порядка a^2/λ , где a — апертура лазера и λ — длина волны) пучок расходится не сильно и энергия в импульсе, падающая на единичную площадку, почти не зависит от расстояния. На больших расстояниях энергия на единицу площади уменьшается примерно как квадрат расстояния. Эти два случая выбраны как наиболее характерные для существующих мощных лазеров.

Видно, что на некотором расстоянии от лазера энергия на единицу площади падает до таких величин, при которых ожоги,

вероятно, не возникают даже от излучения мощных лазеров. Вблизи лазера энергия, приходящаяся на единицу площади, значительно превышает пороговые величины, необходимые для образования ожогов. Заметим, что излучение CO_2 -лазера погло-



Фиг. 7.11. Зависимость энергии, падающей на единицу площади, от расстояния до лазера для типичных мощных лазеров.

Вблизи лазера плотность энергии достаточно высока для того, чтобы вызвать ожоги. Кривая 1 — CO_2 -лазер мощностью 1000 Вт, время облучения 0,2 с; кривая 2 — рубиновый лазер с энергией 100 Дж.

щается полностью, в то время как значительная доля излучения рубинового лазера может отражаться от нормальной смуглой кожи. Кривые фиг. 7.11 служат для иллюстрации степени опасности возникновения тепловых ожогов, которую несут с собой

ТАБЛИЦА 7.2

Облучение поверхности кожи на предплечье взрослых белых людей

Тип лазера	Длительность экспозиции	Площадь, см^2	Минимальная доза для возникновения реакции кожи, Дж/ см^2
Рубиновый, с миллисекундным импульсом	0,2 мс	$(2,4-3,4) \cdot 10^{-3}$	14—20
Рубиновый, с модуляцией добротности	10—12 нс	0,33—1,0	0,5—1,5
Ag	6,0 с	0,095	13—17
CO_2	4—6 с	1	4,0—6,0

существующие мощные лазеры. Даже быстрое прохождение через луч мощного CO_2 -лазера на некотором расстоянии от него может привести к ожогу.

В работе [51] изучалась реакция кожи поросят на излучение CO_2 -лазера в зависимости от мощности лазера и времени облучения. Было определено среднее время экспозиции для образования ожогов различных степеней при разных уровнях интенсивности падающего излучения. Время экспозиции для образования слабого покраснения кожи увеличивалось от 0,22 с при 13,6 Вт/см² до 21,6 с при 0,69 Вт/см².

Подводя итоги рассмотрению минимальных доз, вызывающих реакцию кожи, укажем некоторые данные, характеризующие воздействие различных лазеров [52]. Они сведены в табл. 7.2.

Эти данные были получены при облучении поверхности предплечья взрослых белых людей. Результаты относятся как к импульсным лазерам, так и к лазерам непрерывного действия. Минимальные реактивные дозы выражены в величинах плотности энергии, падающей на кожу при указанном времени экспозиции.

§ 4. ДЕЙСТВИЕ НА ВНУТРЕННИЕ ОРГАНЫ

Кроме ожогов кожи, мощные импульсы лазерного излучения способны вызывать поражение органов, находящихся в глубине, даже в тех случаях, когда на коже возникает относительно слабые поверхностные повреждения. Одиночные миллисекундные импульсы лазера с энергиями порядка 30—50 Дж вызывают у животных внутренние поражения [34]. Глубокие повреждения различных внутренних органов сопровождаются кровоизлияниями. Области, в которых ткани на вид не повреждены, перемежаются с областями повреждения. Относительно умеренные поражения кожи могут сопровождаться обширным разрушением внутренних структур, таких, как стенки брюшной полости, подкожная соединительная ткань, мышцы, а также повреждением органов, например печени и кишечника. Подобные же эффекты получены при воздействии лазеров с модуляцией добротности при пиковых мощностях свыше 100 МВт. Импульсное излучение с энергией в несколько сот джоулей, направленное в брюшную полость и грудную клетку здоровых мышей, вызвало обширные повреждения внутренних органов, в результате которых они погибали в течение 2 дней [53].

В других опытах [54] на мышках и крысах, проведенных с сфокусированным лучом рубинового лазера, работавшего в режиме миллисекундного импульса с энергией в интервале 20—40 Дж, излучение направляли на голову животного. Оно вызывало лишь опаливание шерсти и небольшие ожоги кожи; разрушения мозга не наблюдалось. Однако, когда тот же самый луч фокуси-

ровали таким образом, что фокальная точка находилась внутри мозга, через тонкий кожный покров на голове и череп животного проходило значительное количество энергии, которое достигало фокуса внутри мозга. Воздействие сфокусированного луча вызывало гибель животного. Вскрытие обнаружило наличие кровоизлияний и поражений мозга. Было высказано предположение, что более развитый волосистой покров, более толстые кожа головы и стенки черепа у человека смогут защитить его мозг от сфокусированного или несфокусированного луча импульсного лазера с энергией порядка 40 Дж.

Суть этих наблюдений заключается в том, что мощные импульсные лазеры, например рубиновые с миллисекундным импульсом и энергией в десятки джоулей, или лазеры с модуляцией добротности при мощности в десятки и сотни мегаватт могут производить разрушения во внутренних структурах организма вплоть до глубоко лежащих органов. Такие поражения могут отличаться даже при условиях, когда на поверхности кожи заметны лишь слабые следы. Проблема становится особенно актуальной, если луч фокусируется таким образом, что фокальная точка лежит внутри облучаемой ткани.

Все это существенно осложняет контроль за действием лазерного излучения на наиболее уязвимые органы людей, работающих с лазерами. По изучению воздействия на биологические системы выполнено много других работ ¹⁾. В литературных источниках описаны эмбриологические исследования; исследования ткани и клеточных культур, включая данные по изучению действия лазерного излучения на атипичные клетки, такие, как клетки меланомы и другие клетки раковых новообразований; опыты по облучению лазером таких сложных веществ, как ферменты, ДНК, антигены, вещества, определяющие группу крови и др.; данные по воздействию на одноклеточные организмы, а также большое количество экспериментальных данных по облучению животных.

В цели настоящей работы не входит более подробное описание этого частного аспекта воздействия лазерного излучения.

§ 5. ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОЛОГИИ

Полезно упомянуть и о возможных применениях тех эффектов, связанных с воздействием лазерного излучения, которые были описаны выше. Один из важных примеров — это использование лазеров для прижигания сетчатки. Для этого луч

¹⁾ Обзор можно составить по работам [49, 55—58]. Эти источники являются либо научными статьями, либо материалами, в которых собраны доклады на симпозиумах, основной темой которых было биологическое действие лазерного излучения.

импульсного лазера фокусируют внутрь глаза, вызывая на сетчатке коагуляцию небольшого количества белка. В результате на пигментном эпителии и на сосудистой оболочке образуется рубец, который предотвращает отслоение сетчатки, происходящее в результате образования в ней отверстий и разрывов. Подобные дефекты ранее устраняли с помощью высокоинтенсивных дуговых ксенонных источников. По сравнению с такими источниками лазер обладает потенциальным преимуществом, заключающимся в очень малой длительности импульса. Благодаря этому глаз пациента остается неподвижным во время операции.

Фотокоагуляцию исследовали в течение нескольких лет. Экспериментальные лазерные фотокоагуляторы сетчатки позволяют видеть лазерный луч и направлять его в нужное место. Свет от вспомогательного источника проходит через ту же оптическую систему, что и лазерный луч, и попадает на площадку, выбранную для воздействия лазера. Лазерный луч ударяет в ту же самую точку, в которую отображается вспомогательный световой источник. Экспериментальные модели позволяют врачу также выбирать размер пятна, подлежащего коагуляции. Экспериментальные изыскания показали, что эту методику можно использовать и в клиниках [7, 9, 59—65].

Лечение лазерным излучением было предложено для различных клинических целей [66], включая залечивание отверстий и разрывов в сетчатке до того, как произойдет ее отделение, ликвидацию потенциальных источников кровоизлияния, которые преимущественно происходят в глазах больных диабетом, прожигание отверстий в радужной оболочке, в которой произошло зарращение зрачка, разрушение небольших новообразований в глазе и снижение внутриглазного давления при глаукоме.

Экспериментальная конструкция лазерного фотокоагулятора сетчатки описана в работе [67]. Ценность лазерного фотокоагулятора как работающего прибора еще изучается, и существуют некоторые разногласия по поводу его достоинств в сравнении с фотокоагулятором, в котором используется обычный дуговой ксенонный источник. Однако, по словам одного из исследователей-клиницистов [59], лазерная фотокоагуляция опробована на больших группах пациентов с различными заболеваниями сетчатки. Процедура зарекомендовала себя как безопасная и может выполняться в клинических условиях.

Другой возможной областью применения лазеров является хирургия. Было выполнено несколько исследований, в которых мощный аргоновый лазер по существу использовали как нож. Создается впечатление, что этот метод может открыть новые перспективы в бескровной хирургии жизненно важных органов [49]. Если ткани режет лазерный луч, то кончики кровеносных сосудов прижигаются в то же самое время. Этот метод может иметь

преимущество в бескровной хирургии таких органов, как печень, селезенка и легкие, которые богаты кровеносными сосудами. Поисковые работы по определению эффективности лазерной хирургии продолжаются¹⁾.

Третья область потенциального применения лазеров связана с лазерным лечением опухолей. Первые результаты опытов на опухолях животных вызвали значительный энтузиазм. Довольно давно, еще на раннем этапе развития лазеров, было опубликовано сообщение об уменьшении в размере и исчезновении меланомы на щеке хомяка после облучения рубиновым лазером [68]. При дальнейшем изучении было установлено, что отдельные виды опухолей животных действительно можно разрушить импульсным облучением рубиновых и неодимовых лазеров [69—71]. Во многих случаях после облучения лазером опухоли регрессировали и зачастую полностью исчезали. Было выяснено, однако, что результаты, полученные на животных, не всегда можно переносить на организм человека. Дальнейшие исследования показали также, что облучение опухолей лазером может вызвать ускоренное развитие первичного очага и образование новых очагов опухоли вследствие разбрызгивания жизнеспособного вещества опухоли вокруг облучаемой области.

Одним из важных факторов при лазерном облучении злокачественных новообразований является высокая температура, возникающая под действием лазерного луча. В измерениях с использованием термодпар, вживляемых вблизи области на опухолевой ткани, подвергаемой действию высокой энергии, была зарегистрирована максимальная температура, превышающая 372° С [72, 73]. Меланомы у мышей с диаметром порядка 4 мм эффективно разрушались лазерными импульсами с энергией около 200 Дж, а опухоли с размерами порядка 10 мм — импульсами с энергией 700 Дж [73]. При гистологическом исследовании некоторых опухолей у хомяков, подвергнутых облучению, опухолевых клеток не обнаружили. Был сделан вывод, что высокие температуры играют важную роль в разрушении опухолевой ткани.

Были предприняты также попытки лечения отдельных видов рака человека [49]. У некоторых больных меланомой, которым провели курс лечения лазером, на протяжении последующих 4 лет признаков рака не обнаружили.

Возможности лечения рака человеческого организма лазером имеют определенные пределы. Они ограничены теми видами опухолей, которые эффективно поглощают лазерное излучение,

¹⁾ Проводились обширные экспериментальные исследования по использованию в тех же целях лазера непрерывного действия на CO₂, см. работы [93, 94].— *Прим. ред.*

т. е. такими, как меланома. Другое важное условие — легкая доступность злокачественного образования. Оказывается, что поверхностная меланома является наиболее легко поддающимся лечению с помощью лазера видом рака. Этот вид опухоли доступен для лазерного луча и эффективно поглощает лазерное излучение. Множественные поверхностные меланомы часто бывает трудно лечить хирургическими методами.

Современное состояние вопроса о лазерном лечении рака пока остается неопределенным. Первоначальный энтузиазм, возникший после опытов на животных, уменьшился под влиянием обескураживающих открытий [74]. Среди них имеются факты, свидетельствующие о том, что при некоторых условиях лечение лазером может пойти скорее во вред, нежели на пользу, и что обширные и глубоко залегающие опухоли не поддаются эффективному лечению лазером.

Жизнеспособные фрагменты опухоли могут распространяться при разбрасывании опухоли под действием лазерного удара [75]. Для полного уничтожения злокачественного новообразования недостаточно провести лечение лишь небольшой области опухоли — должна быть полностью уничтожена вся пораженная раком ткань, и ее разрушение следует производить так, чтобы злокачественные клетки не распространялись в процессе разрушения. В наших знаниях об особенностях взаимодействия лазерного излучения с атипичными тканями все еще существует значительный пробел. Необходимо провести много более тщательно разработанных и тщательно контролируемых экспериментов, прежде чем роль лазера в лечении рака человеческого организма будет окончательно установлена.

Другими областями, в которых предложено использовать лазер, являются: лечение зубов путем испарения пораженных кариесом частей зуба [49, 76], обесцвечивание татуировок и других поглощающих дефектов кожи [49].

Исследования, демонстрирующие потенциальные возможности применения лазеров в медицине, пока находятся на начальной стадии, и развитие этих областей требует длительных поисков во многих направлениях ¹⁾.

§ 6. ВОПРОСЫ ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ РАБОТЕ С ЛАЗЕРАМИ

Лазеры представляют определенную опасность для персонала, занятого в работе с ними [41—43, 77]. Имеются очевидные возможности случайного попадания лазерного излучения в глаз или получения ожогов кожи. Кроме того, существует

¹⁾ Широкому кругу вопросов, связанных с применением лазеров в медицине, посвящена монография [89]. Ряд интересных работ в этой области можно найти в сборниках статей [90, 95, 96]. — *Прим. ред.*

опасность электрического удара от источников питания лазеров и опасность отравления веществами, которые используются во многих лазерах и в лазерном оборудовании. Эти потенциальные опасности, однако, следует сопоставлять с теми преимуществами, которые дает использование лазеров. Лазеры не единственные приборы из использующихся в лабораториях и в промышленности, которые представляют опасность. И поскольку потенциальные выгоды от использования лазеров часто бывают более значительными, чем связанная с ними потенциальная опасность, можно ожидать, что в будущем лазеры найдут все более широкое применение.

Когда круг людей, работающих с лазерами, ограничивался малочисленным лабораторным персоналом, опасность была не столь велика. Но по мере проникновения лазеров и в обычные отрасли промышленности эта опасность увеличилась как из-за возросшего количества этих приборов, так и по той причине, что работающие с ними люди не совсем отчетливо осознают потенциальную угрозу их здоровью со стороны лазеров. Таким образом, важно принять тщательно продуманные меры предосторожности. При надлежащих предосторожностях и хорошо продуманной программе мер защиты эксплуатация лазерных установок может стать такой же безопасной, как и эксплуатация многих других технических устройств, используемых в настоящее время.

Процитируем выдержку из доклада д-ра У. Хэма Законодательной комиссии Сената по вопросам контроля за излучением в промышленности [78]: «Следует подчеркнуть, что лазерное излучение имеет электромагнитную природу, а лазер есть источник *света*, а не какой-то неизвестной формы энергии, которая может вызывать причудливые биологические эффекты... Лазерное излучение *есть свет*, а человек подвергался действию света с незапамятных времен».

Вопросы изготовления защитных стекол для предохранения глаз от действия лазерного излучения уже обсуждались в литературе [79—81]. Исследование многих цветных фильтров, которые потенциально способны поглощать лазерное излучение, показало, что наиболее подходящим для обычных рубиновых и неодимовых лазеров является иенское цветное стекло типа BG-18. Стекло BG-18 толщиной 4 мм имеет в интервале от длины волны генерации рубинового лазера до длины волны генерации неодимового лазера оптическую плотность ¹⁾ порядка 9 и выше.

¹⁾ Оптическая плотность на определенной длине волны определяется как $D = -\lg I/I_0$, где I_0 — интенсивность света, падающего на поверхность защитных очков, I — интенсивность прошедшего света. Таким образом, это означает, что при $D = 5$ проходящая часть света составляет 10^{-5} от падающего.

Пока не существует единого типа стекла, который обеспечил бы эффективную защиту на всех длинах волн генерации лазеров и одновременно позволял хорошо видеть через него. Можно подобрать такие стекла, которые будут эффективными лишь для каждой отдельной длины волны излучения лазеров. Трудности могут возникнуть при работе с установками, в которых используются лазеры нескольких типов, поскольку надо быть уверенным, что в каждом случае применяется нужный тип защитного стекла. Если для разных типов лазеров требуются различные марки стекла, необходимо принять меры к тому, чтобы они ясно отличались друг от друга.

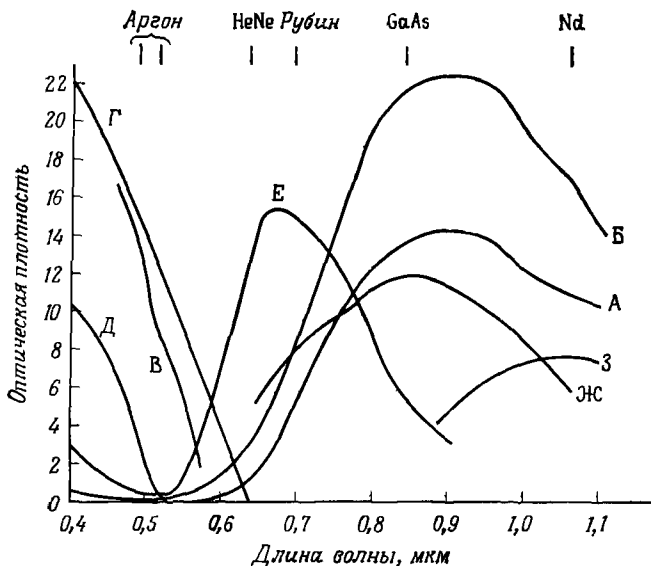
Одна из проблем защиты глаз от лазерного излучения при работе с высокими импульсными мощностями состоит в том, что стекло может растрескиваться под действием импульсных ударов. В частности, стекло марки ВГ-18 растрескивается при воздействии импульса излучения с плотностью энергии свыше 60 Дж/см^2 [79]. Существует два способа предотвращения этого эффекта. Один из них заключается в том, что перед стеклом ВГ-18 устанавливается другое стекло с такой же спектральной характеристикой, но с меньшей оптической плотностью. В результате уменьшается концентрация энергии, выделяющейся в стекле ВГ-18, и предотвращается возникновение разрушающих механических деформаций. Второй способ — это нанесение на переднюю поверхность стекла ВГ-18 отражающего покрытия, которое снижает количество поглощаемой стеклом энергии. Оба эти способа были использованы при промышленном изготовлении защитных очков для предохранения глаз от воздействия лазерного излучения.

Другой подход к конструированию защитных средств заключается в использовании многослойных интерференционных фильтров, которые отражают излучение в узком интервале длин волн. За этими фильтрами с дихроичным покрытием расположены фильтры из цветного стекла. Промышленность выпускает защитные очки, специально сконструированные для каждой из длин волн наиболее часто встречающихся лазеров.

Свойства ряда выпускаемых промышленностью защитных лазерных очков приведены в табл. 7.3. Указана оптическая плотность очков на длинах волн генерации некоторых распространенных лазеров, а также процент пропускаемого ими видимого света. Таблица составлена на основе информации, которую сообщают изготовители. Защитные очки выпускаются в самых разнообразных видах; они могут иметь форму обычных очков или вид гибких масок и масок, охватывающих голову. На фиг. 7.12 приведена оптическая плотность некоторых из этих защитных очков в зависимости от длины волны. Указаны длины волн генерации распространенных типов лазеров. Обозначения кривых на фиг. 7.12 даны в табл. 7.3.

Изготовитель	Маркировка	Обозначение на фиг. 7.12	Пропускание видимого света, %	Оптическая плотность					
				Ar (4880 Å)	He-Ne (6328 Å)	Рубин (6943 Å)	GaAs (8400 Å)	Nd (1,06 мкм)	CO ₂ (10,6 мкм)
American Optical Co.	580	—	27,5	0,2	2	3,5	4	2,7	—
	581	—	9,6	0,6	4,1	6,1	5,5	3	—
	584	A	46	0	1	5,0	13,5	10,9	Высокая
	585	B	35	0,3	2	8,0	21,0	17,1	Высокая
	598	B	23,7	13,5	0	0	0	—	—
	680	—	92	0	0	0	0	0	50
Bausch and Lomb	5W3754	Г	4,3	15	0,2	0	0	0	≥ 35
	5W3755	Д	57	4	0	0	0	0,1	≥ 35
	5W3756	Е	6,2	0,5	12,2	15	5,6	4,8	≥ 35
	5W3757	Ж	4,7	0,9	4,5	7,7	11,8	5,7	≥ 35
	5W3758	З	3,0	3,0	1,9	1,8	2,2	4,8	7,5
	TRG-112	—	22	—	—	5	12	30	30
Fish-Schurman Corp. Glendale Optical Co.	TRG-112B	—	5	5	2	6	15	15	—
	FS650AL/18	—	30	0,34	3,8	10	>10	>10	—
	LGS-NDGA	—	60	1,2	1,2	3,8	19	14	—
	LGS-R	—	19	0,3	2,8	6	0,5	0,2	—
	LGS-HN	—	19,5	0,4	5	2,4	0,8	0,5	—
	LGS-A	—	59	15	0,4	0	0	0	0
Spectrolab Quantronix	—	—	<15	8	5	9	13	12	3
	350	—	~23	0,3	4	10	—	15	—

На очки, экранирующие глаза от лазерного света, не следует полагаться при прямом облучении. Даже пользуясь очками нужного типа, не следует смотреть прямо навстречу лучу. Более того, очки должны быть снабжены боковыми щитками, чтобы уменьшить вероятность случайного бокового попадания излучения в глаз.



Фиг. 7.12.

Оптические плотности некоторых выпускаемых промышленностью стекол как функция длины волны.

Обозначения кривых расшифрованы в табл. 7.3. Указаны длины волн генерации некоторых часто используемых лазеров.

Остановимся на выборе защитных очков для данного лазера. Оптическая плотность защитных очков должна быть достаточно большой, чтобы снижать мощность падающего на сетчатку излучения при случайном попадании ниже порога образования повреждений. Максимально допустимая интенсивность излучения на сетчатке сравнима с минимальной интенсивностью излучения, соответствующей образованию ожога сетчатки. Очки выбирают с таким ослаблением, которое достаточно для снижения мощности излучения ниже порогового уровня. Чтобы определить интенсивность излучения на сетчатке при случайном облучении, необходимо знать выходную энергию или мощность конкретного лазера, оптическую плотность защитных очков на длине волны генерации лазера и геометрию установки. Многие специалисты, ответственные за безопасность при работе с лазерами, вводят дополнитель-

ный (обычно произвольный) «коэффициент безопасности» в пороговые уровни разрушения сетчатки.

Рекомендации по уровням максимальной экспозиции для глаза разрабатывались многими исследовательскими коллективами. Хотя, как мы уже видели, воздействие лазерного излучения на зрение человека изучено не полностью, имеется тем не менее достаточно информации для того, чтобы попытаться сформулировать руководящие принципы. Общий метод состоит в использовании пороговых величин, при которых, как было описано выше, образуются минимальные различимые при клиническом исследовании повреждения. Максимально допустимые уровни экспозиции при облучении лазером определяют на роговице, поскольку расчет экспозиции для нее более прост. Их определяют как уровни, при которых возникают пороговые повреждения сетчатки. На современном этапе исследований мы пока не знаем, какие явления, доступные клиническим наблюдениям, могут происходить ниже этих уровней. Среди большого числа различных рекомендаций

ТАБЛИЦА 7.4

Максимально допустимые уровни облучения роговицы

Вид излучения	Время экспозиции t , с	Интенсивность, Вт/см ²	Плотность энергии, Дж/см ²
Видимый свет (0,4 мкм < λ < 0,7 мкм)	10^{-9} — $2 \cdot 10^{-5}$	$5,0 \cdot 10^{-7} t^{-1}$	$5,0 \cdot 10^{-7}$
	$2 \cdot 10^{-5}$ —10	$1,8 \cdot 10^{-3} t^{-1/4}$	$1,8 \cdot 10^{-3} t^{3/4}$
	10 — 10^4	—	10^{-2}
	$> 10^4$	10^{-6}	—
Инфракрасное излучение (1,4 мкм < λ < 13 мкм)	10^{-9} — 10^{-7}	$10^{-2} t^{-1}$	10^{-2}
	10^{-7} —10	$0,56 t^{-3/4}$	$0,56 t^{1/4}$
	10	10^{-1}	$10^{-1} t$
Ультрафиолетовое излучение (0,2 мкм < λ < 0,4 мкм)	—	$< 1,0$	—

Примечание: Для длин волн, лежащих в ближней инфракрасной области между 0,7 и 1,4 мкм, приведенные значения могут быть увеличены путем умножения на коэффициент, который линейно возрастает от 1 до 5 в интервале от 0,7 до 1,06 мкм и равен 5 в интервале от 1,06 до 1,4 мкм.

по максимально допустимым уровням облучения достаточно обоснованными представляются рекомендации, разработанные в 1972 г. Национальным институтом стандартов США. Возможно, что в дальнейшем программа, предлагаемая Национальным институтом стандартов, получит силу закона, будучи включена как в постановления отдельных штатов, так и в общеамериканский Закон о профессиональной безопасности и здоровье.

Рекомендованные Национальным институтом стандартов максимально допустимые уровни облучения указаны для прямого облучения коллимированным лучом через ограничивающую диафрагму диаметром 7 мм. Для видимого света (длины волн от 0,4 до 0,7 мкм) максимально допустимые уровни облучения приведены в табл. 7.4. Для интервала длин волн от 0,6943 до 1,4 мкм предусмотрено увеличение максимально допустимого уровня облучения.

Максимально допустимая экспозиция для инфракрасного излучения с длиной волны от 1,4 до 13 мкм определена как максимальная плотность потока излучения, падающего на роговицу, усредненная по пятну диаметром 1 мм. Заметим, что указанные величины гораздо выше, чем соответствующие им в видимой области. Это обстоятельство существенно для применения распространенного лазера на CO_2 с длиной волны 10,6 мкм. На этой длине волны глаз по чувствительности к лучевому поражению не сильно отличается от других частей тела. Конечно, слабый ожог роговицы может причинить больше беспокойства, чем такой же ожог другой области.

