

**ПРОБЛЕМЫ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
АСТРОФИЗИКИ**

**С.А. КАПЛАН
В.Н. ЦЫТОВИЧ**

**П
ЛАЗМЕННАЯ
АСТРОФИЗИКА**

ПРОБЛЕМЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ АСТРОФИЗИКИ

Редакционная коллегия:

*В. А. АМБАРЦУМЯН, Э. Р. МУСТЕЛЬ,
А. Б. СЕВЕРНЫЙ, В. В. СОВОЛЕВ*

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1972

С. А. КАПЛАН, В. Н. ЦЫТОВИЧ

ПЛАЗМЕННАЯ АСТРОФИЗИКА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1972

524
К 20
УДК 523

Самуил Аронович Каплан, Вадим Николаевич Цытович

ПЛАЗМЕННАЯ АСТРОФИЗИКА

(Серия: «Проблемы теоретической астрофизики»)

М., 1972 г., 440 стр. с илл.

Редактор *В. И. Рыдник*

Техн. редактор *К. Ф. Брудно*

Корректор *И. Б. Мамулова*

Сдано в набор 2/XII 1971 г. Подписано к печати 16/III-1972 г. Бумага 84×108/32
Физ. печ. л. 13,75 Условн. печ. л. 23,40. Уч.-изд. л. 23,51.
Тираж 2400 экз. Т-03515. Цена книги 2 р. 23 к. Заказ 3121

Издательство «Наука»

Главная редакция физико-математической литературы

117071, Москва В-71, Ленинский проспект, 15

2-я типография издательства «Наука». Москва, Шубинский пер., 10

2-6-3
194-72

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|-----------|
| Предисловие | v |
| Введение | 13 |
| Общие представления о роли плазменных процессов в космических условиях (13). Чем отличается плазменная астрофизика от физики лабораторной плазмы? (16). Астрофизика плазменной турбулентности (17). Постановка задач плазменной астрофизики и содержание настоящей книги (22). | |
| Глава I. Физика плазменной турбулентности | 27 |
| § 1. Частоты и волны плазменной турбулентности Характерные частоты плазменных процессов (27). Типы (моды) коллективных волн в плазме (32). | 27 |
| § 2. Механизмы излучения и поглощения волн в плазме Спектральная плотность энергии и число волн плазменной турбулентности (48). Механизмы спонтанного излучения волн в плазме (52). Индуцированное излучение и поглощение волн в плазме (59). | 48 |
| § 3. Нелинейное взаимодействие волн в плазме Нелинейное рассеяние волн в плазме на тепловых ионах и электронах (66). Распады и слияния волн в плазме (79). | 65 |
| § 4. Типы, спектры и возбуждение плазменной турбулентности Турбулентность ленгмюровских волн (продольных плазмонов) (93). Ионнозвуковая турбулентность и аномальное сопротивление плазмы (106). Магнитогидродинамическая плазменная турбулентность (112). Возбуждение плазменной турбулентности и плазменные неустойчивости (114). | 86 |
| § 5. Диффузия заряженных частиц и электромагнитного излучения в поле плазменной турбулентности Ускорение быстрых частиц в плазме (121). Рас- | 121 |

сеяние электромагнитных волн в турбулентной плазме (132). Усиление высокочастотного электромагнитного излучения