Относительно ультрафиолетового излучения (от 0,2 до 0,4 мкм) нет достаточной информации для того, чтобы указать точную норму. Поэтому во всем указанном спектральном интервале предлагается верхний предел интенсивности, равный 1 Вт/см^2 . Эти уровни не являются абсолютными стандартами, гарантирующими полную безопасность. Они скорее представляют собой рекомендации для лиц, специализирующихся в промышленной гигиене, и именно эти люди должны объяснять смысл указанных цифр и применять их на практике. Работники, ответственные за технику безопасности на конкретных лазерных установках, часто снижают эти рекомендованные в качестве исходных уровни, вводя дополнительный «коэффициент безопасности».

Уровни, цитируемые в табл. 7.4 для импульсных лазеров, вызывают минимальные пороговые повреждения сетчатки (фиг. 7.2), если излучение фокусируется в пятно диаметром около 3 мм. Это, вероятно, слишком осторожная оценка, так как более реальным минимальным размером изображения на сетчатке является дифракционный предел глаза, для которого обычно приводят величину 10—20 мкм.

Понятие повреждения, использованное при определении этих уровней, является функциональным. Орган не считается поврежденным, если он продолжает нормально функционировать, не обнаруживая никаких заметных для хозяина глаза изменений. Возможно, что повреждение в микроскопическом смысле (т. е. такое, когда гистологическое исследование указывает на отклонения от нормы в структуре тканей) существует и ниже порога функционального повреждения. Во всяком случае, большинство рекомен-

даций по защите до сих пор связывалось с понятием функционального повреждения и основывалось, хотя бы неявно, на данных, приведенных на фиг. 7.2, где указан порог функционального повреждения, вызываемого излучением импульсных лазеров. Следует иметь в виду, что данные фиг. 7.2 получены на кроликах и что другие авторы, как уже отмечалось, сообщали несколько иные числа. Мы отмечали также, что на порог повреждения сетчатки могут влиять многие факторы, которые пока не вполне изучены. Таким образом, ясно, что цитируемые в табл. 7.4 величины не являются абсолютными стандартами лазерной безопасности. Эти рекомендации являются наилучшими при современном состоянии знаний, т. е. нам неизвестно ни о каких функциональных нарушениях, которые происходят ниже этих уровней.

При оценке опасности для глаз следует напомнить о возможности зеркального отражения лазерного луча от поверхностей. Попадание в глаз зеркально отраженного лазерного луча может быть столь же опасным, как и прямое попадание. И действительно, несчастные случаи повреждения глаз человека отраженными лазерными лучами были описаны в литературе [41, 43]. Не следует допускать, чтобы луч попадал на зеркально отражающие предметы. Импульсные лампы, используемые для накачки импульсных лазеров, должны быть закрыты, так как они тоже способны вызывать повреждение глаз (а в некоторых случаях могут и взрываться). Опасным может быть также ультрафиолетовое излучение от некоторых лазерных источников накачки, особенно если их баллоны выполнены из кварца.

В качестве рекомендации по нормам облучения кожи проект Национального института стандартов США рекомендует для лазеров, работающих в видимой и инфракрасной областях спектра, при длительности облучения более 10 с максимально допустимый уровень облучения, не превосходящий либо $0,2 \text{ Вт/см}^2$ по плотности мощности, либо $0,5 \text{ Вт}$ по полной мощности. Для импульсных лазеров максимально допустимый уровень облучения кожи принимается либо вдвое больше, чем соответствующая величина для роговицы в случае инфракрасного облучения (см. табл. 7.4), либо равным $0,5 \text{ Вт}$, если последняя величина больше. Несколько иные рекомендации содержатся в более ранних работах [82—86]. Эти рекомендации не следует рассматривать как окончательные, пока не будут получены более определенные данные по облучению кожи. Поскольку ситуация в отношении хронических экспозиций кожи продолжает оставаться неясной, то в случаях, когда возможно хроническое облучение, следует применять средства ее защиты.

Были предложены различные предупредительные знаки о лазерной опасности, которые следует изображать в тех местах, где работают с лазерами.

Защита от излучения лазеров на углекислом газе представляет собой особую проблему в связи с непрерывным излучением в невидимой части спектра. Там, где ситуация это позволяет, всю лазерную установку на CO_2 можно накрыть кожухом из прозрачного пластика. Большинство пластмасс непрозрачны на длине волны генерации CO_2 -лазера (10,6 мкм). Такой кожух позволяет наблюдать за работой и избежать лазерного облучения.

Еще одна проблема связана с посетителями лазерных лабораторий. Нельзя ожидать, что они столь же хорошо знакомы с правилами техники безопасности, как и люди, работающие в лаборатории. Доступ к лазерам должен быть ограничен, и если присутствие посетителей в лаборатории необходимо, они должны находиться под контролем ответственных лиц. Посетителей следует снабдить соответствующими средствами для защиты глаз.

Лазерная установка, находящаяся вне помещений, требует особого наблюдения. Чтобы гарантировать безопасность работы, сотрудники отделов техники безопасности должны в каждом конкретном случае принимать специальные меры и осуществлять контроль за работой лазера.

Рекомендуется производить регулярные медицинские обследования персонала, работающего с лазерами. Особое внимание следует уделять коже и глазам. Для обнаружения разрушений сетчатки важно проводить фундускопическое исследование дна глазного яблока. Все лица, регулярно работающие с лазерами или подвергающиеся облучению светом лазеров, должны пройти медицинский осмотр для определения состояния здоровья. Повторные осмотры должны проводиться регулярно в течение всего периода работы с излучением.

Использование лазеров может представлять опасность не только для глаз и кожи. Была оценена также потенциальная опасность от токсичных и взрывчатых веществ, применяемых при работе лазеров [87]. Многие газы, используемые в качестве активной среды или образующиеся как побочные продукты реакций в газовых лазерах, такие, как окись углерода, цианид водорода или бром, могут представлять опасность, если имеется утечка или образуется трещина. В лазерном оборудовании, например в лазерных модуляторах и элементах, модулирующих добротность, используются многие воспламеняющиеся или ядовитые вещества (такие, как ацетон, нитробензол и ацетонитрил). Эту возможную химическую опасность следует учитывать и принимать соответствующие меры предосторожности.

Нужно с осторожностью относиться и к веществу, испаряемому лазером. В частности, опасные и вредные пары образуются при облучении мишеней из определенных материалов. Конкретный пример — образование паров, содержащих бериллий, при действии на огнеупорный кирпич излучения CO_2 -лазера. Для удаления

таких веществ из помещения, где производятся процессы резки и сверления лазерным лучом, необходимо предусматривать соответствующее оборудование.

Серьезная опасность может быть связана с электрическими цепями лазеров. Электрическая энергия, которая запасается в конденсаторах, питающих импульсные лазеры, потенциально смертельна. Источники питания лазеров непрерывного действия часто имеют высокое напряжение, которое может представлять опасность; некоторые несчастные случаи, связанные с лазерами, произошли именно по причине электрического шока [77]. Лица, ответственные за безопасность работ на лазерной установке, должны тщательно учитывать любую потенциальную опасность электрического шока.

В проекте Национального института стандартов обсуждается классификация лазеров. Предлагается распределить лазеры по следующим пяти классам в зависимости от степени опасности (при этом указываются меры контроля для каждого из классов).

1. Безопасные лазеры. К этому классу относятся лазеры, уровень излучения которых не превосходит указанных выше максимально допустимых величин. Безопасные лазеры не требуют ни контроля, ни предупредительных знаков.

2. Непрерывные лазеры малой мощности, работающие в видимой области. Этот класс включает лазеры видимого диапазона, уровень излучения которых при прямом облучении может превосходить максимально допустимый для глаз при экспозиции 10 с, но не превосходит максимально допустимого при экспозиции 0,25 с. Для этого класса лазеров необходим предупредительный знак.

3. Лазеры средней мощности. Этот класс объединяет лазеры различных типов, включая лазеры видимого и инфракрасного диапазонов, работающие в импульсном или непрерывном режиме. Чтобы быть отнесенным к этому классу, лазер должен иметь уровень мощности или плотности мощности, не превосходящий некоторого предела, но превышающий максимально допустимый уровень для прямого облучения глаз. Прямое попадание в глаз диффузно рассеянного излучения от лазеров этого типа не представляет опасности. Такие лазеры требуют принятия ряда мер безопасности, включая специальную подготовку обслуживающего персонала, использование устройств блокировки и прерывания луча, контроль за траекторией луча, ограничение числа лиц, могущих подвергнуться облучению, использование защитных очков, предупредительных знаков и при возможности — устройств, ограждающих путь луча.

4. Мощные лазеры. К этому классу относятся лазеры, излучение которых по мощности или интенсивности превосходит как максимально допустимый уровень облучения для глаз, так и огра-

ничения, введенные для класса 3. Попадание в глаз диффузно рассеянного света от лазеров этого класса может представлять опасность. При работе с этими лазерами требуется принятие дополнительных мер безопасности, кроме указанных для класса 3. В частности, соблюдаются требования, предъявляемые к защитным очкам, предупредительные сигналы о включении лазера, ограничения доступа в помещение, где находится лазер, общая система блокировки и при возможности — ограждение луча и дистанционное управление поджигом.

5. Изолированные лазеры. К изолированным лазерам относятся любые устройства, которые благодаря специальным мерам, принятым при конструировании или эксплуатации, излучают свет на уровне, не превосходящем максимально допустимый для прямого облучения глаз. Лазер этого типа должен иметь защитный кожух, закрывающий доступ к нему во время работы, блокировку и фильтры на всех смотровых окнах.

В заключение мы приведем несколько выдержек из инструкции по технике безопасности при работе с лазерами. Нижеследующие рекомендации по лазерной безопасности содержатся в работе [83]¹⁾

А. Основные меры предосторожности (общие для каждой лазерной установки)

1. Не следует смотреть навстречу первичному лучу или зеркально отраженному лучу, если плотности мощности или энергии превышают допустимые уровни облучения.

2. Следует избегать визуальной наводки лазера, поскольку при этом приходится смотреть вдоль луча, что увеличивает опасность поражения отраженным светом.

3. Работа с лазерами должна производиться на площадях с ярким общим освещением, чтобы зрачки все время были сужены. Это ограничивает энергию, которая может попасть в глаз в результате неосторожности.

4. Частичную защиту от излучения обеспечивают небьющиеся защитные приспособления для глаз, предназначенные для задержки отдельных частот, характерных для данной системы. Защитные очки следует периодически проверять, чтобы убедиться в сохранении достаточной оптической плотности на длине волны генерации лазера. Надо быть уверенным, что лазерные защитные очки, предназначенные для защиты от излучения данного лазера, не используются при работе с лазерами, имеющими другую длину волны. Рекомендуется применять разноцветные оправы, а оптическая плотность должна быть указана на фильтре. Защитные стекла, подвергшиеся действию излучения большой интенсивности или плотности энергии, могут потерять эффективность и должны быть забракованы...

¹⁾ Общий анализ влияния на организм неблагоприятных физических и химических факторов дан в монографии [91]. Вопросам вредного действия лазерного излучения и рекомендациям по технике безопасности при работе с лазерами посвящена работа [92]. — *Прим. ред.*

5. Распространение лазерного луча должно быть ограничено мишенью из неотражающего огнеупорного материала. Пространство со всех сторон от предполагаемого пути луча должно быть свободно от людей.

6. Следует остерегаться удара электрическим током от источников как высокого, так и низкого напряжения..

7. Особые меры предосторожности следует принимать, если используются лампы выпрямители высокого напряжения (свыше 15 кВ), так как в этом случае возможна генерация рентгеновского излучения.

Б. Конкретные меры предосторожности (применяемые при работе с мощными импульсными лазерами)

1. Цепи защитной блокировки на входе лазерного устройства должны быть сконструированы таким образом, чтобы не допущенный к работе или временный персонал не имел доступа к устройству, пока источник питания лазера заряжен и возможна генерация.

2. Системы электронного поджига лазера должны быть сконструированы так, чтобы избежать случайного сброса запасенного заряда. Конструкция должна включать в себя систему защиты от случайной самопроизвольной вспышки.

3. Должна быть предусмотрена система тревожной сигнализации: подача приглушенного звукового сигнала, включение мигающего света (видимого через защитные очки) и процедура обратного счета. Сигнализацию необходимо приводить в действие сразу же после того, как начинается зарядка конденсаторов.

4. Установки, в которых для охлаждения используется сжиженный газ, следует надлежащим образом вентилировать. Более предпочтительными являются лазеры с водяным охлаждением..

5. Стены и потолок должны быть выкрашены краской, не дающей глянца, а имеющей диффузную поверхность. В области расположения мишени предпочтительна диффузно отражающая краска черного цвета, и светлая — в окружающей области, чтобы максимально увеличить освещенность от общих осветительных приборов.

6. Работа на твердотельных лазерах должна производиться при дистанционном управлении поджигом с телевизионным наблюдением, если это возможно. Это устраняет необходимость физического присутствия персонала в той комнате, где расположен лазер. Другая возможность состоит в том, чтобы поместить сам лазер, его луч и мишень в светонепроницаемый кожух.

В. Конкретные меры предосторожности (применяемые при работе с маломощными газовыми и полупроводниковыми лазерными системами непрерывного действия)

1. Должны соблюдаться общие меры предосторожности в отношении наведения лазеров и предотвращения зеркального отражения.

2. В конце своего полезного пути лазерный луч должен быть ограничен преградой из материала с матовой поверхностью. Цвет и коэффициент отражения поверхности должны позволять определять положения луча, сводя при этом до минимума отражение.

3. Отражающий материал следует убрать из области луча, все оборудование должно содержаться в порядке.

Г. Газовые лазеры на углекислом газе и азоте

1. Главная опасность, связанная с использованием лазеров на CO_2 и N_2 — это возможность возникновения пожара. В качестве преграды для луча следует использовать огнеупорный кирпич достаточной толщины или лист асбеста.

2. Лазерная установка должна быть собрана из материала, непрозрачного для ультрафиолетового света, генерируемого газовым разрядом. Кварцевые трубы пропускают ультрафиолетовое излучение, тогда как трубы из определенных сортов термостойкого стекла в достаточной степени непрозрачны в этой части спектра.

3. Необходимо ослабить отраженное излучение инфракрасного лазера, либо закрывая луч и мишень, либо применяя защитные приспособления для глаз, изготовленные из материала типа плексигласа, которые непрозрачны для длины волны 10,6 мкм.

Представленные выше рекомендации, могут служить как указания при разработке программы мероприятий по обеспечению безопасности при работе с лазерами. Приведенные здесь выдержки не претендуют на то, чтобы служить исчерпывающей программой таких мероприятий, пригодной для всех установок. Конкретные применения этих инструкций и учет степени опасности, связанной с каждой лазерной установкой, входят в обязанности соответствующих лиц, занимающихся техникой безопасности, которые и должны организовать безопасные условия работы на данной установке.

Эти рекомендации являются общими правилами безопасной работы, сформулированными для конкретной области как общий образ действия. Их можно изменить или расширить в зависимости от конкретных обстоятельств. Например, в некоторых ситуациях для персонала было бы целесообразным совсем покинуть комнату и наблюдать за работой лазерной системы с помощью телевизионной установки внутреннего пользования.

Лазер не представляет собой какой-то один определенный прибор; с многими типами лазеров связаны различные опасности. При составлении программы по технике безопасности бессмысленно рассматривать сразу все типы лазеров. Меры предосторожности, необходимые для работы на CO_2 -лазере с мощностью 100 Вт, могут не соответствовать условиям работы с гелий-неоновым лазером, имеющим мощность 1 мВт. Следует также учитывать особенности области применений, в которой используют лазер. Каждый случай необходимо рассматривать отдельно и разрабатывать программу организации безопасной работы в соответствии с этим случаем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Geeraets W. J., Berry E. R., Amer. Journ. Ophthal., 66, 15 (1968).
2. Solon L. R., Aronson R., Gould G., Science, 134, 1506 (1961).
3. Zaret M. M. et al., Science, 134, 1525 (1961).

4. Zaret M. M., Fed. Proc., 24, S-62 (1965).
5. Geeraets W. J. et al., Fed. Proc., 24, S-48 (1965).
6. Noyori K. S. et al., Arch. Ophthalm., 72, 254 (1964).
7. Zaret M. M. et al., Arch. Ophthalm., 69, 97 (1963).
8. King R. G., Geeraets W. J., Acta Ophthalm., 46, 617 (1968).
9. Campbell C. J., Rittler M. C., Koester C. J., Trans. Amer. Acad. Ophthalm. Oto., 67, 58 (1963).
10. Geeraets W. J., Acta Ophthalm., 45, 846 (1967).
11. Wolbarsht M. L., Fligsten K. E., Hayes I. R., Science, 150, 1453 (1965).
12. Ham W. T. et al., Acta Ophthalm., 43, 390 (1965).
13. Landers M. B., Kreiger A., Neidlinger R., Laser Focus, p. 40 (November 1968).
14. Kohtiao A. et al., Amer. Journ. Ophthalm., 62, 664 (1966).
15. Bergqvist T., Kleman B., Tengroth B., Acta Ophthalm., 43, 331 (1965).
16. Bergqvist T., Kleman B., Tengroth B., Acta Ophthalm., 44, 853 (1966).
17. Vassiliadis A. et al., Special Tech. Rep. SRI Project 5571, AFAL (AVTL) to Wright-Patterson AFB (August 1966).
18. Zaret M. M., Ocular Exposure to Q-switched Laser Irradiation, Zaret Foundation, Inc., New York, N.Y., Tech. Rep. AFAL-TR-65-279 (April 1966).
19. Jones A. E., McCartney A. J., Invest. Ophthalm., 5, 474 (1966).
20. L'Esperance F. A., Kelly G. R., Arch. Ophthalm., 81, 583 (1969).
21. Rosan R. C. et al., Arch. Ophthalm., 81, 84 (1969).
22. Kohtiao A. et al., Ann. N.Y. Acad. Sci., 122, 777 (1965); Amer. Journ. Ophthalm., 62, 524 (1966).
23. Blabla J., John J., Amer. Journ. Ophthalm., 62, 659 (1966).
24. Lappin P. W., Arch. Environ. Health, 20, 177 (1970).
25. Clarke A. M. et al., Arch. Environ. Health, 18, 424 (1969).
26. Hansen W. P., Feigen L., Fine S., Appl. Opt., 6, 1973 (1967); 7, 1860 (1968).
27. Hansen W. P., Fine S., Appl. Opt., 7, 155 (1968).
28. Clarke A. M., Geeraets W. J., Ham W. T., Appl. Opt., 8, 1051 (1969).
29. Campbell C. J. et al., Acta Ophthalm. Suppl., 76, 22 (1963).
30. Hayes J. R., Wolbarsht M. L., Aerospace Med., 39, 474 (1968).
31. Deitz P. H., Appl. Opt., 8, 371 (1969).
32. Wyman P. W., Appl. Opt., 8, 383 (1969).
33. Makous W. L., Gould J. D., IBM Journ. Res. Develop., 12, 257 (1968).
34. Fine S., Klein E., Scott R. E., IEEE Spectrum, p. 81 (April 1964).
35. Goldman L. et al., Journ. Invest. Dermatol., 40, 121 (1963).
36. Peppers N. A. et al., Appl. Opt., 8, 377 (1969).
37. Chang H. H. C., Dedrick K. G., Appl. Opt., 8, 826 (1969).
38. Leibowitz H. M., Peacock G. R., Arch. Ophthalm., 81, 713 (1969).
39. Laser Focus, p. 14 (January 1968).
40. Fine B. S. et al., Amer. Journ. Ophthalm., 66, 1 (1968).
41. Zweng H. C., Arch. Ophthalm., 78, 596 (1967).
42. Rathkey A. S., Arch. Ophthalm., 74, 346 (1965).
43. Gurtin T. L., Boyden D. G., Amer. Journ. Ophthalm., 65, 188 (1968).
44. Goldman L. et al., Nature, 197, 912 (1963).
45. Goldman L., Fed. Proc., 24, S-92 (1965).
46. Goldman L., Ann. N.Y. Acad. Sci., 122, 802 (1965).
47. Goldman L., Hornby P., Amer. Ind. Hyg. Ass. Journ., 26, 553 (1965).
48. Helwig E. B. et al., Fed. Proc., 24, S-83 (1965).
49. Goldman L., «Biomedical Aspects of the Laser», p. 125 Springer, New York, 1967.
50. Fine S. et al., Int. Quantum Electron. Conf. Phoenix, April 12—15, Paper 7A1 (1966).
51. Brownell A. S., Parr W. H., Hysell D. K., Arch. Environ. Health, 18, 437 (1969).

52. *Goldman L.*, Arch. Environ. Health, 18, 434 (1969).
53. *Fine S. et al.*, Fed. Proc., 24, S-35 (1965).
54. *Earle K. M. et al.*, Fed. Proc., 24, S-129 (1965).
55. Fed. Proc. 24, No. 1, Part III, Suppl. 14 (Jan.-Feb. 1965).
56. *Fine S., Klein E., Scott R. E.*, IEEE Spectrum p. 81 (April 1964).
57. *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, 122, Article 2 (May 28, 1965).
58. *Fine S., Klein E.*, Biological Effects of Laser Radiation. «Advances in Biological and Medical Physics» (Lawrence J. H. and Gofman J. W., eds.), Vol. 10, Academic Press, New York, 1965.
59. *Campbell C. J. et al.*, Fed. Proc., 24, S-71 (1965).
60. *Zweng H. C., Flocks M.*, Fed. Proc., 24, S-65 (1965).
61. *Campbell C. J. et al.*, Ann. N.Y. Acad. Sci., 122, 780 (1965).
62. *Freeman H. M., Pomerantzeff O., Schepens C. L.*, Ann. N.Y. Acad. Sci., 122, 783 (1965).
63. *Kapany N. S. et al.*, Nature, 199, 146 (1963).
64. *Zweng H. C.*, Laser Focus, p. 32 (September 1967).
65. *Berler D. K.*, Southern Med. Journ., 60, 1272 (1967).
66. *Fine S., Klein E.*, Laser Focus, p. 28 (July 1969).
67. *Kapany N. S., Solbertrust N., Peppers N. A.*, Appl. Opt., 4, 517 (1965).
68. *McGuff P. E. et al.*, Surg. Forum., 4, 143 (1963).
69. *Klein E. et al.*, Fed. Proc., 24, S-143 (1965).
70. *McGuff P. E. et al.*, Fed. Proc., 24, S-150 (1965).
71. *Minton J. P., Zelen M., Ketcham A. S.*, Fed. Proc., 24, S-155 (1965).
72. *McGuff P. E. et al.*, Ann. N.Y. Acad. Sci., 122, 747 (1965).
73. *Minton J. P., Zelen M., Ketcham A. S.*, Ann. N.Y., Acad. Sci., 122, 758 (1965).
74. Laser Focus, p. 32 (June 1969).
75. *Hoye R. C., Ketcham A. S., Riggle G. C.*, Life Sci., 6, 119 (1967).
76. Laser Focus, p. 40 (June 1969).
77. *Gellin G. A.*, A Follow-Up Survey of Laser Injuries in the States of California, Massachusetts, and New Jersey, U.S. Dept. of Health, Education, and Welfare, Public Health Service, Rep. TR-67A (June 1969).
78. Laser Focus, p. 9 (July 1968).
79. *Straub H. W.*, Fed. Proc., 24, S-78 (1965).
80. *Swope C. H., Koester C. J.*, Appl. Opt., 4, 523 (1965).
81. *Swope C. H.*, Arch. Environ. Health, 18, 428 (1969).
82. Threshold Limit Values of Physical Agents Adopted by ACGIN for 1969, American Conference of Governmental Industrial Hygenists, 1014 Broadway, Cincinnati, Ohio 45202.
83. Laser Focus, p. 50 (October 1968).
84. *Powell C. H., Goldman L.*, Arch. Environ. Health, 18, 448 (1969).
85. Laser Focus, p. 43 (April 1969).
86. Laser Focus, p. 26 (July 1969).
87. *MacKeen D., Fine S., Klein E.*, Laser Focus, p. 47 (October 1968).
- 88*. *Хромов Б. М.*, Лазеры в экспериментальной хирургии, Л., 19 1973.
- 89*. *Кавецкий Р. Е., Чудаков В. Г. и др.*, Лазеры в биологии и медицине, Киев, изд-во «Здоров'я», 1969.
- 90*. Использование ОКГ в науке и технике, под ред. К. И. Крылова, Л., 1969.
- 91*. Руководство по внутренним болезням, т. X, Медгиз, 1963.
- 92*. *Петров И. Р., Бутман А. Б. и др.*, Излучение лазеров и профилактика от их неблагоприятного действия, ЛДНТП, Ленинград, 1969.
- 93*. *Хромов Б. М.*, Экспериментальная хирургия, 2, 45 (1973).
- 94*. *Хромов Б. М. и др.*, Bull. Soc. Internat. Chirurgie, 30, 327, 1971.
- 95*. Использование ОКГ в современной технике и медицине, Ленинград, 1971.
- 96*. Биологическое действие излучения лазеров, Ленинград, 1971.

Глава 8. ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В этой главе речь пойдет о практическом использовании описанных выше разнообразных явлений. Потенциальные возможности применения лазеров чрезвычайно широки. К очевидным относятся такие применения, как обработка материалов, где высокая мощность лазерного луча используется для испарения металла. Кроме того, в различных областях техники имеются и другие возможности применения мощного лазерного луча. В этой главе мы рассмотрим многие из них. Очерченный здесь круг возможных применений лазеров, разумеется, не полон. Он охватывает лишь такие очевидные вопросы, как плавление и испарение, но потенциальные практические приложения лазерных эффектов относятся и ко многим другим областям.

Мы опишем те приложения, для которых особое значение имеет высокая мощность лазерного луча, т. е. приложения, связанные с принятым в этой книге определением термина «действие лазерного излучения». Особо отметим, что существует множество других применений лазеров, которых мы, однако, не будем здесь касаться. Мы полностью опустим широкий класс нелинейных оптических явлений, хотя некоторые авторы и называют их «лазерными эффектами». В этой главе будут затронуты лишь те вопросы, которые связаны со способностью лазеров концентрировать большую энергию или мощность в локализованной области и вызывать нагрев или фазовый переход. Потенциальные применения в таких областях, как связь, оптические вычислительные устройства, измерительная техника и в других отраслях промышленности, весьма важны, но находятся вне поля зрения настоящей книги ¹⁾.

Мы не будем специально останавливаться на применениях лазеров в медицине, поскольку о них уже упоминалось в гл. 7.

Основные области, в которых было предложено или реализовано применение лазерных эффектов, — это удаление материала, динамическое балансирование, обработка хрупких или огнеупорных материалов, сварка, изготовление элементов для микроэлектроники, химический анализ с помощью оптической или масс-спектрологии испаренного лазером вещества, применение лазеров

¹⁾ В качестве обзора по применению лазеров в промышленности может служить работа [1].

для записи информации и получения заряженных частиц. Описаны также некоторые другие возможности применения лазеров в разных областях.

Использование лазера в качестве оружия здесь конкретно не обсуждается. Очевидно, что любая система, способная производить разрушающее действие, например вызывать испарение металла, потенциально является оружием. Было сделано много предложений по использованию лазеров в военных целях. Однако подробности этих предложений относятся к закрытой литературе и здесь не будут обсуждаться. То же можно сказать и по поводу «лучей смерти». Лазерный «луч смерти» был идеей, неизменно захватывавшей воображение, но даже на обозримое будущее он остается фантазией.

При обсуждении испарения материалов под действием лазеров основное внимание будет уделяться малым образцам. Было выдвинуто несколько предложений по использованию лазеров и для испарения больших количеств вещества, например для прожигания туннелей в горах с целью добычи руды или для выжигания лесов и скал на пути строительства новой дороги. Эти предложения скорее фантастичны, чем реальны. Энергия лазерного луча относительно невелика. Если оценить количество материала, подлежащее испарению, количество энергии, которое необходимо затратить, и стоимость подведения этой энергии в виде излучения лазера, то использование традиционной техники для таких целей окажется гораздо более целесообразным. Поэтому подобные применения в данной главе описываться не будут.

§ 2. ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА МЕТАЛЛОВ¹⁾

1. Общие соображения

Еще на раннем этапе развития лазеров лазерный луч с помощью простой линзы фокусировался на кусок металла, в результате были получены отверстия. Тогда же стало очевидно, что лазер можно применять для обработки металлов, однако продвижение лазеров в область производства шло довольно медленно. Первые лазеры просто не обладали достаточной долговечностью, а их рабочая стоимость была слишком высокой, чтобы они могли эффективно конкурировать с обычной техникой. И лишь спустя несколько лет, понадобившихся для развития и усовершенствования конструкции самого лазера, его надежность и стоимость достигли такого уровня, при котором лазеры стали всерьез рассматриваться с точки зрения применения в производстве.

¹⁾ См. также монографию [133]. — Прим. ред.

В то время, когда пишутся эти строки, существовавшие прежде ограничения уже в основном преодолены. Лазеры нашли некоторые применения в промышленности, и их использование быстро расширяется.

Было проведено множество демонстраций практических типов операций, которые способны выполнять лазеры в области обработки металлов. Большое количество исследований демонстрировало возможности применения лазеров для удаления металла или сварки небольших металлических образцов. Наибольшее число опубликованных работ касается сварки и механической обработки с помощью рубинового лазера [2—8]. Было исследовано множество образцов и полностью установлена возможность использования лазера для пробивания малых отверстий и для сварки. Возможность этих применений исследована, в частности, в таких областях, где обычная технология не дает удовлетворительных решений. С самого начала было установлено, что там, где уже существуют хорошие технологические решения, лазер едва ли подходит в качестве удовлетворительной альтернативы, но для специальных приложений он является перспективным прибором.

Техническая возможность выполнения многих различных видов обработки материалов была доказана уже первыми демонстрациями, но они проводились с лазерами на рубине или неодимовом стекле, которые были сравнительно дороги в эксплуатации и обслуживании и имели низкую частоту рабочих циклов. Разработка усовершенствованных лазеров сделала их использование в производственных процессах экономически более заманчивым. Некоторые из этих разработок уже обсуждались в гл. 1, но мы упомянем о них и здесь, особо подчеркнув возможность их использования в производстве.

Наиболее подходящими для производственных нужд являются CO_2 -лазеры и лазеры на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом. Оба эти лазера тщательно сконструированы и достаточно долговечны для производственного использования. Одна из трудностей применения CO_2 -лазеров связана с их рабочей длиной волны (10,6 мкм) и высокой отражательной способностью металлов на этой длине волны. Лазеры непрерывного действия на CO_2 оказались недостаточно эффективными для плавления и испарения металла, поскольку значительная часть света отражалась. Важным усовершенствованием является высоковольтная импульсная накачка CO_2 -лазеров. Выходное излучение при этом имеет вид периодических импульсов с характерной энергией около 1 Дж и длительностью в пределах от 10 до 100 мкс. Частота повторения импульсов может достигать 100 имп/с при средней мощности 100 Вт. В этом периодическом импульсном режиме генерации лазер излучает высокие пиковые мощности, которые разрушают поверхность металла даже несмотря на то, что значи-

тельная часть энергии отражается. Как только поверхность начинает испаряться, дальнейшее поглощение энергии происходит более эффективно. В этом режиме генерации CO_2 -лазеры способны обрабатывать металлы более эффективно, чем CO_2 -лазеры непрерывного действия с такой же средней мощностью. Работа лазера на CO_2 в импульсном периодическом режиме может быть достаточно экономичной. Затраты на подвод газа, электроэнергию и текущее обслуживание оценивается в один доллар в час (или даже меньше, если извлекать гелий из газовой смеси). За час можно обработать несколько сотен деталей, так что стоимость обработки одной детали составляет доли цента.

CO_2 -лазеры непрерывного действия, работающие в режиме с быстрым протоком газа, могут генерировать излучение мощностью 1 кВт при гораздо меньшем размере установки, чем первые киловаттные CO_2 -лазеры. Такие лазеры непрерывного действия также имеют широкие возможности в металлообработке. Лазер на CO_2 развился из лабораторного прибора в промышленную установку.

Усовершенствование лазеров на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, состояло в осуществлении режима работы с периодической модуляцией добротности при непрерывной накачке и режима непрерывной генерации с мощностью в несколько сотен ватт. Непрерывный режим с высокой мощностью удобен для плавления и испарения металлов, так как на длине волны неодимового лазера 1,06 мкм металлические поверхности отражают не слишком сильно. Однако при самых высоких уровнях мощности срок службы необходимых в этом случае криптоновых ламп сравнительно невелик, так что рабочая стоимость лазера непрерывного действия на иттрий-алюминиевом гранате мощностью в несколько сотен ватт остается высокой. Такой лазер может стать экономичным при уровне мощности порядка 10 Вт.

При работе лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом в режиме периодической модуляции добротности источник накачки остается все время включенным, а акустооптический затвор периодически открывает световой канал между стержнем и зеркалом. В момент, соответствующий началу лазерного импульса, звуковые волны от преобразователя отклоняют световой луч таким образом, что он достигает зеркала, и начинается генерация. При такой модуляции добротности импульсы имеют длительность порядка нескольких сотен наносекунд, а частота повторения составляет несколько килогерц. Максимальные мощности могут достигать десятков киловатт. В таком режиме генерации лазер на иттрий-алюминиевом гранате может быть довольно экономичным.

На современной стадии разработки CO_2 -лазеры оказываются более экономичными, чем лазеры на иттрий-алюминиевом гранате

с неодимом, с равными возможностями в металлообработке как по начальной стоимости, так и по эксплуатационным расходам. К преимуществам лазеров на иттрий-алюминиевом гранате относится то, что они более компактны и имеют меньшую длину волны; это позволяет сфокусировать луч в пятно с меньшим дифракционным размером, чем в случае CO_2 -лазера.

Длина волны генерации CO_2 -лазера не служит большим препятствием для его использования. При имеющихся в настоящее время материалах для инфракрасной области спектра работа с излучением на длине волны 10,6 мкм не представляет особых трудностей. Доступными материалами для изготовления линз являются германий и иртран II и IV. Иногда утверждают, что CO_2 -лазер неудобен, поскольку его луч нельзя сфокусировать в малое пятно. Это соображение обычно несущественно, так как за счет теплопроводности тепло распространяется в обрабатываемой детали по более обширной области, чем та, в которой оно выделяется. Ширина сварного шва или разреза часто оказывается примерно одинаковой как в случае CO_2 -лазеров, так и в случае лазеров с более короткой длиной волны, хотя, если требуется иметь очень малый диаметр фокуса, отмеченный недостаток CO_2 -лазера оказывается существенным.

В производстве используются не только CO_2 -лазеры и лазеры на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом. Рубиновые лазеры также нашли себе применение в ряде существующих отраслей производства [4]. Они особенно удобны там, где желательно иметь большое количество энергии в одиночном импульсе.

В табл. 8.1 перечислены выпускаемые промышленностью типы лазеров, которые можно рассматривать как пригодные для целей металлообработки, и приведены их основные характеристики. Для лазеров на CO_2 и иттрий-алюминиевом гранате указаны данные, соответствующие каждому из возможных режимов генерации, поскольку от этого зависит область применения этих лазеров.

Физические принципы, лежащие в основе использования лазеров для обработки металлов, были описаны в гл. 3. Там приведены данные по количеству расплавленного или испаренного вещества в зависимости от параметров лазера вместе с методами расчета этих величин для типичных ситуаций. Эти соображения позволяют получить оценку полной мощности, требуемой для получения сварного шва с заданными характеристиками, или оценить количество удаляемого материала и могут служить основанием для заключения о том, рационально ли использование лазера в данном конкретном случае.

Свойством лазера, позволяющим использовать его для обработки металлов, является, конечно, его способность подводить очень высокую мощность на единицу площади к малым участкам

Таблица 8.1

Промышленные лазеры, пригодные для обработки материалов

Лазер	Длина волны, мкм	Режим генерации	Характерная мощность, Вт	Частота повторения импульсов, с ⁻¹	Длительность импульса	Примечания
Рубиновый	0,6943	Миллисекундный импульс	10^5 (пиковая)	Одиночный импульс	0,2—5 мс	В ряде случаев не экономичен, высокая энергия в импульсе
На стекле с Nd	1,06	Миллисекундный импульс	10^6 (пиковая)	Одиночный импульс	0,5—10 мс	В ряде случаев не экономичен, высокая энергия в импульсе
На иттрий-алюминиевом гранате с Nd	1,06	Непрерывный	≥ 200	—	—	Компактен, экономичен при низких мощностях
На иттрий-алюминиевом гранате с Nd	1,06	Периодические наносекундные импульсы	10^4 (пиковая), 10 (средняя)	≥ 5000	200 нс	Компактен, экономичен
CO ₂	10,6	Непрерывный	100—1000	—	—	Большие размеры
CO ₂	10,6	Периодические импульсы	~ 75000 (пиковая), $\sim 1,5$ (средняя)	400	~ 200 нс	Большие размеры, экономичен
CO ₂	10,6	Периодические импульсы	100 (средняя)	100	10—100 мкс	Большие размеры, экономичен
Ag	0,4880 0,5145	Периодические импульсы	20 (пиковая)	200	50 мкс	Слишком низкая мощность, пригоден для обработки тонких пленок

обрабатываемой детали. Обычный тепловой источник, например сварочная горелка, выделяет гораздо меньшую мощность на единицу площади и не допускает столь же хорошей локализации. Только электронный луч в этом отношении сравним с лазером. Может показаться парадоксальным, но лазерные импульсы с самой высокой пиковой мощностью не подходят для целей металлообработки. Такие импульсы вызывают испарение лишь малого количества вещества, которое нагревается до высокой температуры (см. гл. 3). Импульсы лазера с модулированной добротностью удобны только в тех случаях, когда глубина прогрева должна быть минимальной, например для испарения пленки с поверхности подложки без разрушения самой подложки. Для сварки обычно желательны достаточно длинные импульсы (миллисекундные при умеренной мощности), чтобы тепло успевало проникнуть на всю толщину обрабатываемой детали. Даже для целей удаления материала применение очень высоких пиковых мощностей является нежелательным.

В области обработки металлов лазеры используются в таких процессах, как сварка, сверление отверстий, балансирование и резка. Мы рассмотрим последовательно каждый из них.

2. Сварка

На результаты сварки оказывают влияние как параметры лазерного луча, так и свойства обрабатываемой детали. Важную роль играет температуропроводность материала детали. Большой коэффициент температуропроводности обеспечивает высокую теплопередачу и, вообще говоря, позволяет производить более глубокую сварку. Высокая отражательная способность поверхности металла уменьшает энергию, поглощаемую поверхностью. Как мы видели в гл. 3, отражательная способность поверхности обычно резко падает в процессе взаимодействия с мощным лучом. При этом увеличивается эффективность поглощения, но может возникнуть проблема при сварке тонких металлических лент, где появляется необходимость в тщательном контроле, чтобы избежать испарения при уменьшении отражательной способности. Сварка сильно отражающих металлов требует в действительности большей энергии, чем сварка металлов с низким коэффициентом отражения. Поверхность можно зачернить путем нанесения на нее покрытия, но это не всегда оказывается эффективным: покрытие может испариться, обнажив отражающий металл. На поглощение света и, следовательно, глубину проплавления может влиять также обработка поверхности. При изучении глубины проплавления медного образца под действием импульса рубинового лазера было показано, что глубина уменьшалась

в случае полированной поверхности и когда размеры шероховатостей были меньше 2 мкм [9]. Очень важны металлургические свойства свариваемых материалов; к этому вопросу мы вернемся позже, когда будем описывать процессы сварки разнородных металлов.

Основными параметрами лазерного излучения являются длина волны, мощность, длительность импульса и фокусировка. Как мы отмечали выше, для лазерной сварки материал должен быть расплавлен, причем прогреваться должна вся толщина образца. Следует избегать испарения, а длительность импульса следует подобрать таким образом, чтобы обеспечить достаточную глубину прогрева. При надлежащем управлении лазерным импульсом испарение можно свести к минимуму. Оптимизация процесса сварки в большой мере определяется длительностью импульса.

Для многих применений лазеров в импульсной сварке желательно по возможности растянуть импульс во времени. В гл. 3 было введено понятие тепловой постоянной времени для проникновения тепла через слой вещества. Длительность лазерного импульса должна находиться в соответствии с тепловой постоянной времени. Поэтому импульсы лазера с модулированной добротностью вообще не подходят для плавления, а для импульсов обычной длительности максимальная глубина сварки составляет примерно 0,05 см.

Лазеры непрерывного действия в принципе должны быть пригодны для сварки более толстых образцов, так как время взаимодействия можно сделать произвольно большим. Первые лазеры непрерывного действия не обеспечивали мощности, достаточной для сварки; но имеющиеся сегодня непрерывные лазеры на CO_2 и иттрий-алюминиевом гранате с неодимом могут производить сварку при выходной мощности 100 Вт и более. В работе [10] лазер непрерывного действия на CO_2 использовался для сварки стальных листов толщиной до 3 мм, что невозможно осуществить с помощью импульсных лазеров.

При использовании лазеров пока не обнаружено явление «кинжального» проплавления, с которым связано глубокое проникновение при электроннолучевой сварке. Явление состоит в том, что расплавленный материал удаляется из области, в которую падает электронный пучок, что позволяет электронам глубоко проникать в обрабатываемую деталь. После окончания импульса электронного тока расплавленный металл стекает обратно и образует протяженный сварной шов. При лазерном воздействии такое явление не было обнаружено, так что в этом случае проникновение энергии в образец происходит путем теплопроводности. Причина этого неясна; по-видимому, различие обусловлено тем, что давление, оказываемое световым лучом, меньше давления,

производимого электронным лучом. Во всяком случае, глубина сварки лазером меньше глубины сварки электронным лучом¹⁾.

При лазерной сварке важным параметром является мощность, подводимая к единице площади поверхности. Она определяется как выходной мощностью лазера, так и фокусировкой. Если обратиться к фиг. 3.13, то можно видеть, что, чем выше мощность на единицу площади, тем скорее начинается испарение поверхности. Параметры лазера должны быть подобраны таким образом, чтобы достичь компромисса между быстрым распространением зоны плавления внутрь обрабатываемой детали и отсутствием чрезмерного испарения.

В качестве конкретного примера рассмотрим сварку латуни толщиной 0,06 см. Тепловая постоянная времени составляет примерно 2,5 мс (для коэффициента температуропроводности $0,34 \text{ см}^2/\text{с}$); длительность лазерного импульса должна быть около 2,5 мс. Из фиг. 3.13 следует, что если импульс длится 2,5 мс, то плотность поглощенного потока должна быть немного меньше $10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$, чтобы избежать испарения поверхности. Плотность падающего лазерного потока можно варьировать, изменяя фокусировку или выходную мощность лазера. Более подробно особенности фокусировки лазерного луча будут обсуждаться ниже.

Рассмотрение, аналогичное изложенному выше, позволяет определить диапазон лазерных параметров, требуемых для конкретных задач сварки. Разумеется, чтобы оценить возможность применения лазера в конкретном случае, надо исследовать процесс эмпирически. Априорных теоретических оценок недостаточно, чтобы гарантировать осуществимость процесса. Такие оценки могут исключить некоторые применения на основании, например, того соображения, что энергия недостаточна, чтобы расплавить необходимое количество материала, или имеющийся импульс является слишком коротким, чтобы прогреть материал данной толщины. Однако, чтобы установить осуществимость данного процесса и определить оптимальные параметры, существенно исследовать этот процесс экспериментально. Например, в работе [4] были найдены условия сварки для нержавеющей стали и специальной стали с 18%-ным содержанием никеля в зависимости от выходной мощности лазера и условий фокусировки.

Для данного лазера длина волны фиксирована. Но все же учет длины волны (например, с точки зрения желаемого размера фокального пятна или отражательной способности поверхности) может повлиять на выбор типа лазера для конкретной задачи.

¹⁾ Явление глубокого («кинжального») проплавления под действием лазерного луча наблюдалось и подробно исследовано, см. [116, 117]. Вытеснение расплавленного металла обусловлено, конечно, не давлением, которое производит сам луч, а импульсом отдачи испаряемого вещества. — *Прим. ред.*

Когда требуется произвести точечную сварку, то может оказаться подходящим одиночный импульс лазера на рубине или



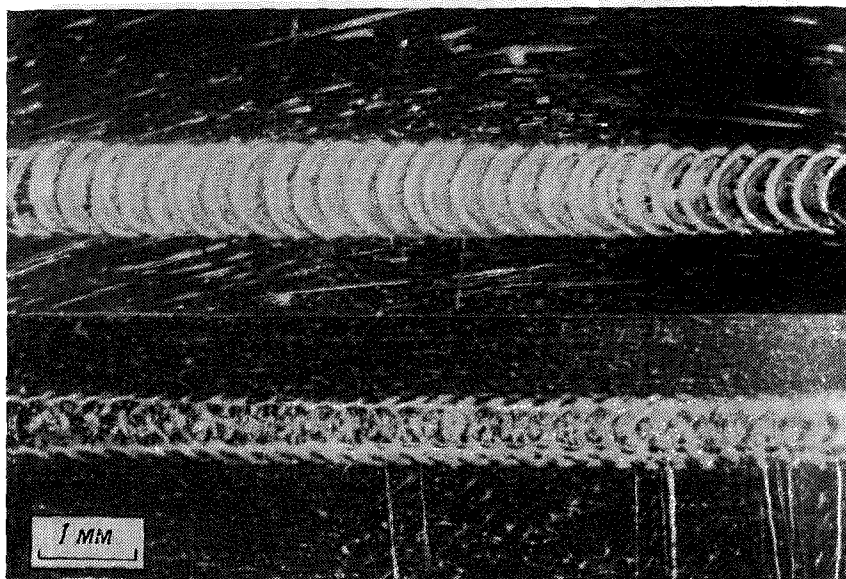
Фиг. 8.1.

Поперечный разрез области точечной сварки между никелевым контактом и столбиком из никелевого сплава в транзисторе.

Сварка выполнена импульсом излучения рубинового лазера длительностью 3 мс и энергией 7,5 Дж. Луч фокусировался линзой с фокусным расстоянием 25 мм; расстояние от поверхности сварки до фокальной плоскости линзы 0,38 мм [1]

неодимовом стекле. На фиг. 8.1 показан пример применения для такой сварки рубинового лазера [1]. Представлен поперечный разрез сварного соединения между никелевым контактом и столби-

ком из никелевого сплава. Место сварки было слегка сдвинуто от фокальной плоскости линзы, чтобы получить нужную площадь пятна на поверхности мишени. При таком процессе сварки получаются соединения высокого качества с малой зоной теплового влияния. На фотографии видна картина течения расплавленного металла; во время формирования сварного шва произошло хорошее перемешивание металла.



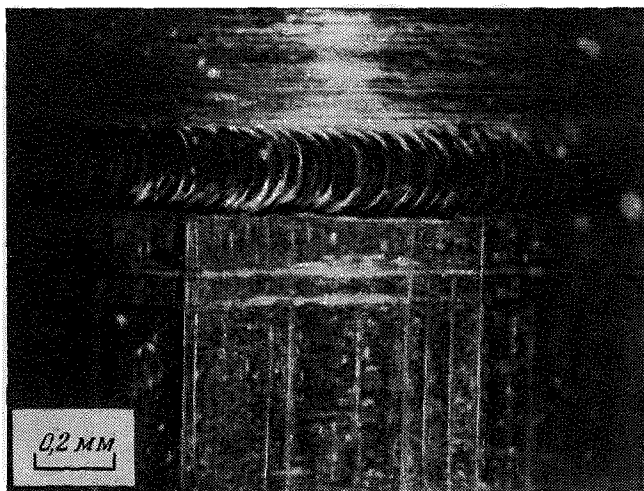
Фиг. 8.2.

Стыковой шов в нержавеющей стали толщиной 0,18 мм, выполненный методом перекрытия пятен от импульсов рубинового лазера с энергией 12 Дж и длительностью 5,5 мс.

Луч фокусировался линзой с фокусным расстоянием 67 мм; свариваемые детали находились на расстоянии 3,8 мм от фокальной плоскости. Наверху — след с той стороны, на которую падал лазерный луч; внизу — след с противоположной стороны [1].

Сварной шов можно получить путем наложения импульсов рубиновых лазеров. На фиг. 8.2 приведен пример сварки встык двух образцов из нержавеющей стали [1]. Показаны лицевая и обратная стороны шва. Луч был несколько расфокусирован с тем, чтобы получить на единице площади мощность, необходимую для образования хорошего шва. Хотя таким способом и можно получать сварные швы, низкая частота повторения и высокая стоимость рубинового лазера делают его неподходящим для этой цели.

Для производства сварных швов хорошо подходят как импульсный CO_2 -лазер в периодическом режиме, так и непрерывный CO_2 -лазер мощностью в несколько сотен ватт [10, 11]. При использовании импульсного периодического CO_2 -лазера сварной шов формируется путем наложения перекрывающихся пятен. Вследствие достаточно высокой частоты повторения импульсов шов формируется быстро. При сварке встык листов нержавеющей



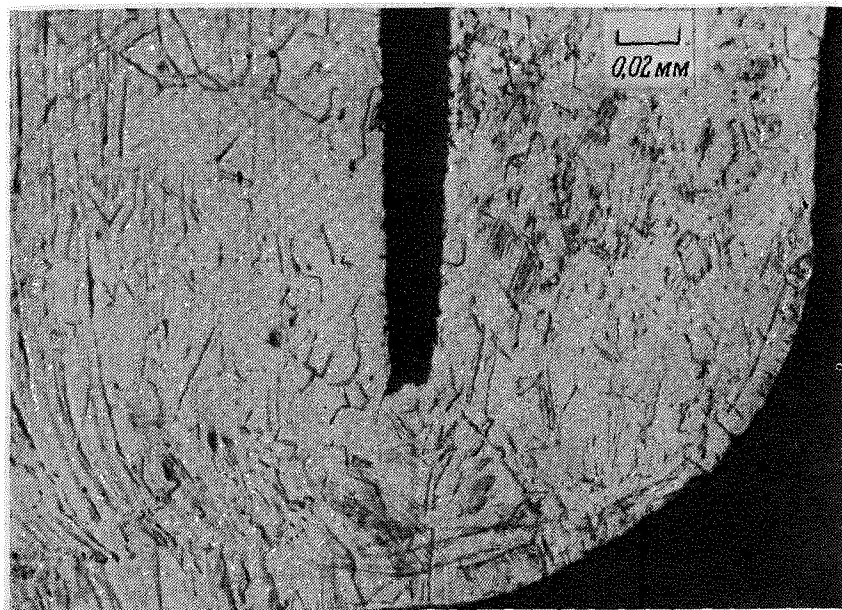
Фиг. 8.3.

Сварной шов по периферии сосуда из нержавеющей стали, полученный с помощью импульсного периодического CO_2 -лазера.

Видны следы перекрывания пятен от отдельных импульсов [12].

стали толщиной 0,4 мм достигаются скорости порядка 150 см/мин при средней мощности лазера в 100 Вт. На фиг. 8.3 показан герметичный шов, сделанный по периферии сосуда из нержавеющей стали толщиной 0,25 мм. На фиг. 8.4 показан подвергнутый травлению и полировке поперечный разрез сварного шва в соединении сильфонов из нержавеющей стали. Шов сделан импульсным периодическим лазером на CO_2 со средней мощностью 75 Вт. Шов виден как треугольная область в нижней части снимка; обращают на себя внимание малые размеры зоны теплового воздействия. Это пример хорошего шва, полученного при сварке плавлением. Швы, показанные на приведенных фотографиях, получены в обычных атмосферных условиях без флюса и специальной подготовки места соединения.

При средней мощности 100 Вт импульсный периодический CO_2 -лазер является хорошим инструментом для сварки; чтобы обладать сравнимыми возможностями, CO_2 -лазер непрерывного действия должен иметь мощность в несколько сотен ватт. При такой мощности для сварки можно использовать лазеры непрерывного



Фиг. 8.4.

Отполированный и протравленный срез сварного шва в месте соединения сильфонов из нержавеющей стали.

Шов сделан лучом импульсного периодического лазера на CO_2 со средней мощностью 75 Вт, сфокусированного линзой из NaCl с фокусным расстоянием 5 см.

действия как на CO_2 , так и на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом. В частности, были продемонстрированы возможности использования в этой области лазера непрерывного действия на CO_2 . Некоторые результаты, касающиеся сварочных возможностей непрерывного CO_2 -лазера, сведены в табл. 8.2 [10]. Приведенные глубины проплавления являются самыми большими из известных для лазерной сварки. Обнадеживающими являются полученные в этих экспериментах скорость сварки и качество сварного шва.

Размер зоны теплового воздействия уменьшается, если свариваемые образцы тонкие. Поскольку тепло должно пройти через всю толщину образца, трудно добиться того, чтобы ширина лазер-

ного сварного шва была меньше толщины образца. При сварке тонких образцов можно получать швы шириной в несколько сотых миллиметра.

ТАБЛИЦА 8.2

Сварка мощным CO_2 -лазером непрерывного действия (сварка встык по всей толщине)

Металл	Толщина образца, см	Мощность луча, Вт	Скорость сварки, см/мин	Ширина шва, см
Луженая сталь ¹⁾	0,0177	250	114	0,051
Нержавеющая сталь 302 ¹⁾	0,0126	250	126	0,051
Нержавеющая сталь 302 ¹⁾	0,0203	250	76	0,051
Нержавеющая сталь 302 ¹⁾	0,0254	250	25,4	0,102
Никель TD ¹⁾	0,0254	250	102	0,063
Углеродистая сталь ²⁾	0,0783	600	50,8	0,127
Углеродистая сталь ²⁾	0,118	650	20,3	0,190
Нержавеющая сталь ²⁾	0,096	600	20,3	0,178
Нержавеющая сталь ²⁾	0,316	4600	35,5	0,280

¹⁾ Сварка в атмосфере аргона. Частное сообщение Уэбстера.

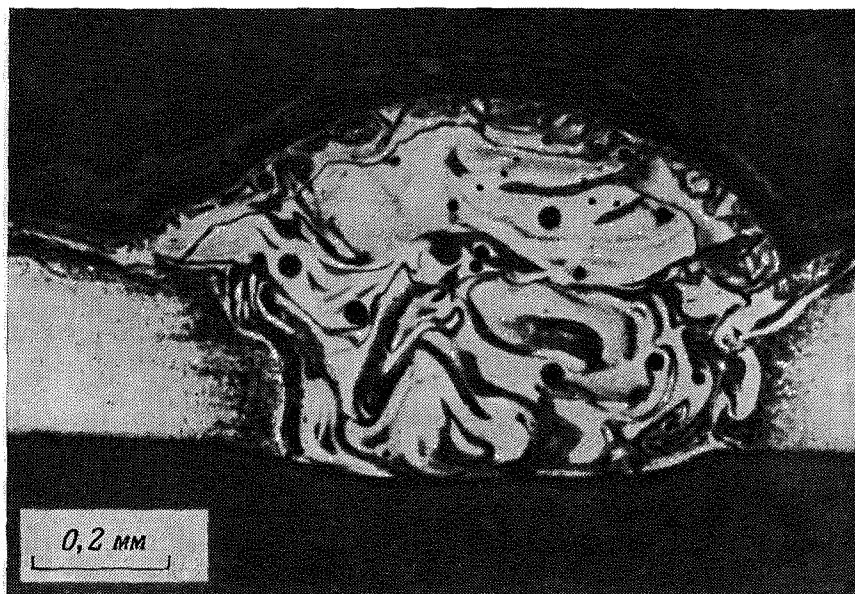
²⁾ Данные взяты из работы [10].

Для лазерной сварки большое значение имеет геометрия соединения. Поскольку скорость процесса велика, металл не успевает растекаться. Поэтому важно обеспечить тесный контакт свариваемых деталей. Обычно лучше всего распределять луч примерно поровну на обе свариваемые детали.

Швы, получаемые при лазерной сварке, обладают высокой прочностью. Стыковые швы, выполненные в материале René 41 толщиной 0,13 мм точечной сваркой при перекрытии пятен от импульсов рубинового лазера, обладают прочностью на разрыв при комнатной температуре, сравнимой с прочностью исходного металла [7]. Используя одиночный лазерный импульс с энергией в несколько джоулей, можно производить сварку проволоки с проволокой без потери прочности (т. е. такую сварку, при которой сварное соединение обладает той же прочностью, что и исходная проволока) при диаметрах проволоки в пределах 0,025—0,25 мм [6].

Обычно при испытании на разрушение лазерного сварного шва образец разрывается в непосредственной близости от шва, но не по самому шву. Это может быть связано с небольшим уменьшением поперечного размера образца в этом месте при сварке.

При использовании лазеров был достигнут ряд интересных результатов по сварке разнородных металлов [12]. С помощью импульсного рубинового лазера удалось получить некоторые необычные сварные комбинации металлов. В частности, было получено хорошее сварное соединение многокомпонентного сплава драгоценных металлов (Paliney 7) с фосфористой бронзой и обла-



Фиг. 8.5.

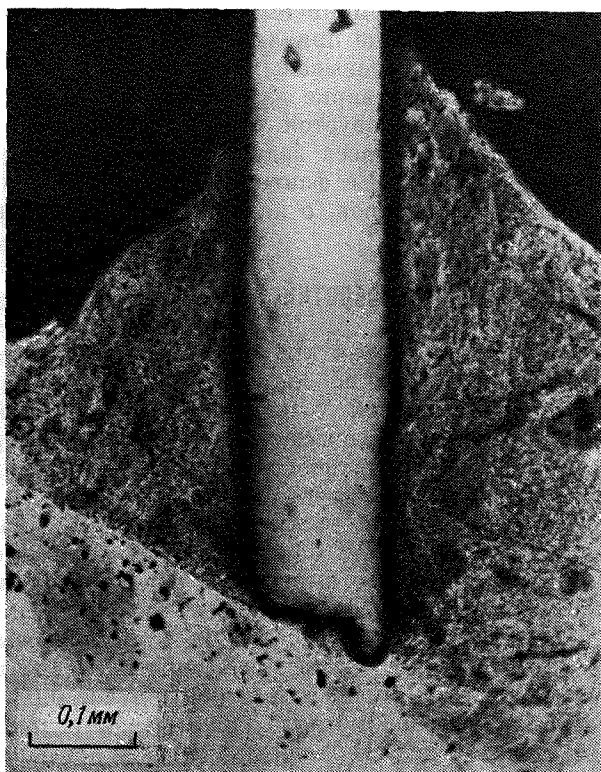
Поперечный разрез сварного соединения между сплавом Paliney 7 и фосфористой бронзой.

Соединение выполнено импульсом рубинового лазера с энергией 6 Дж и длительностью 3 мс. Луч фокусировался линзой с фокусным расстоянием 43 мм, объект находился на расстоянии 1,9 мм от фокальной плоскости. Темные пятна — пустоты или газовые пузырьки [13].

дающее высокой прочностью соединение вольфрама с алюминием. На фиг. 8.5 показан поперечный разрез сварного шва между фосфористой бронзой и сплавом Paliney 7. Картина «завихрений» показывает перемешивание обоих материалов. Разрушающее напряжение для сварного соединения составляет 84% от разрушающего напряжения для исходного материала. Соединение вольфрама с алюминием происходит не путем образования сплава, а скорее путем механической адгезии, сопровождаемой небольшим растворением вольфрама в алюминии. Однако механическая прочность соединения выше или равна прочности соединения, полученного

обычными методами. Металлографический шлиф соединения показан на фиг. 8.6.

Использование лазеров никак не меняет специфических свойств металлов. Если два металла образуют хрупкий сплав, то и шов лазерной сварки тоже будет хрупким. Если два металла нераство-



Фиг. 8.6.

Разрез соединения вольфрамовой проволоки (вертикальная деталь фотографии) с алюминиевым стержнем.

Сварка произведена излучением импульсного рубинового лазера, сфокусированным на алюминии. Алюминий обтекает вольфрам, образуя соединение [13].

римы друг в друге, то их нельзя сварить путем образования сплава. Однако, как показывает приведенный выше пример с вольфрамом и алюминием, соединение с достаточной прочностью можно получить на основе механической адгезии. Различие в физических свойствах может затруднить соединение двух металлов: один из них может вскипеть еще до того, как другой только начнет

плавиться. Лазерная сварка в своей основе остается процессом плавления, и для нее справедливы те же самые металлургические соображения, которые относятся к другим видам сварки плавлением. Даже при сварке образцов из одного и того же металла не все материалы свариваются одинаково хорошо. Легко свариваются никель, нержавеющей сталь и сплав бериллия с медью. Труднее сварить медь, алюминиевые сплавы, агломерированную бронзу. Основное требование при лазерной сварке состоит в том, чтобы лазерный луч образовывал хорошую «лужицу» металла. Некоторые трудности при сварке латуни связаны с тем, что цинк выкипает раньше, чем образуется такая лужица.

Итак, для широкого класса задач лазерная сварка является технически осуществимой. Ее фактическое использование в производстве зависит от факторов, о которых речь пойдет ниже ¹⁾.

3. Сверление отверстий

Применение лазеров для сверления отверстий в металле может оказаться полезным во многих областях, например для получения малых отверстий с регулируемой утечкой, сопел, апертур для электронно-лучевых приборов [13] и крошечных отверстий для экспериментов по оптической интерференции [14]. Не представляет трудности получение тонких отверстий размером меньше 0,02 мм в металлических пластинах. Можно пробить с большой точностью систему близко расположенных отверстий без нагревания окружающего вещества и без загрязнений. Очень маленькие отверстия для специальных нужд были сделаны по заказу в образцах, для обработки которых обычные методы непригодны. Зона вокруг отверстия, подвергаясь тепловому воздействию, может быть мала, в типичном случае 0,02—0,05 мм. На количество удаленного металла, как и при сварке, влияют свойства вещества. Для сверления отверстий обычно используются импульсы длительностью порядка сотен микросекунд; лазерный импульс длительностью свыше 2 мс для этой цели используется редко. Мы уже привели в гл. 3 для различных металлов количественные данные о массе, удаляемой под действием типичных лазерных импульсов.

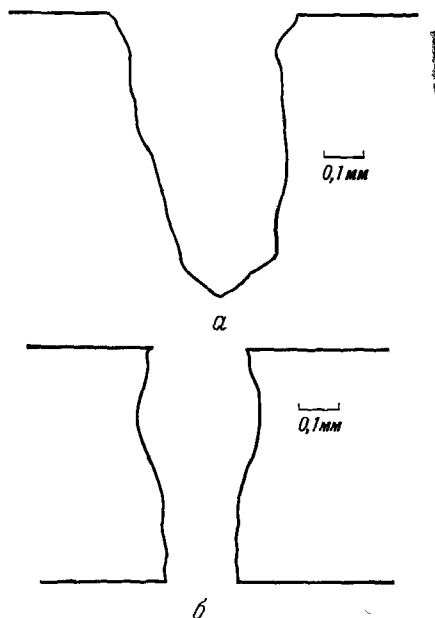
Сверление отверстий в металле производят обычно либо с помощью импульсных лазеров на рубине или неодимовом стекле, либо с помощью CO₂-лазеров, работающих в импульсном периоди-

¹⁾ Теплофизическому анализу сварочных процессов посвящена монография [118]. Развитые в ней методы нашли широкое применение при теплофизических расчетах процессов лазерной сварки и резки. Существенные результаты в этой области получены, в частности, в работах [119—123].—
Прим. ред.

ческом режиме. Некоторые примеры поперечных разрезов отверстий, сделанных с помощью типичных лазеров, показаны на фиг. 8.7. Контур, представленный на фиг. 8.7, а, типичен для отверстий, производимых одиночными выстрелами в массивных металлических образцах. Дефекты, которые видны на фиг. 8.7, а, заключаются в неровности краев, некруглой форме отверстия, в его конусности и отклонении средней линии отверстия от нормали к поверхности. Эти трудно устранимые дефекты могут сделать лазер непригодным для обработки деталей в случае, когда важно высокое качество отверстий. На фиг. 8.7, б показана форма сквозного отверстия в пластине, пробитого серией импульсов CO_2 -лазера. Распирение отверстия под поверхностью оказывается общей особенностью отверстий, сделанных с помощью таких лазеров. Оно может быть связано с тем, что более поздние импульсы серии испаряют больше вещества, чем первые, вследствие падения коэффициента отражения.

Металлические пластины толщиной в несколько миллиметров можно пробить насквозь либо одиночным импульсом с высокой энергией, либо направляемой в одно и то же место серией импульсов с меньшей энергией. Максимальная толщина пластин, для которой лазерный метод пробивания практически оправдан, составляет около 13 мм.

Для уменьшения неровностей боковой поверхности сквозного отверстия, пробиваемого в металлической пластине, через него в процессе его формирования можно продувать газ. В простейшем виде это осуществляют, перекрывая баллон с воздухом поверхностью, предназначенной для пробивания. Когда в материале образуется сквозное отверстие, газ, вытекающий из баллона,

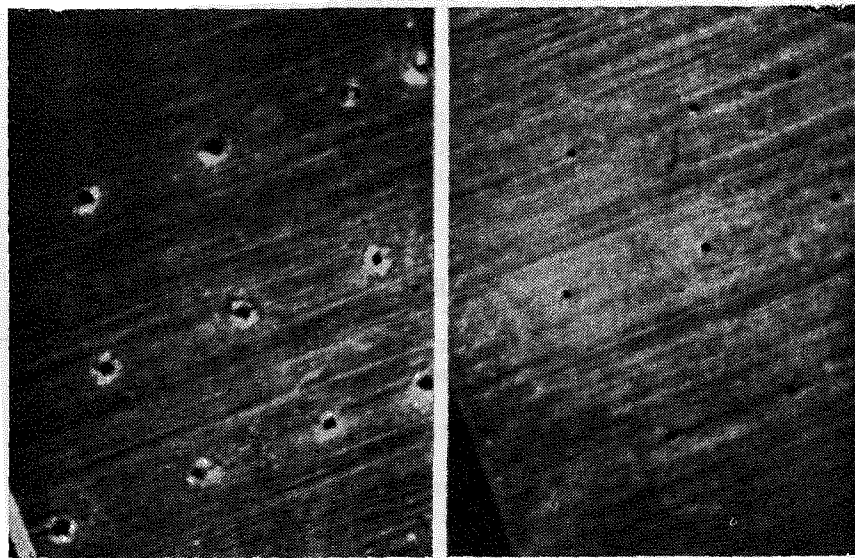


Фиг. 8.7. Поперечные разрезы типичных отверстий, полученных с помощью лазеров.

а — разрез отверстия в массивном латунном образце, сделанного импульсом лазера на неодимовом стекле с энергией 5 Дж, сфокусированным на поверхность образца линзой с фокусным расстоянием 31 мм., б — разрез сквозного отверстия в пластине из нержавеющей стали толщиной 0,58 мм, сделанного серией примерно из 10 импульсов периодического CO_2 -лазера. Энергия каждого импульса составляла около 1 Дж. Луч падал сверху, фокусировка производилась линзой из NaCl с фокусным расстоянием 5 см.

существенно улучшает его форму и сглаживает неровности. Разумеется, для автоматизированного процесса требуется более сложная методика.

Коническая форма отверстия и ободок затвердевшего материала вокруг его входной апертуры видны на фиг. 8.8, где пока-



Фиг. 8.8.

Матрица из нержавеющей стали толщиной 0,64 мм.

Отверстия пробиты с помощью импульсного периодического CO_2 -лазера, генерирующего среднюю мощность 75 Вт. Входы отверстий (слева) имеют диаметр около 0,23 мм; вокруг них видны ободки затвердевшего материала. Выходные диаметры около 0,15 мм; наплывы отсутствуют.

зана матрица с отверстиями, сделанными при помощи CO_2 -лазера. Для пробивания каждого из отверстий использовалась серия импульсов. Выходные апертуры меньше входных и свободны от налета затвердевшего вещества. Ободок материала вокруг входной апертуры можно уменьшить, покрывая поверхность слоем легко удаляемого вещества.

Можно было бы рассчитывать уменьшить конусность отверстий, получаемых с помощью лазера, если использовать несколько импульсов, изменяя для каждого из них фокусировку. Оказывается, что это не так: изменение фокусировки между импульсами приводит к увеличению конусности по сравнению со случаем постоянной фокусировки и той же последовательности импульсов [1].

Часто желательно использовать лазер для получения очень маленьких отверстий. К сожалению, однородность отверстия по диаметру ухудшается с уменьшением диаметра. Минимальный диаметр отверстия зависит от толщины материала. В металлических образцах толщиной 0,4 мм и меньше отверстия диаметром 0,013 мм можно пробить небольшим числом вспышек рубинового лазера [1]. Размер контролируется в пределах до 0,002 мм. Отверстия диаметром около 0,25 мм легко пробить с помощью рубинового или CO_2 -лазера при величине допуска 0,01 мм. Для получения очень малых отверстий CO_2 -лазер непригоден из-за своей длины волны. Для CO_2 -лазера минимальный размер отверстия в тонком листе составляет несколько сотых миллиметра. Казалось бы, что можно проделывать очень малые отверстия, управляя лучом таким образом, чтобы дно конусообразного кратера едва касалось нижней поверхности пластины. Оказывается, однако, что при этом очень трудно осуществлять необходимое управление.

Хорошим методом уменьшения диаметра отверстия является диафрагмирование лазерного луча, в результате чего уменьшается эффективный угол расходимости луча θ . Согласно формуле (1.11), радиус r_s фокальной области для линзы с фокусным расстоянием L приближенно равен

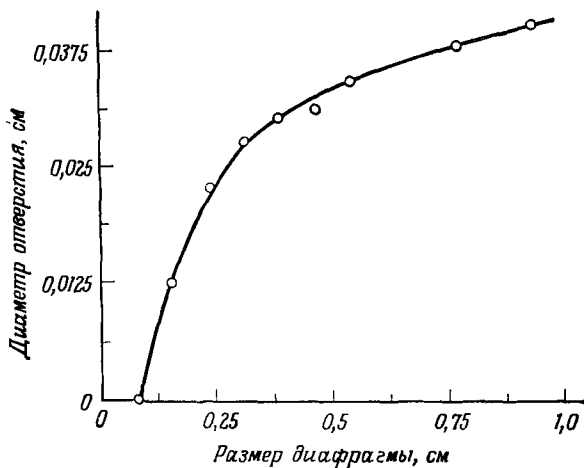
$$r_s = L\theta.$$

Внесение ограничивающей диафрагмы в лазерный луч может при данной линзе уменьшить фокальную площадь. Полная мощность луча, разумеется, тоже падает, но в конечном итоге можно получить отверстие меньшего диаметра. Результаты изучения влияния круглой диафрагмы, помещаемой между лазером и фокусирующей линзой, представлены на фиг. 8.9 [1]. При очень малых размерах диафрагмы проходящая через нее энергия оказывается слишком малой для того, чтобы привести к образованию отверстия; при большой величине диафрагмы через нее проходит почти весь луч и ее влияние мало. Когда размер диафрагмы лежит между 0,125 и 0,375 см, размер отверстия сильно зависит от диаметра диафрагмы. Таким образом, диафрагмирование является удобным методом уменьшения и регулирования размеров отверстий при лазерном сверлении.

В работе [14] описано применение диафрагмирования для получения очень малых отверстий для электронно-лучевых приборов. Удавалось контролируемым образом пробивать отверстия диаметром до 0,005 мм в молибдене толщиной 0,025 мм. Конусообразная форма отверстия в данном случае не служила помехой.

В работе [3], где исследовались отверстия, просверленные электронными и лазерными лучами, было сделано заключение, что электронные лучи могут пробивать отверстия меньшего размера. Этот результат был основан на опытах по пробиванию

отверстий одиночными импульсами рубинового лазера без диафрагмирования. Если же использовать описанные выше методы, то оказывается, что лазер может производить в тонких образцах меньшие отверстия, чем электронный луч.



Фиг. 8.9.

Влияние размера диафрагмы на диаметр отверстия, образующегося в керамике под действием импульсов рубинового лазера с энергией 1,53 Дж и длительностью 0,5 мс [1].

В другом крайнем случае — при сверлении больших отверстий — лазеры оказываются непрактичными. Одиночный импульс рубинового лазера с энергией 75 Дж пробивает отверстие диаметром около 0,5 мм в латуни толщиной 2,4 мм [1]. Подсчеты требуемой энергии и оценка эффективности процесса показывают, что использование лазера для получения отверстий диаметром существенно больше 0,5 мм методом испарения экономически нецелесообразно. Разумеется, отверстие большого диаметра можно вырезать лучом импульсного периодического CO_2 -лазера, поворачивая деталь таким образом, чтобы фокальная точка описывала круг.

4. Балансирование

Лазер является перспективным инструментом для осуществления динамического балансирования. При балансировании приходится производить большое число операций, включая определение более тяжелой области в быстро вращающейся детали, извлечение детали из зажимного устройства в испытательном

стенде, удаление сверлением или каким-либо другим механическим способом части материала из более тяжелой области, повторное закрепление детали в зажимах испытательного стенда, повторное ее раскручивание и новое определение положения более тяжелой области. Часто такой процесс является дорогостоящим и связан с большим количеством проб и ошибок. Импульс лазера действует достаточно быстро, поэтому вещество из более тяжелой области можно удалять в то время, когда балансируемая деталь вращается в зажимах испытательного устройства. Это сильно упрощает процесс динамического балансирования и несколько снижает его стоимость. Поджиг лазера легко можно синхронизировать с моментом регистрации избыточной массы во вращающейся детали, так чтобы лазерный луч ударял в тяжелую область. Разбалансирование обнаруживается обычными методами: сигналы о нарушении баланса поступают в управляющую цепь лазера, так что каждый импульс попадает на разбалансированную область.

С помощью обыкновенного рубинового лазера можно удалить за один импульс около 1 мг металла. Этого количества достаточно для проведения многих операций балансирования. Импульс должен иметь малую длительность. При высокой скорости вращения импульс миллисекундной длительности будет выделять энергию на дуге сектора с достаточно большим углом. Поэтому желательно иметь длительности в несколько десятков микросекунд. При таких длительностях импульса роторы можно балансировать на скоростях вращения до 24 000 об/мин. Поскольку энергия вкладывается на дуге определенной длины, количество испаренного вещества снижается по сравнению с количеством вещества, выброшенного из неподвижной мишени. Но даже при этом условии лазер, излучающий около 10 Дж в импульсе, пригоден для динамического балансирования при условии, что частота повторения импульсов не слишком мала.

5. Резка с поддувом кислорода

Резка металлов лазерным лучом сильно облегчается при использовании кислородной струи [16—18]. Основная часть энергии получается за счет экзотермической химической реакции между металлом и кислородом. Лазер служит для нагревания металла до точки воспламенения. Таким способом при помощи лазерного луча с мощностью в несколько сотен ватт можно быстро резать листы металла значительной толщины. Такая же резка лазером без кислородного поддува требовала бы мощности порядка киловатт. Резка с кислородным поддувом больше всего подходит для металлов, хорошо реагирующих с кислородом. Желательны также низкие теплопроводность и отражательная способность.

Во всех работах, о которых в настоящее время имеются сообщения, использовались мощные непрерывные CO_2 -лазеры.

При этом способе получаются разрезы с узкими зонами теплового воздействия и меньшей шириной, чем при обычных способах резки. Лазерная резка в присутствии кислорода дает значительную экономию при обработке некоторых металлов, поскольку снижаются потери материала и упрощается чистовая механическая обработка области разреза.

В типичной установке сопло, формирующее кислородную струю, расположено коаксиально с лучом лазера. Луч CO_2 -лазера фокусируется через сопло на обрабатываемую деталь линзой из германия или щелочно-галогенидной соли. Обычно используется коническое сопло диаметром 1—3 мм, через которое подается кислород под давлением от 1 до 2 атм.

Толщины разрезаемого материала и скорости резания достаточно велики. В табл. 8.3, составленной по опубликованным

ТАБЛИЦА 8.3

Типичные результаты по резке металлов с помощью CO_2 -лазера в присутствии кислорода [17—19]

Металл	Толщина на обра- зца, мм	Мощ- ность лазера, Вт	Ско- рость резания, см/мин	Ширина реза, мм	Ширина зоны про- грева, мм
Титан	1,52	250	> 250	—	—
Титан	0,58	135	1520	0,38	—
Титановый сплав (6% Al, 4% V)	9,1	60	102	2,5	< 0,25
Титановый сплав (6% Al, 4% V)	9,9	260	254	1,65	0,13
Титановый сплав (6% Al, 4% V)	6,3	250	279	1,02	0,13
Титановый сплав (6% Al, 4% V)	2,2	210	381	0,76	—
Титановый сплав (6% Al, 4% V)	1,3	210	762	0,76	—
Мягкая сталь	1,5	400	178	0,51	—
Мягкая сталь	3,18	400	89	0,51	—
Углеродистая сталь	3,18	190	56	1,02	—
Нержавеющая сталь	1,5	250	38	—	—
Нержавеющая сталь	1,27	165	76	0,51	—
Циркалой	0,46	230	1520	0,51	—

данным, приведены типичные параметры процесса резки лазерным лучом в присутствии кислорода. Указанные величины не обязательно являются оптимальными, они лишь отражают результаты лабораторных исследований ¹⁾.

¹⁾ Обзор работ по газолазерной резке дан в работе [124]; вопросы резки тонких листов рассмотрены в работах [125, 132].— *Прим. ред.*

6. Лазеры в системах металлообработки

Описанные выше применения дают представление о тех задачах металлообработки, которые могут быть решены с помощью лазеров. К возможным применениям лазеров относятся пробивание небольших отверстий, удаление материала для балансирования, сварка проволоки, резка металлов, производство сварных швов. Хотя все эти применения продемонстрированы экспериментально и показана их техническая осуществимость, внедрение лазеров в производство может еще представлять значительные трудности.

Чтобы ближе подойти к производственным условиям, следует рассмотреть лазер как часть системы, предназначенной для решения определенной задачи, а не как самостоятельный прибор. При таком подходе к лазерной обработке металлов возникают следующие вопросы [12]:

- а. Целесообразность применения лазеров для обработки.
- б. Анализ экономичности.
- в. Выбор типа лазера.
- г. Крепление обрабатываемой детали.
- д. Оптическая система.
- е. Измерения и обратная связь.
- ж. Вопросы техники безопасности.

а. Целесообразность применения лазеров

Область применения лазеров для обработки металлов следует тщательно выбирать. Лазерные методы не заменяют всех традиционных способов сварки, резки и сверления. В самом деле, нет основания рассматривать вопрос о применении лазера в таких операциях, которые и без того хорошо выполняются. Лазер должен иметь какие-то преимущества перед обычными методами, чтобы включение его в производственный процесс было оправданным. Следует тщательно проанализировать технические преимущества конкурирующих методов.

Где надо искать область применения лазеров в металлообработке? Можно обсуждать вопрос о применении лазеров там, где важным фактором является чувствительность материала вблизи обрабатываемой области к воздействию тепла или где свойства материалов затрудняют их обработку другими методами (например, для описанного выше соединения вольфрама с алюминием). Лазеры можно использовать для исключения дополнительных операций в процессе обработки (таких, например, как снятие покрытия с проволоки или нанесение флюса на поверхность), для обработки хрупких и легко окисляющихся металлов, а также в тех случаях, когда важно не допустить загрязнения детали.

б. Анализ экономичности

Стоимость лазерного оборудования для промышленности довольно высока. В некоторых случаях лазер, даже если он имеет технические преимущества, оказывается неконкурентоспособным с экономической точки зрения.

Рассмотрим, из чего складывается стоимость эксплуатации лазера. Основные расходы по эксплуатации и обслуживанию лазеров на рубине и неодимовом стекле связаны с заменой ламп накачки. Если эти лазеры работают вблизи своих максимальных уровней мощности, то количество вспышек между заменами ламп накачки может составлять около 10^4 . С этим может быть связана значительная трудность: например, при режиме одного импульса в секунду лампы накачки пришлось бы менять дважды за смену. Если лазеры работают значительно ниже своих номинальных уровней мощности, долговечность ламп можно увеличить примерно до 10^5 вспышек. Это означает, однако, что оборудование используется не с максимальной эффективностью, и неблагоприятным следствием этого является более высокая его начальная стоимость. Стоимость эксплуатации лазеров можно, однако, снизить настолько, чтобы они находили сбыт. Согласно оценкам, для мощных лазеров на рубине и неодимовом стекле эксплуатационные расходы составляют примерно два цента за вспышку. Эта стоимость слишком высока для многих производственных применений. При малых энергиях в импульсе эксплуатационные расходы могут составлять менее одного цента за вспышку.

Для операций, которые требуют низких удельных затрат, можно предложить использовать импульсные периодические лазеры на CO_2 или иттрий-алюминиевом гранате с неодимом. Как уже отмечалось выше, стоимость эксплуатации импульсных периодических CO_2 -лазеров в области металлообработки составляет около 1 долл/час, так что стоимость обработки одной детали будет невысокой. Очень низкой может быть стоимость эксплуатации лазеров на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом, если они используются в режиме с периодической модуляцией добротности или в непрерывном режиме при мощностях порядка 10 Вт. С увеличением мощности до нескольких сотен ватт стоимость эксплуатации лазера непрерывного действия на иттрий-алюминиевом гранате значительно возрастает.

При оценке стоимости необходимо принять в расчет амортизацию лазерного оборудования, эксплуатационные расходы и замену деталей лазера, а также учесть стоимость электроэнергии, охлаждения и потребляемого газа. Чтобы быть уверенным в экономической целесообразности лазерной обработки, необходимо тщательно определить стоимость одного изделия. Подробный экономический анализ для конкретных случаев применения лазеров содержится в работе [20].

в. Выбор типа лазера

Выбор лазера для данной операции заключается в подборе рабочего вещества (рубин, иттрий-алюминиевый гранат с неодимом, углекислый газ) и режима работы (непрерывный, импульсный периодический, режим с периодической модуляцией добротности и т. д.). Это связано с тем, что взаимодействие лазерного излучения с металлами существенно меняется с изменением длительности импульса. Список имеющихся типов лазеров с указанием всех режимов работы, в которых они используются, приведен в табл. 8.1.

Стоимость единицы продукции для каждого типа лазеров можно оценить в соответствии с критериями, описанными в предыдущем разделе. Выбор лазера часто можно сделать, исходя из экономических соображений.

Одним из факторов при выборе лазера является длина волны генерации. Если нужно проделать очень маленькие отверстия, то лазеру на CO_2 следует предпочесть лазер на иттрий-алюминиевом гранате, поскольку он имеет меньшую длину волны. В других же отношениях, как мы уже отмечали раньше, большая длина волны CO_2 -лазера не является препятствием для его применения в обработке металлов, особенно если лазер используется в импульсном режиме.

Периодические импульсные CO_2 -лазеры усовершенствованы уже до такой степени, что можно всерьез говорить об их использовании в производстве. Для многих видов обработки металлов именно этот тип лазера оказывается наиболее практичным. Если сравнить такой лазер с электронным пучком (который является самой близкой конкурирующей системой в области специальных применений), то оказывается, что CO_2 -лазер может сваривать тонкие листы металла ($\sim 0,5$ мм) при сравнимых со случаем электронного луча характеристиках шва и скорости, но имеет преимущество в более низкой начальной стоимости и возможности работы в обычной атмосфере. При сварке более толстых листов ($\sim 2,5$ мм) CO_2 -лазер ввиду ограниченной глубины проникновения тепла не может полностью конкурировать с электронным лучом.

Укажем конкретные типы лазеров, которые можно было бы использовать для решения определенных задач обработки металлов.

- а. При сварке тонких металлических листов наибольшую скорость и экономичность дают лазеры на CO_2 в режиме периодических импульсов и лазеры на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, в непрерывном режиме.
- б. Для получения единичных больших отверстий и точечных сварных соединений наиболее перспективными являются

импульсные лазеры на рубине и неодимовом стекле, поскольку они дают высокую энергию в одиночном импульсе.

- в. Для получения матриц с отверстиями в случае, если диаметр отверстий не слишком мал, наилучшим представляется периодический импульсный CO_2 -лазер.
- г. Для нанесения рисунка на тонкие металлические пленки, находящиеся на изолирующей подложке, одинаково подходят CO_2 -лазер с периодической модуляцией добротности и периодический импульсный лазер на иттрий-алюминиевом гранате.
- д. Для резки образцов большой толщины предпочтительнее CO_2 -лазер непрерывного действия в сочетании с кислородным поддувом. Приведенные примеры показывают, какого типа вопросы могут встретиться при выборе лазера.

г. Крепление обрабатываемой детали

Важным обстоятельством является точное закрепление детали, допускающее ее перемещение и установку в пучном положении. Иногда фактором, ограничивающим производственное использование лазера, является необходимость перемещения детали с сохранением точного наведения луча в нужную точку. Для лазерной обработки могут быть использованы автоматические координатные столы с программным управлением, которые позволяют полностью автоматизировать работу. Стоимость хорошего приспособления для крепления деталей может оказаться высокой, и ее следует учитывать при экономических расчетах.

Вследствие огромного разнообразия деталей, допускающих лазерную обработку, невозможно подробно обсуждать конструкции устройств, предназначенных для крепления. Достаточно лишь указать, что в этой области очень важна хорошая конструкторская работа; без нее использование лазера в производстве будет непрактичным.

д. Оптическая система

Важным является вопрос о конструкции оптической системы. Мы изложим некоторые подробности, касающиеся выбора этой системы.

Согласно равенству (1.11), маленькие фокальные площади можно получить, используя короткофокусные линзы и диафрагмы, уменьшающие эффективный угол расходимости пучка. Эффект уменьшения размера фокального пятна при внесении в луч диафрагмы мы уже описывали. Обычно используют линзы с воа-

можно более коротким фокусным расстоянием. Наименьшее фокусное расстояние, при котором еще имеет смысл использовать простую линзу, составляет примерно 1 см; при более коротких фокусных расстояниях aberrации линзы становятся слишком большими. Минимальное фокусное расстояние зависит от диаметра луча, длины волны и показателя преломления [21]. В табл. 8.4 приведены минимальные значения фокусных расстояний линз для лазеров разных типов. Указаны минимальные фокусные расстояния для фокусировки лазерного луча с заданным диаметром при учете aberrаций линзы. Чтобы получить малое фокальное пятно, необходимо выбрать линзу с наименьшим фокусным расстоянием, совместимым с пределом, указанным в табл. 8.4.

ТАБЛИЦА 8.4

Минимальное фокусное расстояние

Диаметр луча, мм	Фокусное расстояние (n — показатель преломления материала линзы)			
	Рубин ($n = 1,5$)	Nd — ИАГ ($n = 1,5$)	CO ₂ ($n = 1,5$)	CO ₂ ($n = 4$)
1	3,4	3,0	1,4	0,7
2	8,6	7,5	3,5	1,7
3	14,7	12,8	5,6	2,9
4	21,6	18,8	8,8	4,3
5	29,1	25,3	11,8	5,8

Фокусировка на малую фокальную площадку влечет за собой потери в глубине фокальной области. Для производственных применений допустимые пределы изменения этой глубины не слишком критичны; необходимо лишь только предусмотреть возможность достаточного перемещения обрабатываемой детали вдоль направления луча. Рассматривая совместно выражение (1.10) для дифракционного предела фокального радиуса луча и выражение (1.14) для глубины фокуса, получаем

$$z_s = 2,38r_s^2/\lambda. \quad (8.1)$$

Таким образом, глубина фокуса изменяется как квадрат размера фокального пятна и обратно пропорционально длине волны лазерного излучения. Допустимые пределы изменения глубины фокуса устанавливают минимальный размер фокального пятна, с которым можно работать. Приведем конкретный численный пример: при работе с лазером на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, и допуске на глубину фокальной области 2,5 мм фокальный диаметр ограничен величиной 0,06 мм.

Удобной безабберационной короткофокусной системой является объектив микроскопа. К сожалению, у таких объективов глубина фокуса оказывается слишком малой для некоторых применений.

Следует также принимать во внимание aberrации линз. Aberrации будут ухудшать качество оптической системы, в результате чего дифракционный предел не будет достигаться. Для монохроматического коллимированного лазерного луча, падающего вдоль оптической оси линзы, многие из aberrаций, рассматриваемых в элементарной оптике, не играют роли. Наибольшее влияние оказывает сферическая aberrация. В результате этой aberrации лучи от точечного источника, попадающие на линзу на разных расстояниях от ее оси, не фокусируются в одну общую точку. Изображение точечного источника расплывается в размытый круг. Наличие сферических aberrаций означает, что предельный дифракционный размер пятна, даваемый формулой (1.10), не достигается.

Сферические aberrации можно уменьшить двумя способами: путем использования асферических линз с особым способом отшлифованными поверхностями или использованием сферических линз специально подобранной формы. Асферические линзы дороги и не обладают большими преимуществами перед сферическими линзами наилучшей формы, поэтому мы рассмотрим только метод подбора формы сферических линз.

Форму сферической линзы можно описать с помощью форм-фактора q , определяемого соотношением

$$q = (r_1 + r_2)/(r_1 - r_2), \quad (8.2)$$

где r_1 и r_2 — радиусы кривизны первой и второй поверхностей линзы соответственно. (Согласно общим правилам, принятым в оптике, величины r_1 и r_2 считаются положительными, если центр кривизны и падающий луч лежат по разные стороны поверхности, и отрицательными — в противном случае.) При данном показателе преломления сферическая aberrация может быть минимизирована соответствующим выбором величины q [22]. При показателе преломления около 1,5 минимум сферической aberrации достигается при $q = 0,71$. Практически разумным выбором является плоско-выпуклая линза, обращенная выпуклой стороной к лучу ($q = 1$), которая имеет сферическую aberrацию, близкую к минимальной, но более проста в изготовлении, чем линза с $q = 0,71$. Для CO_2 -лазеров часто используют линзы из германия, который имеет показатель преломления, равный 4. В этом случае минимум сферической aberrации достигается при значении q , близком к 5. Это соответствует менисковой (выпукло-вогнутой) линзе, выпуклая сторона которой обращена к лучу.

Стоит сделать еще два замечания: 1. Оптический путь луча можно полностью оградить; трубка с призмами, осуществляющими поворот луча на углах, может служить очень эффективным приспособлением, повышающим безопасность работы, особенно в случае инфракрасных лучей. 2. Может возникнуть необходимость поместить между обрабатываемой деталью и линзой специальный экран, чтобы защитить линзу от выброшенного с поверхности вещества. Гораздо дешевле обеспечить подходящий материал для такого экрана (прозрачный на длине волны лазера), чем заменять поврежденные линзы.

Подытожим методы фокусировки лазерного луча в пятно малого размера. Для уменьшения пятна следует поместить внутрь луча диафрагму, уменьшающую эффективный угол расходимости луча, и выбрать линзу с возможно более коротким фокусным расстоянием, совместимым с приведенными в табл. 8.4 предельными значениями. Допустимые пределы изменения глубины фокуса даются при этом соотношениями (1.11) и (8.1). Для заданного фокусного расстояния форму линзы надо выбрать такой, которая дает минимальную сферическую аберрацию.

е. Измерения и обратная связь

Следует обеспечить контроль за действием лазерного луча на обрабатываемую деталь в процессе обработки и обратную связь, управляющую лазерным лучом. Во время операции по обработке деталь должна находиться под непрерывным наблюдением. Выходные сигналы измерительных приборов должны подаваться обратно в цепи, управляющие движением детали и выходными параметрами лазера.

ж. Вопросы техники безопасности

При проектировании лазерной системы важно разработать хорошо спланированную программу по обеспечению безопасной работы. Такая программа могла бы основываться на рекомендациях, данных в гл. 7.

7. Выводы

В области металлообработки малых деталей лазеры обладают следующими преимуществами.

1. Не требуется вакуума. В большинстве случаев обработку можно производить в любой атмосфере, хотя для некоторых активных металлов может понадобиться защитная атмосфера.

2. Обрабатываемая деталь не соприкасается ни с каким материалом, вследствие чего отсутствует загрязнение.

3. В основном объеме детали увеличение температуры пренебрежимо мало и отсутствует отжиг материала. Зона теплового воздействия вокруг обрабатываемой области ограничена.

4. Возможна обработка самых разнообразных материалов. Лазер одинаково хорошо обрабатывает твердые, хрупкие или огнеупорные материалы, а иногда может быть использован для соединения разнородных металлов, которые трудно сваривать обычными способами.

5. Можно получать отверстия малого диаметра.

6. Операция производится очень быстро, занимая время порядка 1 мс.

7. Процессы обработки легко автоматизировать.

8. Не требуется сварочных электродов.

9. На материалах, требующих осторожного обращения, можно получать чрезвычайно тонкие сварные швы.

10. Лазерный луч легко сфокусировать в области, недоступные для другого инструмента и даже на материалы, заключенные в оболочку.

Имеется также ряд недостатков, которые следует отметить.

1. Глубина проникновения при получении отверстий под действием лазера ограничена, хотя ее можно увеличить повторением вспышек.

2. На стенках и кромке отверстия происходит конденсация испаренного вещества, вследствие чего вокруг входного отверстия образуется ободок.

3. Стенки отверстий обычно неровны.

4. Поперечные сечения отверстий, полученных с помощью лазера, не вполне круглые, а сами отверстия имеют коническую форму.

5. Несовершенно управление размерами и допусками отверстий, пробиваемых лазером. Параметры лазерных импульсов часто плохо воспроизводятся от вспышки к вспышке.

6. Чтобы избежать испарения при лазерной сварке, необходим тщательный контроль за параметрами импульса.

7. Размеры деталей, которые можно сваривать, сравнительно невелики, а глубина сварки ограничена.

8. Часто высока стоимость обработки. Это может быть наиболее серьезным недостатком. Для многих применений лазер в действительности оказывается слишком дорогостоящим, несмотря на то что он позволяет хорошо выполнять требуемые операции.

На заре лазерной технологии лазеры считались слишком тонкими и чувствительными приборами. И несмотря на то, что была показана техническая осуществимость некоторых операций с использованием лазеров, казалось невозможным их внедрение

в производство, поскольку лазер требовал сложного обслуживания. К настоящему времени в конструировании и производстве лазеров достигнуты значительные успехи. Имеются промышленные модели, обладающие достаточной надежностью и долговечностью, чтобы работать в заводских условиях, причем стоимость эксплуатации этих лазеров не слишком высока. В наши дни лазеры стали использоваться во многих отраслях промышленности наравне с обычным оборудованием [23]. Лазер, конечно, не может выполнять всего разнообразия операций сварки, резки и отделки, встречающихся в промышленности. Особое значение всегда будет придаваться обработке малых деталей и тем областям, где применение обычных методов встречает трудности.

§ 3. ОБРАБОТКА НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Лазерные методы обработки легко применимы к неметаллическим материалам. Обычно при помощи лазера с данными свойствами можно испарить большее количество неметаллического материала, чем металла. Отчасти это связано с различием в коэффициентах теплопроводности. Особенно легко испаряются органические материалы. Для этой цели лучше использовать CO_2 -лазер, поскольку почти все неметаллические материалы (кроме полупроводников и некоторых солей) имеют очень высокие коэффициенты поглощения на длине волны 10,6 мкм. С помощью CO_2 -лазера, работающего в непрерывном режиме при уровне мощности около 100 Вт, можно эффективно резать многие неметаллические материалы. Для обработки неметаллических материалов использовали также рубиновые лазеры и лазеры на иттрий-алюминиевом гранате, работающие в непрерывном или импульсном периодическом режиме.

В данном параграфе мы опишем ряд операций лазерной обработки многих неметаллических материалов, включая керамику, драгоценные камни, стекло, кремний и органические вещества. В этой области лазер может оказать серьезную экономическую конкуренцию обычным производственным методам. Чтобы использовать лазеры для обработки таких материалов, следует привлечь те же самые соображения о конструировании систем, которые обсуждались в разделе, посвященном обработке металлов. Для каждого конкретного применения необходимо подобрать оптимальные значения длины волны, мощности и длительности импульса.

Возможными процессами обработки неметаллических материалов являются сверление отверстий, резка, нанесение канавок на поверхность, раскалывание и сварка.

1. Сверление

С помощью рубинового лазера можно просверливать узкие глубокие отверстия в сравнительно толстых слоях хрупкого материала, например в керамиках или в кремнии. В корунде были просверлены отверстия с отношением глубины к диаметру, превышающим 25 [24]. Эта величина больше отношения глубины к диаметру, которое можно получить при сверлении малых отверстий в керамике обычными методами. В керамиках толщиной около 3 мм с помощью нескольких импульсов рубинового лазера были пробиты отверстия с конусностью около 1 град [1].

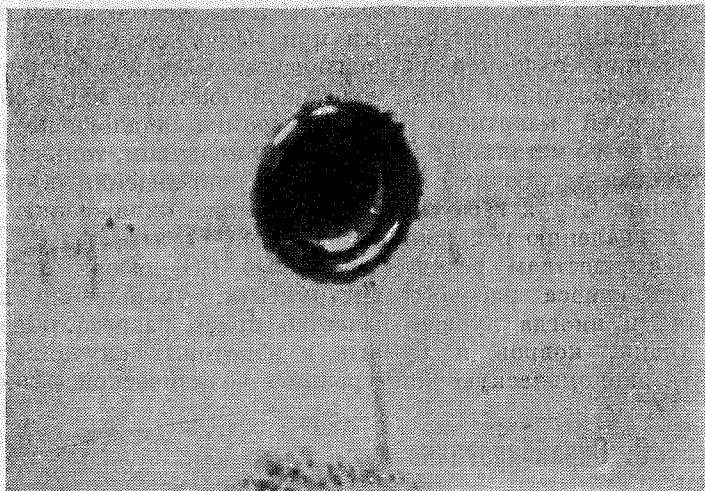
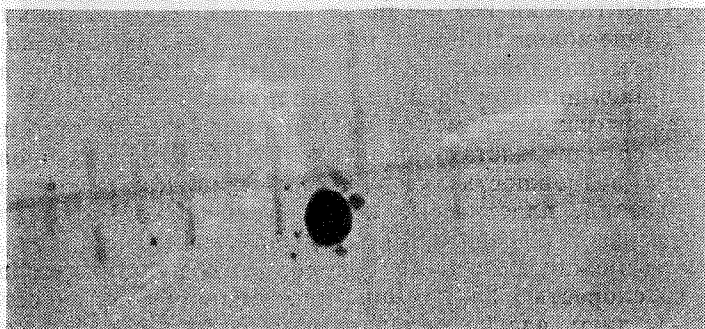
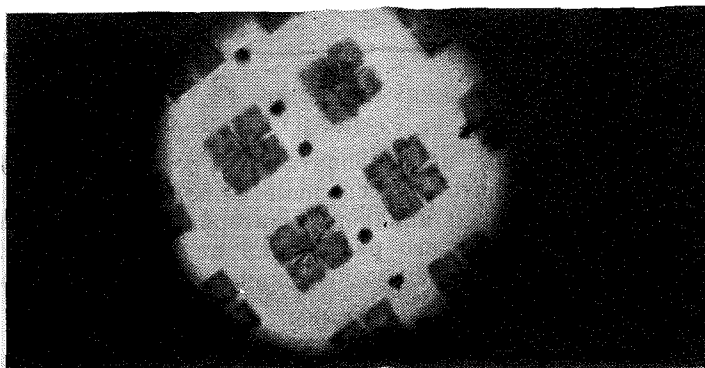
С помощью лазера удается пробивать отверстия, расположенные близко одно к другому или к краю образца из хрупкого материала. Лазер можно использовать для того, чтобы проделывать отверстия для присоединения проводников в монтажных платах. На фиг. 8.10 показаны отверстия, сделанные с помощью CO_2 -лазера в монтажной плате толщиной 0,63 мм из окиси алюминия. Сверление такого рода материалов обычными методами сопряжено с трудностями.

Одним из практических приложений рубинового лазера является сверление алмазных фильер для протягивания проволоки [25]. Так как алмаз трудно поддается сверлению обычными методами, то изготовление алмазных фильер раньше было дорогостоящим процессом, отнимавшим много времени. Применяя импульс рубинового лазера с энергией 3 Дж и длительностью 0,5 мс, сфокусированный в пятно диаметром 0,13 мм, можно сверлить отверстия в алмазах, не внося структурных повреждений. Время, необходимое для пробивания отверстия в типичном камне, можно сократить с 24 ч при механическом сверлении до 10 мин. Отверстия, проделанные с помощью лазеров, оказываются удобными для окончательной полировки.

Исследования, проведенные в работе [26], показали техническую осуществимость лазерного сверления отверстий в часовых рубиновых камнях.

Рубиновый лазер или лазер на CO_2 , работающий в режиме периодических импульсов, можно применить для сверления отверстий в твердых хрупких материалах. При использовании CO_2 -лазера получают отверстия диаметром 0,1—0,2 мм с допуском в 0,01 мм. Для получения очень малых отверстий лучше использовать рубиновый лазер, который позволяет пробивать в тонком материале отверстия диаметром до 0,005 мм. Как и в случае металлов, очень маленькие отверстия получаются недостаточно однородными. Длительность импульса рубинового лазера для пробивания отверстий должна лежать в пределах 300—700 мкс¹⁾.

¹⁾ Теплофизическому анализу процессов лазерного сверления посвящена работа [134]. — *Прим. ред.*



Фиг. 8.10.

Отверстия в окиси алюминия толщиной 0,63 мм.

Каждое из отверстий было просверлено примерно за 0,2 с с помощью импульсного CO_2 -лазера со средней мощностью 75 Вт. Излучение фокусировалось линзой из соли с фокусным расстоянием 50,8 мм.

Вверху ряд отверстий диаметром 0,20—0,23 мм, вид с обратной стороны. Рисунок — покрытие из золотой пленки. В центре: одно из отверстий крупным планом. Внизу: входная сторона одного из отверстий крупным планом, диаметр отверстия 0,38 мм. Вокруг входа имеется затвердевший материал.

2. Резка

Лазер можно использовать для резки или профильной обработки широкого класса неметаллических материалов. Под резкой мы понимаем испарение материала вдоль некоторой линии для его последующего разделения на части. Профильная обработка, включающая нанесение канавок или образование расколов, будет описана ниже.

Для резки органических материалов путем испарения наиболее подходящим оказывается лазер непрерывного действия на CO_2 . Практически все органические материалы сильно поглощают на длине волны 10,6 мкм, но многие из них имеют некоторую прозрачность на длинах волн рубинового лазера или лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом.

Для резки излучением лазера непрерывного действия на CO_2 во многих случаях достаточна мощность 100 Вт. Была продемонстрирована возможность лазерной резки таких материалов, как бумага, резина, пластмассы, керамические материалы, стекло, ткань и дерево. В работе [27] показано, например, что лучом CO_2 -лазера можно резать лист акрилового пластика толщиной 1,6 мм со скоростью 25,2 м/мин, причем края разреза остаются чистыми и лишь слегка оплавляются; бумагу малой плотности можно резать со скоростью более 5 м/с, и качество краев оказывается сравнимым с получаемым при механической резке.

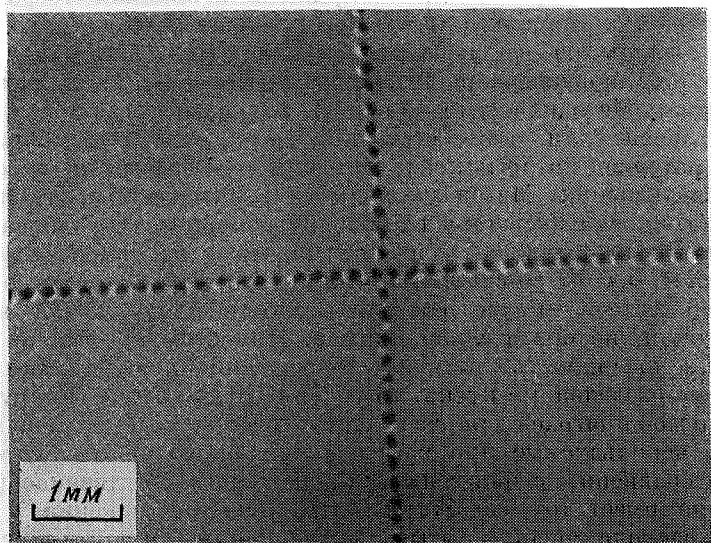
Чтобы при лазерной резке горючих материалов получить чистый, необожженный край, может понадобиться обдув области разреза струей инертного газа. Методика аналогична ранее описанной резке металлов с кислородным поддувом, только теперь инертный газ исключает возможность повреждения в результате горения. Струя газа способствует также охлаждению краев разреза и удалению испаренного вещества.

К преимуществам резки с помощью CO_2 -лазера относятся отсутствие износа рабочего инструмента, уменьшение потерь материала и иногда лучшее качество краев разреза. Лазерная резка ткани, ковров и бумаги в некоторых случаях может составить экономическую конкуренцию механической резке.

3. Скрайбирование

Скрайбирование является важным методом резки и профильной обработки материалов, в особенности хрупких, таких, как керамики, кремний и стекло. Оно может состоять либо в прорезании непрерывной канавки на поверхности, либо в сверлении ряда близко расположенных малых отверстий. Материал затем легко можно расколоть вдоль намеченной лазером линии.

По-видимому, для прорезания канавок на поверхности керамики следует выбирать CO_2 -лазер, работающий в непрерывном или в периодическом импульсном режиме. Материалы, которые обычно обрабатывают таким способом, хорошо поглощают на длине волны 10,6 мкм. В случае кремния поглощение выше на длине волны неодимового лазера.



Фиг. 8.11.

Линии из отверстий в окиси алюминия толщиной 0,64 мм.
Отверстия получены с помощью CO_2 -лазера и имеют глубину около 0,18 мм.

Приведем примеры. Согласно [1], скорость скрайбирования кремневых пластин для транзисторов с помощью лазера на иттрий-алюминиевом гранате достигала 15,2 мм/мин; для подложек из окиси алюминия толщиной 0,64 мм скорость скрайбирования лучом CO_2 -лазера мощностью 100 Вт составляла 152 см/мин. На фиг. 8.11 показан ряд отверстий в окиси алюминия, нанесенных вместо непрерывной канавки. Материал легко разламывается вдоль линии, обозначенной отверстиями.

Нанесение поверхностных канавок с помощью лазера позволяет осуществлять чистые расколы без химических изменений и износа инструмента. Таким способом можно получать детали любой желаемой формы, снижая затраты на изготовление подложек сложной конфигурации. По сравнению с лазерной резкой керамики путем испарения прорезание канавок не связано с повреждением краев из-за перегрева и приводит к меньшим тепловым напряжениям.

4. Раскалывание

Управляемое раскалывание является еще одним методом обработки деталей из хрупких материалов, например керамики или стекла. Лазерная энергия, поглощаемая на поверхности хрупкого материала, вызывает нагрев и возникновение механических напряжений, что приводит к локальному расколу. Перемещая материал под лазерным лучом, можно получить раскол вдоль любого желаемого направления. Материал разделяется без повреждения поверхности и без всякого удаления вещества. Методика управляемого раскалывания может быть использована для таких операций, как разделение монтажных плат, материал которых легко повреждается вследствие перегрева или загрязнения. Метод управляемого раскалывания был продемонстрирован экспериментально. С помощью CO_2 -лазера мощностью 50 Вт удалось разрезать пластину из окиси алюминия толщиной 0,7 мм со скоростью 152 см/мин [28]. С помощью этого точного метода можно разделять материал по любой желаемой линии, не обязательно прямой. При этом нет потери материала, а поверхность остается неповрежденной, так что если вновь сложить разделенные куски, то раскол трудно будет обнаружить. Этот способ пригоден для разделения хрупкого материала на малые части, используемые при изготовлении миниатюрных схем.

По сравнению с нанесением канавок непосредственное раскалывание имеет тот недостаток, что при приближении к краю линия раскола может испытывать отклонения или пойти в нежелательном направлении около вершины острого угла. Вследствие этого раскалывание с предварительным прочерчиванием оказывается более предпочтительным при управляемом разделении хрупких материалов. Раскалывание найдет применение в тех случаях, когда требуется разделение на части без потери материала.

5. Сварка

В специальных случаях лазер используют для сварки или соединения неметаллических материалов. Примером является обработка кварца [29, 30]. Была показана возможность соединения кусков кварца с помощью CO_2 -лазера. Особым преимуществом этого способа является малая величина зоны тепловых воздействий. В работе [29] CO_2 -лазер мощностью 60 Вт был использован для приваривания зеркал гелий-неонового лазера без внесения искажений, которые неизбежно возникают при обычных методах соединения.

Тепловая лазерная сварка пластмасс может найти применение в тех случаях, когда необходимо, например, избежать воздействия тепла на содержимое пластмассового пакета.

§ 4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРОВ В ПРОИЗВОДСТВЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ

Миниатюризация компонентов электроники потребовала значительного усовершенствования методов монтажа. В связи с этим возникла потребность в новых методах сварки и обработки узлов. Значительное увеличение плотности элементов наложило, в частности, жесткие требования на соединительные цепи и соединения элементов в труднодоступных местах.

Широкие возможности для применения лазерного излучения открывает микроэлектроника. Применяемые здесь технологические процессы включают те же операции сварки, резки и удаления материала, которые мы обсуждали выше. Их особая применимость для изготовления элементов электронных схем заслуживает специального обсуждения. По вопросу применения лазеров в микроэлектронике имеется обширный обзор [9]¹⁾.

1. Сварка

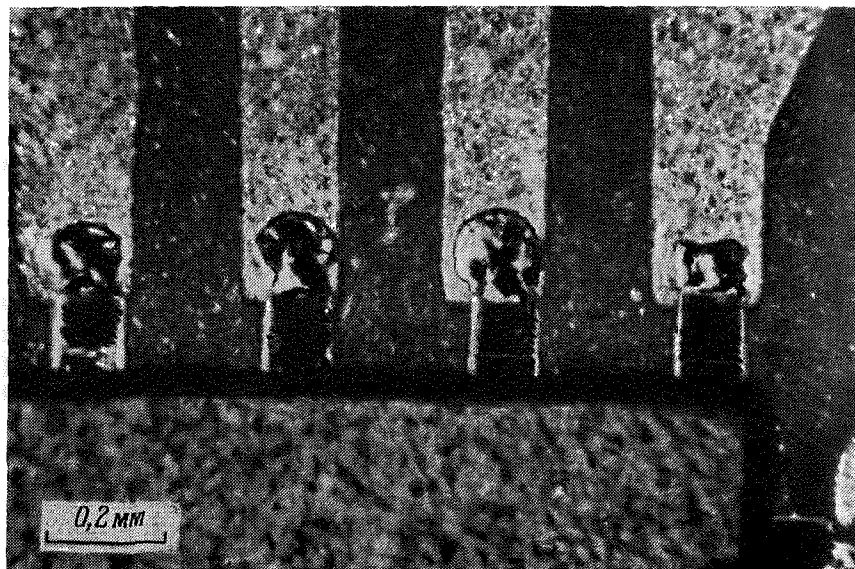
Самые первые применения лазеров в электронике включали лазерную сварку микросхем [8, 31—33]. Для сварки различных элементов электроники использовались рубиновые лазеры. Они применялись для таких операций, как приваривание вводов и пластин к монтажным платам, приваривание контактов к кристаллам кремния и приваривание тонких проводников к тонкопленочным схемам. Было показано [6], что лазерная сварка является по существу сваркой плавлением, когда оба свариваемых элемента плавятся и образуют соединение. Была продемонстрирована техническая осуществимость лазерной сварки и возможность ее практического использования для соединения элементов микроэлектроники.

Лазерную сварку удобно использовать в производстве электронных схем с высокой плотностью монтажа, особенно применима она для компонентов с балочными выводами. Так как присоединение таких выводов обычно выполняют под микроскопом, то не составляет труда подвести лазерный луч к фокусу того же микроскопа, чтобы доставить энергию в точку, расположенную в центре поля зрения.

Чтобы приварить одновременно несколько вводов к интегральной схеме или монтажной плате, можно с помощью автоматики поместить их в нужные места, а лазерный луч с помощью специальной оптики распределить на все вводы данной схемы, осуществляя сварку во всех точках одновременно [1]. На фиг. 8.12

¹⁾ См. также обзоры [126, 127]. — *Прим. ред.*

показаны четыре сварных соединения, сделанные одновременно лучом рубинового лазера, сфокусированным в линию с помощью цилиндрической линзы. Лазерный луч хорошо поглощался присоединяемыми проводниками и вызывал их плавление, тогда как обладающие более высокой отражательной способностью золотые пленки не повреждались.



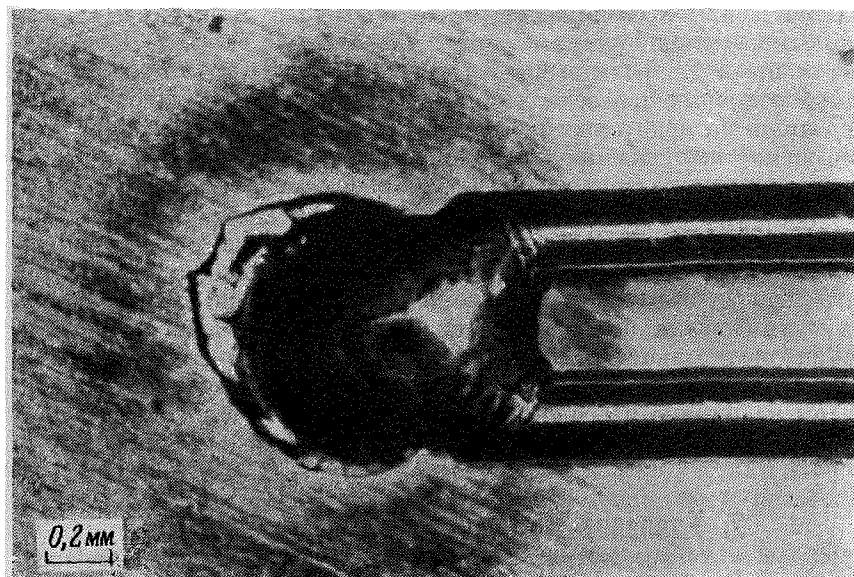
Ф и г. 8.12.

Сварное соединение балочного ввода с тонкопленочным проводником из золота на подложке из окиси алюминия.

Все четыре ввода были приварены одновременно импульсом рубинового лазера с энергией 3,5 Дж, фокусировка производилась цилиндрической линзой. Ввод имеет обращенное к лазеру поглощающее покрытие из $Ti-Pt$ [1].

Возможность применения лазерной сварки в электронике была продемонстрирована во многих лабораториях, однако имеется лишь немного сообщений о промышленном применении этого метода. Поучительно рассмотреть два примера, когда лазерная сварка доведена до промышленного применения [1]. В обоих случаях с помощью лазера были преодолены трудности, возникающие при обычных методах сварки. В одном случае лазерная сварка никелевой пластинки со штырем из никелевого сплава на транзисторе позволила избежать растрескивания расположенного рядом соединения стекла с металлом. При обычной сварке сопротивлением выделение тепла часто приводит к растрескиванию; кроме того, сваренные таким способом элементы оказы-

ваются недостаточно прочными и не удовлетворяют требованиям устойчивости к вибрации. При лазерной же сварке расплавленные материалы хорошо смешиваются, в результате чего повышается механическая прочность соединения. На фиг. 8.1 представлена фотография поперечного разреза сварного соединения, на которой видно это перемешивание. Поскольку зона прогрева



Фиг. 8.13.

Проволоки из сплава благородных металлов, приваренные к пружине из фосфористой бронзы импульсом рубинового лазера с энергией 6 Дж [1].

металла мала, проблемы, связанной с растрескиванием, не возникает. Сварка осуществлялась импульсом рубинового лазера длительностью 3 мс с энергией 7,5 Дж. Была достигнута производительность 6 транзисторов в минуту.

Во втором случае были сварены проволоки из сплава драгоценных металлов (Paliney 7) с пружинами из фосфористой бронзы, используемыми в телефонии. Эти элементы трудно поддаются сварке сопротивлением, поскольку они имеют разные электрические сопротивления. При лазерной сварке электрические свойства не влияют на качество соединения. Внешний вид соединения показан на фиг. 8.13. Сварка выполнена импульсом рубинового лазера с энергией 6 Дж и длительностью 3 мс; фокусирующая линза имела фокусное расстояние 43 мм. Место сварки находилось

на расстоянии 1,9 мм от фокальной плоскости. Этого было достаточно, чтобы в результате расфокусировки лазерное излучение перекрывало обе проволоки, вызывая их одновременное сваривание. Толщина зоны теплового воздействия составляла около 0,05 мм, так что отпуска пружины из фосфористой бронзы не происходило. Поперечный разрез этого сварного соединения был показан на фиг. 8.5, где видно перемешивание свариваемых материалов. Сварное соединение имело не меньшую прочность, чем исходная проволока диаметром 0,25 мм.

Эти примеры были выбраны для того, чтобы дать представление об условиях успешного использования лазеров. Мы остановились лишь на некоторых из существующих технических проблем. Повышение выпуска продукции и увеличение ее надежности при использовании лазерных способов обработки может сделать применение лазеров экономически оправданным. В обоих описанных выше примерах использовались лазеры на рубине. Для точечной сварки желательно получать энергию в несколько джоулей при длительности импульсов в несколько миллисекунд. Это позволит получать несколько соединений одновременно, что было бы весьма желательно для прикрепления вводов в интегральных схемах. Приведенные соображения позволяют заключить, что лазеры на рубине и неодимовом стекле могут использоваться для точечной сварки.

2. Удаление материала

Свойство лазеров испарять тонкопленочные покрытия на прозрачных подложках можно использовать для формирования структуры интегральных схем. При испарении лазерным лучом в тонкопленочных структурах можно управляемым способом изготавливать сопротивления и емкости. Исчерпывающее описание лазерной обработки тонких пленок и интегральных схем содержится в работах [35, 36]. В них был использован лазер на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, с периодической модуляцией добротности посредством вращающегося зеркала. На выходе получалась последовательность импульсов с мощностью порядка 1 кВт, длительностью импульса около 200 нс и частотой повторения 400 Гц. Лазерный луч фокусировался объективом микроскопа в пятно диаметром около 8 мкм; глубина фокуса была при этом достаточной для того, чтобы обрабатывать даже неоднородные поверхности. Перемещая лазерный луч по обрабатываемой области, можно было методом испарения прочерчивать линии в тонких металлических пленках, нанесенных на кварцевые или сапфировые подложки. Материалом пленок служили золото и нихром. Полученные линии имели ширину

около 1 мкм для золота и 0,4 мкм для нихрома. При скорости прочерчивания линии порядка 2,5 мм/с образовывались незначительные повреждения подложки. Отсутствовало загрязнение линии частичками металла.

Путем вырезания системы тонких линий в тонких пленках из Ta — Cr — Au в эксперименте были изготовлены щелевые конденсаторы. Обкладками емкости служили два противоположных края разреза. Таким способом можно производить конденсаторы с емкостью порядка 20 пФ, причем величина емкости воспроизводима с хорошей точностью. Емкость щелевых конденсаторов легко регулируется изменением ширины щели. Таким же способом можно изготавливать тонкопленочные маски.

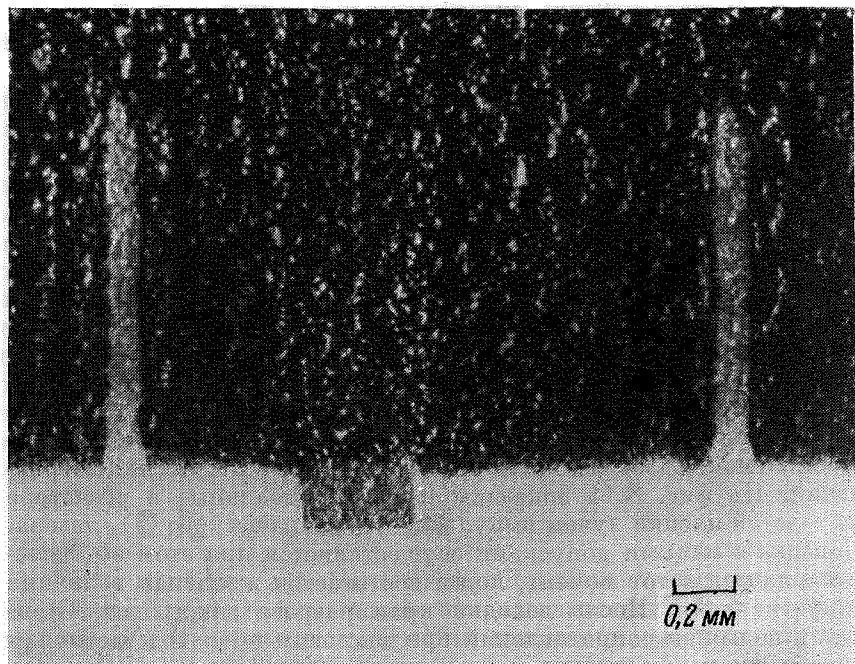
Из приведенных примеров ясно, как можно использовать удаление материала лучом лазера для изготовления элементов щелей. Лазеры могут также способствовать подгонке элементов щелей путем избирательного удаления материала. При помощи описанного выше лазера с периодической модуляцией добротности на иттрий-алюминиевом гранате была осуществлена калибровка тонкопленочных танталовых резисторов путем изменения размеров резистора или выжигания в нем небольших отверстий. При хорошем контроле это дает метод быстрой подгонки резисторов с точностью, превышающей 0,1%.

Особенно полезен лазер при калибровке сопротивлений из толстых пленок. Здесь его преимущество состоит в отсутствии загрязнений. На фиг. 8.14 показаны разрезы, сделанные в резисторе из толстой пленки лучом импульсного периодического CO₂-лазера. Доводка с малыми допусками осуществляется при этом выключением лазера в тот момент, когда достигается желаемая величина сопротивления. После доводки края разреза закрывают. Стоимость подгонки сопротивлений при массовом производстве может составлять около одного цента за резистор [37].

Для обработки пленок можно использовать различные лазеры, в том числе импульсные CO₂-лазеры [37], импульсные гелий-неоновые лазеры [38], аргоновые лазеры [39] и CO₂-лазеры непрерывного действия [40]. Наилучшим вариантом является лазер на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом в режиме периодической модуляции добротности; достаточно хорош также лазер с периодической модуляцией добротности на CO₂. Использование модуляции добротности желательно для того, чтобы удалять материал быстро, без передачи тепла в подложку. Это сводит к минимуму повреждение подложки. Ограниченное количество испаренного вещества при модуляции добротности не является препятствием при работе с тонкими пленками. По сравнению с лазером на CO₂ лазер на иттрий-алюминиевом гранате имеет преимущества в меньшей ширине реза, более высоком поглощении излучения металлическими пленками и меньшем поглощении

подложкой. Поэтому большая часть работы по подгонке пленочных резисторов будет, вероятно, осуществляться с помощью лазеров на иттрий-алюминиевом гранате в режиме периодической модуляции добротности.

Таким образом, лазеры с периодической модуляцией добротности оказываются превосходным инструментом для изготовления



Фиг. 8.14.

Разрезы в пленочном сопротивлении, сделанные при его доводке при помощи CO_2 -лазера с периодической модуляцией добротности.

микросхем и подгонки элементов. Формировать тонкопленочные схемы путем испарения части проводящего слоя можно, например, с помощью импульсного периодического лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом. В золотых пленках удавалось прорезать таким путем линии толщиной до 0,006 мм. Лазеры можно использовать для изготовления в один прием всей интегральной схемы с сопротивлениями и конденсаторами. Лазеры могут также найти применение при изготовлении фотомасок для гравировки микросхем путем фототравления или при изготовлении масок для нанесения схемы на подложку, имеющую небольшие размеры.

Лазеры способны уже сейчас занять место в производственных линиях и выполнять регулярную работу по изготовлению приборов микроэлектроники. Для этой цели имеется специально сконструированное промышленное оборудование, включающее координатные столы, микрометрические устройства, фокусирующую оптику и микроскопические прицелы.

§ 5. СПЕКТРОХИМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Лазер стал полезным инструментом для микроспектрального химического анализа. Лазерный луч испаряет небольшое количество подлежащего анализу материала, а свет, испускаемый парами, исследуется спектральными методами. Для увеличения интенсивности спектральных линий во многих случаях производится еще дополнительный электрический разряд в облаке испаренного вещества. При первом применении этого метода был использован миллисекундный импульсный рубиновый лазер; образующаяся плазма закорачивала промежуток между дополнительной парой электродов [41]. Возникающая искра повышала интенсивность испускаемого излучения и в результате удавалось получить полный спектр элементов, входящих в испаренное вещество.

Этот метод был далее развит путем применения лазеров с модулированной добротностью, в результате чего отпала необходимость в дополнительном возбуждающем искровом разряде. Лазеры с модулированной добротностью дают факел достаточной интенсивности, так что спектральный анализ можно проводить непосредственно на облаке испаренного материала [42]. Этот метод был использован для анализа состава сплавов, причем при использовании стандартизованных образцов его удалось сделать количественным. Метод основан на регистрации интенсивностей пар спектральных линий. Например, если сплав содержит никель и железо, то для сплавов с известным содержанием никеля и железа измеряется отношение интенсивностей линии $3414,77 \text{ \AA}$ никеля и линии $3443,79 \text{ \AA}$ железа. Интенсивности пар линий были записаны на микрофотометре и их отношение было отложено как функция известного содержания никеля; была получена воспроизводимая калибровочная кривая. Эти эксперименты показали возможность количественного спектрального анализа с помощью лазера. Были установлены дополнительные преимущества этого метода, состоящие в том, что он пригоден для работы с тугоплавкими металлами, применим для анализа в вакууме или в инертной атмосфере, позволяет проводить анализ расплавленного материала в печи.

Дальнейшие исследования были направлены на более полное изучение возможностей лазера как инструмента для спектраль-

ного анализа [43, 44]. Характеристики эмиссионных спектров исследовались как при наличии дополнительного возбуждения искрой, так и без него. Было установлено, что вспомогательная искра дает спектры, состоящие из более резких линий с меньшим самопоглощением и возрастанием интенсивности более чем на порядок. Было сделано заключение, что возбуждение искрой приводит к лучшим результатам и что лазерный спектральный анализ полезен для исследования микрообразцов и включений с размерами порядка 50—100 мкм. Был проведен анализ более десятка элементов и различных материалов, включая стали, высокотемпературные сплавы и цинк. Для однородных образцов, допускающих взятие пескольных проб для обеспечения стандартизации, можно было провести количественный анализ. Однако в случае микрообразцов провести количественный анализ обычно не удается¹⁾.

Методами лазерного спектрального анализа были проведены исследования химического состава гранатов [45], изучены примеси в металлах и графите [46], проведен анализ расплавленного железа в печи [47] и следов элементов в порошках [48].

Лазерный метод спектрального анализа обладает рядом преимуществ. С его помощью можно исследовать образцы с размером порядка 15 мкм и массой около 1 мкг. Образцы не обязательно должны быть электропроводящими, как в случае обычного искрового или дугового спектрального анализа. Отсутствует непосредственный контакт с образцом, что исключает возможность его загрязнения. Методика исследования проще, чем при обычных способах анализа, в том отношении, что не требуется приготовления образцов. Можно произвести анализ в любом избранном месте образца, и при этом другие материалы, находящиеся вблизи исследуемой области, не дают вклада в излучение. Поэтому можно изучать отдельные малые включения в больших образцах без получения спектральных линий от основной матрицы. Промышленность производит приборы для лазерного спектрального анализа. По сравнению с электронным микроанализом лазерный микроанализ обладает тем преимуществом, что позволяет исследовать как легкие, так и тяжелые элементы, и, кроме того, он относительно недорог. Однако ошибки при количественных измерениях этим методом иногда оказываются несколько выше, а минимальный размер пятна — больше, чем в случае электронного микроанализа.

Лазерный микроанализ представляется особенно полезным при исследовании биологических объектов [50]. До появления

¹⁾ Лазерные методы спектрального анализа развивались в цикле работ [128—131]. В частности, вопрос о влиянии искрового возбуждения на характер спектра исследован в работе [128]. — *Прим. ред.*

лазеров не было способа проведения анализа малых областей в биологических образцах без специального отбора пробы. Преимущество лазерного метода состоит в чрезвычайном упрощении процедуры приготовления образцов биологических материалов. Можно селективно исследовать малые включения. Таким образом, лазерный спектральный анализ может оказаться полезным методом для специальных целей, особенно если образцы имеют малые размеры, являются непроводящими, расположены в недоступных местах или внедрены в матрицу, которая при обычных способах анализа могла бы исказить результаты.

В альтернативном методе анализа для исследования состава пара, полученного с помощью лазера, используется масс-спектрометр. Вещество, испаренное под действием лазера с модулированной добротностью, можно ионизовать с помощью электронного пучка. Часть ионов проходит через входную щель масс-спектрометра и попадает на детектор. Этот метод применим для обнаружения элементов, концентрация которых в материале составляет порядка 0,0001%, что не позволяет их исследовать спектрографическим методом, а также для анализа таких элементов, как углерод, водород, азот и кислород, которые трудно обнаружить по их спектрам испускания.

В работах [50—54] было отмечено уникальное свойство сфокусированного луча мощных импульсных лазеров: его способность испарять и ионизовать малые количества вещества, которые потом могут использоваться для исследования во времяпролетном масс-спектрометре. Лазерный импульс образует ионы в течение очень короткого отрезка времени; времяпролетный спектрометр оказывается идеальным инструментом для получения полного спектра за одну лазерную вспышку. В одной серии экспериментов [50] использовался рубиновый лазер с модулированной добротностью и пиковой мощностью порядка 300 кВт, излучение которого фокусировалось на площадку размером примерно $2 \cdot 10^{-5}$ см². При фокусировке на фольги из лития, бериллия, бора, углерода, алюминия, железа, меди, серебра, олова, свинца и золота каждая лазерная вспышка образовывала примерно $2 \cdot 10^{13}$ атомов и $6 \cdot 10^{11}$ ионов. Ионы ускорялись приложенным потенциалом, свободно дрейфовали в трубе длиной 1 м и регистрировались сцинтилляционным детектором. Поскольку при постоянном ускоряющем напряжении легкие ионы движутся быстрее, происходит разделение по массам. Разрешенные во времени импульсы, соответствующие разным массам, регистрировались с помощью осциллографа. На фиг. 4.13 показан спектр масс от пленок алюминия, серебра и золота, нанесенных на стеклянную пластинку. Пики от разных металлов легко идентифицировать. Были исследованы также растворы различных соединений, например солей металлов. Это производилось для изучения спектров масс, полученных

в условиях, когда образцы неизвестного состава имели форму, наиболее желательную для химического анализа.

Метод лазерного анализа можно применить для изучения поверхностей [55]. Газы, адсорбированные на поверхности вольфрама, удалялись импульсом рубинового лазера с модулированной добротностью. Десорбированные газы ионизовались электронным пучком и попадали в квадрупольный масс-спектрометр, который можно было откалибровать таким образом, чтобы получать абсолютное количество вещества, десорбированного с данного участка поверхности. Были зарегистрированы молекулы газов и других примесей, присутствующих на поверхности мишени. Перед каждой вспышкой спектрометр настраивался на регистрацию одного массового числа. На фиг. 4.16 показан импульс, соответствующий веществу с массовым числом 28, десорбированному с поверхности вольфрама. Импульс был интерпретирован как относящийся к окиси углерода, а не к молекулярному азоту, поскольку одновременно имелись фрагменты с массами 12 и 16. По изменению амплитуды импульсов в зависимости от времени между импульсами можно изучать кинетику адсорбции данного газа. Это было проведено при интенсивностях лазерного излучения, не вызывающих повреждения поверхности; таким образом, лазерное зондирование можно использовать как неразрушающий метод исследования. Благодаря высокой чувствительности масс-спектрометра возможен анализ субмикроскопических количеств испаренного с поверхности вещества. Этот метод может представлять ценность для анализа поверхностей. При этом времяпролетный и квадрупольный спектрометры являются взаимно дополняющими приборами, поскольку времяпролетный спектрометр регистрирует полный спектр за один импульс, а квадрупольный дает поведение во времени одной отдельной компоненты.

Масс-спектрометрия вещества, испаренного лазерным излучением, проводилась с целью анализа органических веществ [56], изучения структуры и процесса испарения селена и селенида висмута [57, 58], для изотопического анализа инертных газов из метеоритных образцов весом в несколько микрограмм [59] и изучения продуктов переработки каменного угля [60, 61].

Итак, лазер может служить ценным инструментом для испарения образцов с целью масс-спектрометрического анализа. Лучшим вариантом для таких исследований представляется рубиновый лазер с модулированной добротностью.

§ 6. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ

Действие мощного лазерного излучения можно использовать для записи информации. В простейшей системе записи можно, например, сфокусировать лазерный луч в малое пятно

на непрозрачной пленке и прожечь в ней отверстие. Записанную таким образом информацию можно считывать оптическим методом. Аналогичным образом под действием лазерного излучения можно вызвать почернение таких материалов, как теплочувствительная бумага или бумага, используемая в светолучевых осциллографах. Эти простые методы были положены в основу построения систем накопления информации, использующих лазеры. Они действительно оказались удобными для некоторых приложений. Было показано, что с помощью маломощного гелий-неонового лазера можно вести запись на светочувствительной бумаге со скоростью более 50 см/с. В системе для накопления большого количества цифровой информации [62] было использовано прожигание микроскопических отверстий диаметром около 5 мкм в покрытии, нанесенном на специальную полиэфирную пленку. Для записи информации использовалось модулированное излучение аргонового лазера мощностью 1 Вт. Единица записывалась в виде выжженной лазером точки, нуль — в виде неповрежденного участка пленки. Такую информацию можно считывать с помощью лазера меньшей мощности. Оценки показывают, что по плотности записи и стоимости этот метод имеет преимущество перед магнитным.

Был также предложен способ плотной записи на фотопленку [63]. В одной из систем [64] с помощью гелий-неонового лазера производилась запись на диски, покрытые фотоэмульсией. Полный объем записи оценивается в 10^9 бит при плотности 10^6 бит/см².

Практическая осуществимость лазерного метода записи была продемонстрирована в работе [65], где использовался луч гелий-неонового лазера с максимальной мощностью 38 мВт. Запись производилась на тонких пленках, нанесенных на стеклянные подложки. Были опробованы покрытия из свинца и тантала толщиной 500 Å и слои трифенилметанового красителя толщиной 1 мкм в пластмассовой основе. Было продемонстрировано высокое разрешение вдоль линии записи при использовании теплового воздействия лазерного луча. Типичная ширина линий составляла около 2 мкм при скорости записи порядка миллиона точек в секунду. Печатный материал можно записывать с помощью оптического сканирующего устройства ультразвукового дифракционного затвора, используемого для модуляции луча. Печатный материал переносится на пленку с разрешением, определяемым возможностями считывающего устройства. Такая запись с высоким разрешением была получена при помощи фокусирующей оптики, имеющей достаточную числовую апертуру.

Эти методы позволяют накапливать информацию путем записи с высокой плотностью на двумерной поверхности и легко считывать ее затем оптическим способом. Недостаток их состоит в том, что запись невозможно стереть. Было сделано несколько предложений

по созданию стираемой оптической памяти, основанной на использовании лазеров и различных фотоцветных или магнитооптических эффектов. Одним из возможных применений лазерной техники обработки информации является создание машинной памяти на основе оптических методов. Характеристики управляемой лучом оптической памяти делают удобной ее для записи большого объема информации. Современные требования, предъявляемые к устройствам памяти с малой емкостью, можно удовлетворить с помощью полупроводниковых устройств и магнитных сердечников. Существующая техника менее удовлетворительна при записи большого объема информации, поскольку время выборки может оказаться слишком большим. Для накопления большого количества информации используются барабаны, диски, карты и ленты; во всех случаях применяется магнитный способ записи, который позволяет получить плотность записи 10^4 бит/см². Предельная плотность ограничена переналожением записи и связана с шириной дорожки, скоростью ленты и расстоянием от ленты до головки. Максимально достижимая плотность несколько превышает 10^5 бит/см². При лазерной записи фокусировка когерентного светового луча в пятно, размер которого определяется дифракционными эффектами и равен примерно длине волны, позволяет при соответствующем расстоянии между пятнами в принципе получить плотность записи порядка 10^7 бит/см².

Общей особенностью предлагаемых оптических устройств памяти является использование в них лазера, что связано с необходимостью иметь источник большой яркости. Для записи и считывания информации требуется дефлектор луча. Предпочтительнее, чтобы дефлектор не был механическим. Для того чтобы это применение лазера стало практически возможным, необходимо дальнейшее усовершенствование методов отклонения луча. Лазерный луч проходит через управляющую систему и посылается в заданную точку на плоскости, предназначенной для записи. Высокая мощность лазерного луча вызывает нагревание среды, в которой записывается информация, и производит изменения, которые можно затем считывать оптическим методом. Один и тот же световой луч можно использовать для записи и для считывания. Интенсивность луча при считывании модулируется информацией, содержащейся на пластине памяти. На приемнике возникают электрические сигналы, соответствующие единицам и нулям. Эти общие соображения привели к нескольким конкретным предложениям относительно оптических систем памяти электронных вычислительных машин [66]. Для иллюстрации основных характеристик таких устройств мы опишем одно из этих предложений, основанное на использовании пленок из сплава марганца с висмутом, а затем кратко упомянем о других возможных материалах.

Тонкая пленка из сплава марганца с висмутом является магнито жестким материалом с большой константой анизотропии. Направление легкого намагничивания обычно перпендикулярно плоскости пленки. Эти пленки обладают, кроме того, сильным магнитооптическим эффектом. Температура Кюри этого материала равна 360°C . Запись на пленке из сплава марганца с висмутом можно производить, повышая температуру в отдельных точках пленки выше температуры Кюри. После охлаждения материала направление намагниченности области, подвергшейся нагреванию, определяется направлением магнитного поля, действовавшего во время охлаждения. Если все вещество, окружающее нагретую точку, намагничено однородно в некотором направлении, то поток от этого окружающего вещества вызовет в точке противоположно направленную намагниченность. Внешнее поле, наложенное в течение времени охлаждения, можно использовать для того, чтобы скомпенсировать действие замыкающего потока и произвести перемагничивание материала в первоначальном направлении. Таким образом можно записать или стереть точку. Впервые возможность записи на сплаве марганец — висмут при переходе через точку Кюри была продемонстрирована с помощью таких тепловых источников, как паяльник и электронный луч. Использование в качестве источника энергии лазера имеет то преимущество, что позволяет производить запись и считывание одним и тем же источником.

Записанную информацию можно считывать, используя магнитооптический эффект Фарадея или магнитооптический эффект Керра. Эффект Фарадея состоит в том, что плоскость поляризации плоско-поляризованного светового луча при прохождении его через намагниченный материал поворачивается на величину, зависящую от толщины пленки и свойств материала. Направление вращения изменяется при изменении направления намагниченности. Расположенный за пленкой анализатор ориентируют так, чтобы он не пропускал свет, прошедший через пленку в местах с первоначальным направлением намагниченности. Тогда свет, проходящий через малые области с обратным направлением намагниченности, будет иметь плоскость поляризации, повернутую таким образом, что часть света пройдет через анализатор. Увеличение интенсивности света, прошедшего через данный участок, можно зарегистрировать с помощью подходящего приемника. Аналогичным образом используют и эффект Керра, но не в проходящем, а в отраженном свете. Стирание можно выполнить, включая соответствующим образом ориентированное вспомогательное магнитное поле одновременно с лазерным импульсом.

Этот эффект продемонстрирован на опыте, и были сконструированы также экспериментальные устройства памяти на MnBi [67,

68]. Была показана возможность записи и стирания пятна диаметром в несколько микрон на пленке толщиной 100 \AA с помощью импульса гелий-неонового лазера микросекундной длительности. Требуемая для этого мощность излучения невелика. Достаточно гелий-неоновый лазер с мощностью в несколько десятков милливатт. Можно получить плотность записи порядка 10^7 бит/см². Каждый участок пленки можно многократно использовать для записи, считывания и стирания.

Для систем памяти с лазерным вводом информации было предложено много других материалов [69], в том числе фотохромные вещества [70], халькогениды европия [71—73], гадолиний-железный гранат [74, 75], ниобат лития [76], сегнетоэлектрические вещества [77] и различные виды ферромагнитных пленок [73, 78].

Описанные методы дают возможность использовать лазерные эффекты, в частности лазерное нагревание в оптических запоминающих устройствах большой емкости. Для практического применения методики следует значительно усовершенствовать. Заметим, что были предложены также другие системы памяти, основанные на лазерах, например голографическая память или пузырьковая объемная память: эти системы, однако, не связаны непосредственно с темой данной книги.

§ 7. ИСТОЧНИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Источники частиц с большой плотностью тока желательны для многих приложений, особенно если частицы генерируются в течение очень короткого промежутка времени. Примером одного из таких приложений мог бы служить источник для получения электронного пучка. Импульсные источники электронов и ионов дают лишь ограниченное число заряженных частиц. Для таких приложений можно использовать лазер, который позволяет получить большое число электронов и ионов в малом объеме в течение короткого времени. Проведенное в гл. 4 рассмотрение электронного и ионного токов, возникающих при взаимодействии лазерного луча с поверхностью, дает представление о величине токов, которые можно получить таким методом. При взаимодействии излучения мощного рубинового лазера с металлической поверхностью легко получить импульсы электронного тока с плотностями до 100 А/см^2 и длительностью порядка нескольких десятков наносекунд. Физические явления, связанные с образованием заряженных частиц, обсуждались в гл. 4; здесь мы рассмотрим возможные пути использования этих явлений.

Было проведено много исследований электронной эмиссии при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью. Однако среди них относительно мало работ, цель которых состояла бы

в получении сведений об использовании лазерной электронной эмиссии в качестве практического источника частиц [79—82]. В одной из работ [79] была сделана попытка определить параметры источника. В этой работе поверхности вольфрама, тантала и гексаборида лантана облучались светом рубинового и аргонового лазеров. С помощью рубинового лазера были получены импульсы тока до 100 мА. Однако эти импульсы неизменно сопровождались разрушением поверхности. Невозможно было получить серию импульсов с контролируемым уровнем мощности, которые не вызывали бы повреждения поверхности. Наиболее подверженным разрушению материалом оказался гексаборид лантана. Полученные плотности электронного тока составляли около 10^4 А/см², однако такие плотности можно было получить только при плавлении материала катода.

Для получения устойчивого импульсного периодического источника электронов использовался также ионный аргоновый лазер. Длительность импульса лазера составляла около 1 мкс при частоте повторения 10 кГц. Луч с пиковой мощностью 50 Вт фокусировался в пятно диаметром 15 мкм. В течение нескольких часов можно было получать импульсы тока величиной порядка 1 мА. При увеличении интенсивности лазерного излучения до значения, при котором начиналось плавление и вынос массы, импульсы тока достигали величины порядка 100 мА, но их амплитуда уменьшалась со временем. Гексаборид лантана оказался менее подходящим материалом, чем вольфрам и тантал.

Без заметного повреждения поверхности можно было получить стабильные периодические импульсы электронного тока с частотой 1 кГц и амплитудой 1 мА в случае вольфрама и 0,5 мА в случае тантала. В импульсном режиме, подходящем для импульсного электронного источника, могут работать и другие лазеры, например лазер на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом.

При получении электронных импульсов в килоамперном диапазоне лазеры обладают преимуществами по сравнению с искровым разрядом. Так, при облучении танталовых катодов получены импульсы тока величиной 500 А и длительностью 80 нс [80].

Было высказано предположение, что плазму, образованную под действием лазерного излучения, можно использовать для получения управляемых термоядерных реакций [82, 83] (см. гл. 4). Плазма, полученная с помощью лазеров, обладает большой плотностью и высокой температурой. Для получения самоподдерживающейся термоядерной реакции необходимо, чтобы температура плазмы была выше $5 \cdot 10^8$ К, а плотность — более 10^{14} см⁻³ [1].

1) При этой температуре должно быть $n_{\tau} > 10^{14}$. — Прим. ред.

Надежды в этой области связаны с последними достижениями в лазерной технике, в частности с получением мощных пикосекундных импульсов. Для осуществления управляемой термоядерной реакции необходим дальнейший прогресс в создании лазеров большой мощности.

Лазер может стать также средством получения малых количеств плотной высокотемпературной плазмы для исследования плазменных процессов. Такую плазму можно было бы создавать без возмущения удерживающего магнитного поля. Работа в этом направлении должна дать много интересных результатов. Процессы, происходящие в лазерной плазме, изучались многими исследователями. Большинство этих исследований в конечном счете было явно направлено на применение лазеров для целей управляемого термоядерного синтеза. В настоящее время лучшим применением лазеров остается получение плазмы с особыми свойствами, а именно высокотемпературной плазмы, с которой можно проводить специальные исследования [84]. Была описана возможность применения лазера как диагностического средства для исследования плазменных процессов [85].

В плазме, полученной с помощью лазера с модулированной добротностью, легко получить температуры порядка сотен электронвольт и давления порядка сотен килобар. Эти температуры и давления лежат в интервале, представляющем интерес для термоядерных исследований. Как мы отметили в гл. 4, наблюдалась эмиссия нейтронов из такой плазмы. В качестве источника частиц для инжекции в термоядерные устройства представляет интерес лазерный пробой газов. Плазма в этом случае образуется в ограниченном объеме, что открывает возможности для решения некоторых проблем, возникавших ранее при конструировании термоядерных устройств¹⁾. Эти возможности нельзя полностью реализовать без значительного увеличения мощности, получаемой от лазеров [86]. Достижения в создании сверхмощных лазеров, вероятно, привели бы к открытию новых направлений в исследовании плотной высокотемпературной плазмы.

Другим применением лазера, связанным с эмиссией частиц, является инициирование высоковольтного искрового разряда [87—94]. Потенциальными преимуществами этого метода являются: возможность работы в области высоких напряжений (вплоть до мегавольт), сохранность запускающего механизма, поскольку он электрически не связан с высоковольтным источником, устойчивость включения и возможность периодического зажигания с частотой до 50 импульсов в секунду. В одной из работ [89] для этой цели был использован рубиновый лазер с модулирован-

1) Инжекция лазерной плазмы в стелларатор описана в работе [135].— *Прим-ред.*

ной добротностью мощностью 170 МВт. Луч фокусировался линзой с фокусным расстоянием 5 см на сферический электрод из нержавеющей стали, находящийся под напряжением ниже 100 кВ. При действии луча на поверхность металла образовывалась плотная плазма, которая инициировала пробой промежутка. В широком диапазоне условий разброс во времени пробоя промежутка составлял менее 2,5 нс. Был осуществлен также пробой промежутков с разностью потенциалов 1,1 МВ. При высоких напряжениях время запаздывания пробоя составляло менее 5 нс при разбросе много меньшем 1 нс.

§ 8. ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

1. Измерения температуропроводности методом импульсного нагрева

Речь идет об использовании лазерного нагрева. Энергия быстро выделяется в некоторой точке; измерение температуры производится на определенном расстоянии от места выделения энергии. Использование лазера для измерения температуропроводности методом импульсного нагрева имеет ряд преимуществ [95—98]. Выделение энергии происходит в ограниченной области. С помощью коллимированного луча можно подвести к образцу большую энергию, чем в случае других источников тепла, используемых для импульсного нагрева. Лазерная энергия выделяется практически мгновенно на поверхности образца, поскольку коэффициент поглощения велик, а длительность импульса лазера с модулированной добротностью мала. Лазер вполне пригоден для импульсного измерения температуропроводности малых неполностью поглощающих образцов, а также образцов, расположенных в недоступных местах (например, в печи).

Приращение температуры с обратной стороны слоя толщиной L дается соотношением [95]

$$T(L, t) = T_m \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp(-n^2 \pi^2 \kappa t / L^2) \right], \quad (8.3)$$

где T_m — максимальная температура, которая достигается в точке L , κ — коэффициент температуропроводности. Из этого уравнения можно получить

$$\kappa = 0,139L^2/t_{1/2} \text{ см}^2/\text{с}, \quad (8.4)$$

где $t_{1/2}$ — момент времени, в который $T(L, t) = T_m/2$. Метод состоит просто в измерении температуры обратной стороны образца как функции времени, например, с помощью радиационного

приемника. В абсолютных измерениях нет необходимости; время $t_{1/2}$ можно получить из относительных измерений. На результат не влияет количество излучения, отраженного от поверхности образца. Таким образом, лазер обеспечивает удобный способ измерения температуропроводности с простой обработкой результатов, не требующий абсолютных калибровок ¹⁾.

2. Получение тонких пленок

Испарение веществ под действием лазерного луча дает возможность использовать лазер для нанесения тонких пленок в вакууме [31, 99—101]. Преимущество лазера при получении тонких пленок состоит в возможности уменьшить загрязнение пленки. Впервые для этой цели в работе [99] был использован рубиновый лазер, работающий в обычном режиме. Для получения пленки испарению подвергались образцы в порошкообразном состоянии, помещенные в тигель. Пленки хорошего оптического качества были получены испарением многих веществ, таких, как Sb_2S_3 , As_2S_3 , Se, ZnTe, Te, MoO_3 , PbTe и Ge. Результаты сильно зависели от свойств исходного материала. Исследование пленок из ZnTe и PbTe показало, что они стехиометрически соответствуют исходному материалу. Легко получались пленки с толщиной от нескольких сотых до нескольких десятых микрона за один импульс. Хороших результатов не удалось получить с такими веществами, как InAs, Cu_2O , ZnO, InSb и CdTe. Многие из этих сложных материалов разлагались, так что трудно было сохранить стехиометрию.

Другой проблемой, возникающей при использовании импульсного рубинового лазера, была неравномерность нанесения вещества, обусловленная сильным кипением исходного материала. Неоднородности могли быть связаны и с тем, что наряду с паром вылетали также жидкие и твердые частицы. Толщина пленок, получаемых за один импульс, также ограничена. Чтобы преодолеть указанные трудности, была изучена возможность нанесения тонких пленок с помощью CO_2 -лазера [99]. При использовании CO_2 -лазера непрерывного действия выброс частиц с поверхности можно было значительно уменьшить и получить хорошие пленки таких веществ, как SiO, ZnS, ZnSe, PbF_2 , Na_3AlF_6 , SiO_2 , MgF_2 , Si_3N_4 , $LaAlO_3$, TiO_2 и Al_2O_3 . Используя лазер мощностью 25 Вт,

¹⁾ Отметим разработанный в [136] метод измерения теплопроводности жидкостей с малым коэффициентом поглощения на длине волны лазера. Метод основан на исследовании динамики образования «тепловой линзы» в жидкости вследствие малого остаточного поглощения. — *Прим. ред.*

удалось получить скорости нанесения пленки до нескольких ангстрем в минуту.

Таким образом, напыление с помощью лазера в высоком вакууме оказывается перспективным для изготовления тонких пленок тугоплавких веществ, особенно в тех случаях, когда желательна минимальное загрязнение.

3. Имитация действия радиации

Нестационарные эффекты, вызванные проникающей радиацией в полупроводниках, можно надежно и с малыми затратами имитировать с помощью лазеров [103]. При поглощении лазерного излучения в полупроводнике образуются такие же электронно-дырочные пары, как и под действием рентгеновского излучения ядерного взрыва. Длительность импульса лазера с модулированной добротностью также имеет нужный порядок величины. Экспериментальное исследование показало, что переходные токи в кремниевых транзисторах, вызванные лазерным импульсом, почти идентичны токам, возникающим под действием рентгеновского излучения от импульсного источника или под действием электронов от линейного ускорителя [104]. Выделение энергии можно сделать однородным, а скорость ионизации — очень высокой. С помощью лазера на неодимовом стекле мощностью 10 МВт можно имитировать действие на кремний излучения мощностью 10^{12} рад/с. Таким образом, с помощью лазеров легко исследовать надежность полупроводниковых устройств, находящихся в определенных условиях радиоактивного облучения.

4. Выводы

Предлагалось множество других возможных применений лазеров; едва ли целесообразно подробно их описывать. Область применений лазеров очень широка. Она включает такие вопросы, как ускорение микрочастиц [105, 106], иницирование химических реакций [107—109], образование искровых меток для измерения скорости в высокотемпературных газах [110, 111], моделирование солнечного ветра [112] и фотохимические исследования [113, 114]. Перечень других применений лазерных эффектов можно было бы продолжать неограниченно. Действительно, единственное ограничение для применения лазеров обусловлено лишь пределами человеческого воображения. Описанные здесь применения, можно надеяться, послужат стимулом для дальнейших исследований.

ИИТЕРАТУРА

1. *Gagliano F. P., Lumley R. M., Watkins L. S.*, Proc. IEEE, 57, 114 (1969)
2. *Fairbanks R. H., Adams C. M.*, Welding Journ., 43, 975 (1964).
3. *Namba S., Kim P. H., Jap. Journ. Appl. Phys.*, 3, 536 (1964).
4. *Schmidt A. O., Ham I., Hoshin H.*, Welding Journ., 44, 481s (1965).
5. *Miller K. J., Nunnikhoven J. D.*, Welding Journ., 44, 480 (1965).
6. *Aderson J. E., Jackson J. E.*, Welding Journ., 44, 1018 (1965)
7. *Earvolino J. P., Kennedy J. R.*, Welding Journ., 45, 127s (1966).
8. Laser Welding and Machining, Proc. Eng. Seminar New Ind. Tech. Pennsylvania State Univ., June 27—July 2, 1965 published by the Pennsylvania State Univ. College of Engineering, University Park, Pennsylvania (1966).
9. *Cohen M. I., Epperson J. P.*, Application of Lasers to Microelectronic Fabrication, in Electron Beam and Laser Beam Technology, «Advances in Electronics and Electron Physics» (Marton L. and El-Kareh A. B., eds). Academic Press, New York, 1968.
10. *Banas C. M.*, Can. Materials and Processing Tech. Conf., Toronto, Sept. 29—Oct. 2 (1969)
11. *Ready J. F.*, The Tool and Manufacturing Engineer, p. 24 (March 1969).
12. *Ready J. F.*, Laser Focus, p. 38 (March 1970).
13. *Gagliano F. P.*, 1969 Int. Electron. Circuit Packaging Symp., San Francisco, August 20—21, 1969 (IECP Symposium Record, Vol. 10).
14. *Norton J. F., McMullen J. G.*, Journ. Appl. Phys., 34, 3640 (1963).
15. *Chen D., Ready J. F.*, Bull. Amer. Phys. Soc., 11, 454 (1966).
16. *Sullivan A. B. J., Houldcroft P. T.*, Brit. Welding Journ., 14, 443 (1967).
17. *Adams M. J.*, Brit Welding Instr. Res. Bull., 9, 245 (1968).
18. *Bod D., Brasier R. E., Parks J.*, Laser Focus, p. 36 (August 1969).
19. Booklet «CO₂ Applications» published by Coherent Radiation Laboratories.
20. *Stone G. B.*, Laser Focus, p. 43 (March 1970).
21. *Wilson D. K.*, Optical Spectra, p. 52 (March/April 1968).
22. *Jenkins F. A., White H. E.*, «Fundamentals of Optics», Ch. 9, McGraw-Hill, New York, 1957.
23. *Smith J. F.*, Laser Focus, p. 32 (March 1969).
24. *Cohen M. I.*, Bell. Lab. Rec., 45, 246 (1967).
25. *Epperson J. P., Dyer R. W., Grzywa J. C.*, Laser Focus, p. 26 (Oct., 1966).
26. *Brändli H. F., Keller M., Roulier A.*, p. 26 (May, 1967).
27. Mod Plast., p. 71 (May, 1969).
28. *Lumley R. M.*, Geram. Bull., 48, 850 (1969).
29. *Pfitzer E. K., Turner R.*, Journ. Sci. Instr. (Journ. Phys. E.), Ser. 2, 1, 360 (1968).
30. *Siekman J. G., Moryn R. E.*, Philips Res. Rep., 23, 367 (1968).
31. *Nichols K. G.*, Brit. Commun. Electron., 12, 368 (1965).
32. *Shackleton J. R.*, Semicon. Prod. Solid State Tech. p. 15 (May 1965).
33. *Hahn R. D.*, IEEE Spectrum, p. 82 (May 1968).
34. *Gagliano F. P., Lumley R. M., Watkins L. S.*, Proc. IEEE, 57, 114 (1969).
35. *Cohen M. I., Unger B. A., Milkosky J. F.*, Bull. Syst. Tech. Journ., 47, 385 (1968).
36. *Cohen M. I.*, Laser Focus, p. 25 (November 1967).
37. *Penrod J.*, Laser Focus, p. 25 (August 1968).
38. *Boot H. A. H., Clunie D. M., Thorn R. S. A.*, Electron Lett., 2, 1 (1966).
39. *Berg A. L., Lood D. E.*, Solid State Electron., 11, 773 (1968).
40. *Siekman J. G.*, Microelectron. Reliability, 7, 305 (1968).
41. *Brech F., Cross L.*, Appl. Spectrosc., 16, 59 (1962).

42. Runge E. F., Minck R. W., Bryan F. R., Spectrochim. Acta, **20**, 433 (1964).
43. Raspberry S. D., Scribner B. I., Margoshes M., Appl. Opt., **6**, 81 (1967).
44. Raspberry S. D., Scribner B. F., Margoshes M., Appl. Opt., **6**, 87 (1967).
45. Blackburn W. H., Pelletier Y. Y. A., Dennen W. H., Appl. Spectrosc., **22**, 278 (1968).
46. Mossotti V. G., Laqua K., Hagenak W. D., Spectrochim. Acta, **23B**, 197 (1967).
47. Runge E. F., Bonfiglio S., Bryan F. R., Spectrochim. Acta, **22**, 1678 (1966).
48. Whitehead A. B., Heady H., Appl. Spectrosc., **22**, 7 (1968).
49. Rosan R. C., Healy M. K., McNary W. F., Science, **142**, 236 (1963).
50. Fenner N. C., Daly N. R., Rev. Sci. Instr., **37**, 1068 (1966).
51. Vastola F. J., Pivone A. J., Knox B. E., Ann. Conf. Mass Spectromet. Allied Topics, 14th, Dallas (May 1966).
52. Knox B. E., Vastola F. J., Laser Focus, p. 15 (Jan. 1967).
53. Fenner N. C., Daly N. R., Journ. Materials Sci., **3**, 259 (1968).
54. Lincoln K. A., Int. Journ. Mass Spectromet. Ion Phys., **2**, 75 (1969).
55. Levine L. P., Ready J. F., Bernal G. E., Journ. Appl. Phys., **38**, 331 (1967).
56. Lincoln K. A., Werner D., Ann. Conf. Mass Spectromet. Allied Topics, 15th, Denver (May 1967).
57. Knox B. E., Materials Res. Bull., **3**, 329 (1968).
58. Knox B. E., Ban V. S., Materials Res. Bull., **3**, 337 (1968).
59. Megrue G. H., Science, **157**, 1555 (1967).
60. Sharkey A. G., Shultz J. L., Friedel R. A., Nature, **202**, 988 (1964).
61. Joy W. K., Ladner W. R., Pritchard E., Nature, **217**, 640 (1968).
62. Laser Focus, p. 12 (March, 1967)
63. Woywood D. J., Laser Focus, p. 28 (February, 1968).
64. Elion H. A., «Laser Systems and Applications», pp. 166—168. Pergamon Press, Oxford, 1967.
65. Carlson C. O. et al., Science, **154**, 1550 (1966).
66. Smith D. O., IEEE Trans. Magn., **MAG-3**, 433 (1967).
67. Chen D., Ready J. F., Bernal G. E., Journ. Appl. Phys., **39**, 3916 (1968).
68. Agard R. L. et al., IEEE Trans. Magn., **MAG-4**, 412 (1968).
69. Hunt R. P., IEEE Trans. Magn. **MAG-5**, 700 (1969).
70. Kiss Z. Y., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-5**, 12 (1969).
71. Greiner J. H., Fan G. J., Appl. Phys. Lett., **9**, 27 (1966).
72. Methfessel S., IEEE Trans. Magn., **MAG-1**, 144 (1965).
73. Mee C. D., Fan G. J., IEEE Trans. Magn., **MAG-3**, 72 (1967).
74. Chang J. T., Dillon J. F., Gianola U. F., Journ. Appl. Phys., **36**, 1110 (1965).
75. Goldberg N., IEEE Trans. Magn., **MAG-3**, 605 (1967).
76. Chen F. S. et al., Proc. IEEE, **56**, 782 (1968).
77. Requa S. C., Hanlet J. M. N., Space Aeronaut., p. 87 (August 1964).
78. Treves D., Hunt R. P., Dickey B., Journ. Appl. Phys., **40**, 972 (1969).
79. Pittaway L. G. et al., Brit. Journ. Appl. Phys. (Journ. Phys. D.), Ser. 2, **1**, 711 (1968).
80. Бродянский О. В., Судзиловский В. Ю., Ложников А. А., ЖЭТФ, **35**, 2052 (1965).
81. Dalman G. C., Wen T. S., Proc. IEEE, **52**, 200 (1964).
82. Dawson J. M., Phys. Fluids, **7**, 981 (1964).
83. Басов Н. Г., Крохин О. Н., ЖЭТФ, **46**, 171 (1964).
84. Sucov E. W., et al., Phys. Fluids, **10**, 2035 (1967).

85. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Склизов Г. В., Appl. Opt., 6, 1814 (1967).
86. Kidder R. E., Nucl. Fusion, 8, 3 (1968).
87. Pendleton W. K., Guenther A. H., Rev. Sci. Instr., 36, 1546 (1965).
88. Guenther A. H., McKnight R. H., Proc. IEEE, 55, 1504 (1967).
89. Guenther A. H., Bettis J. R., IEEE Journ. Quantum Electron, QE-3, 581 (1967).
90. Steinmetz L. L., Rev. Sci. Instr., 39, 904 (1968).
91. Miyoshi Y., Hosokawa T., Shintani M., Jap. Journ. Appl. Phys., 8, 620 (1969).
92. Deutsch F., Brit. Journ. Appl. Phys. (Journ. Phys. D.), Ser. 2, 1, 1711 (1968).
93. Ujihara K., Proc. IEEE, 56, 2090 (1968).
94. Marolda A. J., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-4, 503 (1968).
95. Deem H. W., Wood W. D., Rev. Sci. Instr., 33, 1107 (1962).
96. Rudkin R. L., Jenkins R. J., Parker W. J., Rev. Sci. Instr., 33, 21 (1962).
97. Namba S. et al., Jap. Journ. Appl. Phys., 6, 1019 (1967).
98. Nasu S. et al., Jap. Journ. Appl. Phys., 7, 682 (1968).
99. Smith H. M., Turner A. F., Appl. Opt., 4, 147 (1965).
100. Groh G., Journ. Appl. Phys., 39, 5804 (1968).
101. Samson J. A. R., Padur J. P., Sharma A., Journ. Opt. Soc. Amer., 57, 966 (1967).
102. Zavitsanos P. D., Sauer W. E., Journ. Electrochem. Soc., 115, 109 (1968).
103. Hass G., Ramsey J. B., Appl. Opt., 8, 1115 (1969).
104. Laser Focus, p. 28 (October, 1968).
105. Habing D. H., IEEE Trans. Nucl. Sic., NS-12, 91 (1965).
106. Wanick R. W., Jarmuz P. J., Appl. Phys. Lett., 12, 52 (1968).
107. Аскаръян Г. А. и др., Письма в ЖЭТФ, 5, 258 (1967).
108. Nelson L. S., Richardson N. L., Prentic J. L., Rev. Sci. Instr., 39, 744 (1968).
109. Rousseau D. L., Leroi G. E., Link G. L., Journ. Chem. Phys., 42, 4048 (1965).
110. Pao Y. H., Rentzepis P. M., Appl. Phys. Lett., 6, 93 (1965).
111. Chen C. J., Journ. Appl. Phys., 37, 3092 (1966).
112. Laser Focus, p. 18 (September, 1968)
113. Tsuchimori N., Yamanaka T., Yamanaka C., Jap. Journ. Appl. Phys., 7, 84 (1968).
114. Tiffany W. B., Journ. Chem. Phys., 48, 3019 (1968).
115. Novak J. R., Windsor M. W., Proc. Roy. Soc., A308, 95 (1968).
- 116*. Locke E. V., Hoag E. D., Hella R. A., IEEE Journ. Quant. Electr, 8, 132, 1971.
- 117*. Brown C. O., Banas C. M., Amer. Weld. Soc. Aniv. Meeting, April, 1971.
- 118*. Рыкалин Н. Н., Расчеты тепловых процессов при сварке, Машгиз, 1961.
- 119*. Макаров Н. П., Рыкалин Н. Н., Углов А. А., ФХОМ, № 3, 9 (1967).
- 120*. Кудинов В. В., Рыкалин Н. Н., Шоршоров М. Х., ФХОМ, № 4, 51 (1968).
- 121*. Баранов М. С., Копоратьев В. А., Углов А. А., ФХОМ, № 5, 11 (1972).
- 122*. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., ФХОМ, № 5, 23 (1970).
- 123*. Углов А. А., Докт. диссертация, ИМЕТ АН СССР, М., 1970.
- 124*. Бабенко В. П., Тынчинский В. П., Газолазерная резка материалов, ЛДНТП, 1972.
- 125*. Володькина В. Л., Либенсон М. Н., Прокопенко В. Т., Сурменко Л. А., Резка тонкослойных материалов излучением СО₂-лазера, ЛДНТП, 1973.
- 126*. Вейко В. П., Либенсон М. Н. и др., Лазерная технология (Инст. «Электроника»), М., 1970.
- 127*. Вейко В. П., Либенсон М. Н., Обработка материалов излучением оптических квантовых генераторов, ЛДНТП, 1969.

- 128*. *Путренко О. И., Янковский А. А.*, ЖПС, 8, 500 (1968).
129*. *Паптелеев В. В., Янковский А. А.*, ЖПС, 8, 965 (1968).
130*. *Жуковский В. В., Паптелеев В. В., Янковский А. А.*, ЖПС, 11, 13 (1969).
131*. *W. Demtröder*, Spectroscopy with Lasers, Springer Verlag, Berlin, 1971.
132*. *J. N. Gonsalves, W. W. Duley*, Journ. Appl. Phys., 43, 4689 (1972).
133*. *G. G. Thomas*, Electrochemical, Electro-erosion, and Laser Machining, Oxford Univ. Press, Oxford, 1970.
134* *U -C. Paek, F. P. Gagliano*, IEEE Journ. Quant. Electron., 8, 112 (1971).
153.* *Андрютина Э. Д., Бланкен Р. и др.*, Письма в ЖЭТФ. 74 317 (1971).

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Басов Н. Г. 209
Бергквист (Bergqvist) 361
Бушер (Buscher) 251
- Вайнант (Waynant) 251, 252
Вильсон (Wilson) 265
- Голей (Golay) 66
- Дамон (Damon) 76
- Лэнгмюр (Langmuir) 165, 175
- Мандельштам Л. И. 312, 314, 315,
316, 340
- Мейеранд (Meyerand) 250, 251
- Оповер (Opower) 209
- Ричардсон (Richardson) 154, 162, 164,
166
Рэмси (Ramsey) 251, 252
- Смит (Smith) 164, 166
- Херчер (Hercher) 251
Хот (Haught) 250, 251
Хэм (Ham) 361, 362, 373, 388
- Янг (Young) 251

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрация линз 430
Акустический датчик 139
Акустооптические модуляторы 40
Алмаз 320, 434
Алюминий 87, 88, 112, 181, 202, 447
Аргонные лазеры 357
— — влияние на биологические
объекты 357, 361, 371, 380
— — — — полупроводники 342
— — — — выбор защитных очков 390,
391
— — как источники света 195
— — применения 407, 443
— — характеристики 37
- Ацетон 395
Ацетовитрил 395
- Балансирование 422
Бальмеровская серия 271
Бериллий 202, 275, 396
Болометры 56, 66
Бром 395
Бронза 416
Брюстера угол 40, 41
Бутан 256
- Ванадий 199
Висмут 124, 128
Водород 174, 185, 212, 216, 235, 295
Вольфрам 108, 112, 155, 159, 162,
165, 172, 173, 178, 179, 184, 453
Вопросы техники безопасности при
работе с лазерами 387
Времяпролетные измерения 170, 173,
175, 447
- Гадолиний-железный гранат 452
Гауссовский пучок 26, 30, 31, 33,
61, 94, 95, 101, 105, 109, 374
Гелий-неоновый лазер 15, 27, 37, 356
— — действие излучения на глаз
362, 364, 371
— — — — — кожу 380
— — защита глаз 390, 391, 399
— — как источник света 192, 340,
345
— — когерентность излучения 15
— — модовые свойства 27
— — приемники излучения 50,
61, 71

- Гелий-неоновый лазер, применения 443, 449, 452
 — — характеристики 15, 27, 34, 37, 38
 Гелий 41, 249, 250, 251, 254, 267, 273, 285, 289
 Германий 38, 41, 54, 65, 163, 342, 406, 424
 Глаз, влияние излучения 355
 — — — на роговицу 375
 — защита 388, 398
 — повреждение сетчатки 357
 — порог разрушения 358
 — расчет количества излучения 369
 — спектральные характеристики 356
 — строение 356
 Голя пневматический приемник 66
 Голография 257, 280, 452
 Гранаты 446
 Графит 60, 118, 125, 133, 137, 151, 194, 203, 204
 Двуокись углерода 174, 183
 Двухплоскостной диод 52
 Двухфотонная люминесценция 78, 79
 Двухфотонный фотоэффект 153, 160, 161
 Действие лазерного излучения на кожу 377
 Дейтерий 204, 212, 304
 Детонационная волна 299, 303
 Диафрагмирование лазерного луча 28, 35, 421
 Дифракционный предел 28, 29, 31, 35
 Дюамеля теорема 91
 Железо 108, 114, 122, 124, 144, 447
 Закон взаимности 72
 Защита глаз 388, 398
 Золото 155, 163, 176, 435, 443
 Измерение энергии лазера 59
 Импульсы давления 131, 132, 138, 210, 339
 Инфракрасное излучение 37, 65, 406
 Ионная эмиссия 107, 163, 452
 Испарение металлов 130, 140, 418, 442, 447
 — неметаллов 125, 433
 Кадмий 119, 122
 Калориметры 59
 Кальций 199
 Кварц 39, 57, 212, 238, 253, 316
 Керамика 422, 433, 434, 436, 437, 438
 Керра эффект 315, 451
 Керра ячейка 18, 39, 40, 73, 80, 248, 348
 Когерентность 13, 14, 30 35
 Комбинационное рассеяние 314, 330
 Кремний 53, 54, 57, 215, 434
 Криптон 289, 290, 292, 405
 Криптоновый лазер 37
 Лазер на азоте 37
 — — арсениде галлия 37, 149, 160, 390, 391
 — — иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом 407, 453
 — — — — — действие на биологические системы 358
 — — — — — модуляция добротности 21, 22, 405, 444
 — — — — — применение для подгонки сопротивлений 437
 — — — — — резки металла 436
 — — — — — сварки 409
 — — — — — скрайбирования 437
 — — — — — удаления материала 443
 — — — — — свойства 15, 21, 37, 38, 43, 404, 405, 407
 — — — — — экономичность 405, 407
 — — — — — неодимовом стекле 457
 — — — — — действие на биологические системы 356, 377, 386
 — — — — — образование импульсов давления 136, 139, 212
 — — — — — плазмы 149, 190, 196
 — — — — — рентгеновского излучения 149, 202, 275
 — — — — — получение пикосекундных импульсов 80, 260, 283
 — — — — — приемники излучения 50
 — — — — — применения 404, 407, 418
 — — — — — пробой в газах 255, 256, 275
 — — — — — свойства 17, 29, 34, 37, 38, 43, 407
 — — — — — экономичность 426
 — — $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ 17
 — — CO_2 , выбор защитных очков 390, 391
 — — — — — газодинамический 42
 — — — — — действие на биологические системы 374, 380, 382, 383
 — — — — — действующий при атмосферном давлении 42

- Лазер на CO_2 , использование для испарения материалов 403
 — — — — подгонки сопротивлений 443
 — — — — — получения плазмы 214
 — — — — — тонких пленок 456
 — — — — — раскалывающая 438
 — — — — — резки 436
 — — — — — сварки 409, 413, 438
 — — — — — сверления 418, 421, 434
 — — — — — скрайбирования 436
 — — — — — удаления материалов 403, 442
 — — — конструкция 41
 — — — обеспечение безопасности 392, 394—397
 — — — отражение излучения 404
 — — — приемники излучения 55, 65
 — — — свойства 12, 15, 21, 37, 42, 43, 404, 406
 — — — экономичность 405, 426
 — с синхронизацией мод 29
 Лазерная резка металлов 423
 — — — неметаллических материалов 436
 Ламберта закон 58, 62
 Латунь 112, 116, 131, 133, 141
 Литий 447
 Лития гидрид 187, 202, 204, 209, 210, 212, 213
 — дейтерид 202, 204, 209, 212
 — нобат 67
 — сульфат 67
 — танталат 67
 — фторид 238, 318, 319, 325
 Локальное термодинамическое равновесие 200, 224, 272
 Лэнгмюра — Саха уравнение 165, 175

 Магнитооптический эффект Керра 451
 Мандельштама — Бриллюэна вынужденное рассеяние 312, 315, 336, 339
 Масс-спектрометрические измерения 172, 182, 203, 445
 Маха — Цендера интерферометр 192, 193, 195
 Медь 86, 108, 109, 112, 131, 137, 408, 447
 Микрообразец 446
 Многофотонные эффекты 312, 333, 340
 Мощности измерение 47

 Направленность луча 12
 Натрий 161, 174, 177, 178, 267
 Неодимовое стекло 356 349
 Никель 86, 108, 112, 124, 131
 Нитробензол 40, 395

 Обратный тормозной эффект 215, 216, 226, 235, 246, 247, 285, 286, 292, 295, 296
 Окись алюминия 434, 437
 — углерода 174, 183, 395
 Олово 108, 109, 197

 Пички генерации лазеров 16, 17, 28, 118, 125, 139, 151—153, 163, 172
 Пластик 106
 Поккельса ячейка 28, 39, 40
 Пороговая чувствительность 49, 53
 Пробой в азоте 249, 276, 282
 — — — излучение света 271, 276
 — — — порог пробоя 250, 251, 282
 — — — аргоне 249, 264, 270, 276, 286, 297
 — — — излучение света 269, 270
 — — — порог пробоя 251, 255, 286
 — — — водороде 276, 301
 — — — излучение света 271, 278
 — — — порог пробоя 251
 — — — воздухе 245, 257, 262, 271, 276
 — — — излучение света 274
 — — — порог пробоя 244, 250, 255, 286
 — — — гелии 249, 263, 272, 274, 276, 286
 — — — излучение света 271, 273
 — — — порог пробоя 250, 254, 256, 285, 298
 — — — ксеноне 286
 — — — порог пробоя 251
 — — — неоне 260, 261
 — — — порог пробоя 251
 Пробой газов 244
 — — — зависимость от давления 250, 251, 254, 281, 282
 — — — излучение света 269
 — — — иницирование 247
 — — — механизмы 245
 — — — порог 250, 282, 254, 255
 — — — развитие 256, 299
 — — — рентгеновское излучение 275
 — — — сбор зарядов 263
 — — — теория 287
 — — — электронная температура 273, 276, 277, 304

- Расходимость пучка 12, 37, 74
 — — измерение 74
 Рак 386, 387
 Ричардсона — Смита уравнение 164, 166
 Роговица глаза 374, 375, 392
 Рубин 311, 320, 321, 329, 333, 343
 Рубиновый лазер 48, 57, 72, 217, 295, 345, 356, 370, 372, 403
 — — действие излучения на биологические системы 356, 368, 377, 379, 386
 — — ионная эмиссия 149, 163, 165, 174, 173, 178
 — — конструкция 28, 39, 77
 — — образование плазмы 149, 188, 190—192, 194, 195, 197, 208, 215
 — — повреждения 343
 — — применения 41, 403, 404, 407, 411, 416, 417
 — — пробой в газах 245, 254, 255, 260, 264, 268, 276, 279
 — — — — жидкостях 340
 — — — — прозрачных материалах 311, 318, 320, 324, 326, 328, 337
 — — свойства 15, 16, 19, 22, 23, 28, 29, 34, 43
 — — эмиссия нейтральных частиц 181
 — — — — электронов 151—154, 160
 — — — — экономичность 406, 407, 426
 Ралеевское рассеяние 196

 Самофокусировка лазерного луча 262, 263, 284, 310, 329, 339, 348, 350
 Сапфир 238, 316, 321, 326, 328, 329
 Саха уравнения 199, 224, 235, 272
 Свинец 108, 109, 122, 128, 170, 447
 Сегнетоэлектрические вещества 452
 Серебро 86, 108, 137, 176
 Сероуглерод 313, 330, 340
 Скрытая теплота испарения 120, 121
 Стекло 139, 238, 311, 322, 324, 326, 330, 349
 Стоимость лазерной обработки материалов 405, 407, 432, 442
 Сцинтиллятор 202, 275

 Тантал 114, 153, 154, 159
 Танталат лития 67
 Термоядерные исследования 186, 212, 454
 Типы колебаний (моды) поперечные 26, 32, 281
 — — — — продольные 19, 23, 29, 281
 Титан 108, 109, 112, 424
 Томсоновское рассеяние 196
 Тормозное излучение 217, 275, 303
 Точка плавления 108, 115, 121

 Углерод 60, 185, 191, 198, 200, 201, 224, 236, 447
 Уровни мощности лазеров 12, 21, 22, 34, 37, 43

 Фабри — Перо интерферометр 196
 Фарадея магнитооптический эффект 451
 Фильтры 48, 57
 Фокусировка лазерного луча 13, 24, 30, 75, 406, 420, 428
 Фотогальванические диоды 52, 53
 Фотографирование лазерного луча 69, 188, 256, 260
 Фотоумножитель 48, 51

 Хлор 254
 Хлороформ 254

 Цинк 108, 109, 119, 122, 124
 Цирконат-титанат свинца 67

 Частота повторения импульсов 37, 43
 Четыреххлористый углерод 254

 Штарка эффект 198, 267, 273, 278, 291

 Эбонит 137
 Эвапорограф 65
 Эйри функция 33
 Электронная эмиссия 107, 148, 238, 452
 Электроннооптический преобразователь 64, 73
 Электронный луч 408, 410, 422, 427
 Эмиссия нейтральных частиц 181
 — — нейтронов 214

 Яркость 24, 30, 34

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора русского издания	5
Предисловие автора	9
Глава 1. СВОЙСТВА ЛАЗЕРОВ	11
§ 1. Введение	11
§ 2. Временной ход излучения лазеров	15
§ 3. Модовые свойства лазеров	23
§ 4. Пространственное распределение	25
§ 5. Особенности фокусировки лазерного излучения	30
§ 6. Типы лазеров	36
Литература	44
Глава 2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ	47
§ 1. Введение	47
§ 2. Измерение мощности	47
§ 3. Измерение энергии	59
§ 4. Визуализация лазерного луча	64
§ 5. Измерения в далекой инфракрасной области	65
§ 6. Фотографические методы	69
§ 7. Измерение пространственного распределения и расходимости лазерного луча	74
§ 8. Пикосекундные импульсы	77
§ 9. Заключение	81
Литература	81
Глава 3. ЭФФЕКТЫ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ПОГЛОЩЕНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ НЕПРОЗРАЧНОГО МАТЕРИАЛА	84
§ 1. Введение	84
§ 2. Нагрев в отсутствие фазового перехода	85
§ 3. Плавление под действием лазерного излучения	107
§ 4. Испарение под действием лазерного излучения	116
§ 5. Дальнейшее изучение поверхностей, подвергающихся лазерному облучению	136
Литература	145

Глава 4. ЭМИССИЯ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	148
§ 1. Электронная эмиссия	148
§ 2. Получение ионов	163
§ 3. Эмиссия нейтральных частиц	181
§ 4. Образование плазмы	186
§ 5. Эмиссия заряженных частиц с поверхности прозрачных диэлектриков	238
Литература	239
Глава 5. ПРОБОЙ ГАЗОВ	244
§ 1. Введение	244
§ 2. Иницирование пробоя газов	247
§ 3. Развитие пробоя	256
§ 4. Излучение лазерной искры	269
§ 5. Пробой под действием субнаносекундных лазерных импульсов	281
§ 6. Другие экспериментальные исследования	284
§ 7. Теоретическое рассмотрение	287
Литература	305
Глава 6. ПОВРЕЖДЕНИЕ ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ	310
§ 1. Введение	310
§ 2. Явления, связанные с разрушением диэлектриков	312
§ 3. Результаты экспериментального исследования повреждений в прозрачных твердых телах	317
§ 4. Механизмы повреждения	330
§ 5. Действие излучения на прозрачные жидкости	339
§ 6. Повреждение в полупроводниках	341
§ 7. Повреждение компонентов лазеров	342
Литература	351
Глава 7. ДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ	355
§ 1. Введение	355
§ 2. Действие лазерного излучения на глаз	355
§ 3. Действие лазерного излучения на кожу	377
§ 4. Действие на внутренние органы	383
§ 5. Применения лазерного излучения в биологии	384
§ 6. Вопросы техники безопасности при работе с лазерами	387
Литература	399
Глава 8. ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ	402
§ 1. Введение	402
§ 2. Лазерная обработка металлов	403

§ 3. Обработка неметаллических материалов	433
§ 4. Использование лазеров в производстве электронных компонентов	439
§ 5. Спектрохимический анализ	445
§ 6. Применение лазеров для записи информации	448
§ 7. Источники заряженных частиц	452
§ 8. Другие применения лазеров	455
Литература	458
Именной указатель	462
Предметный указатель	462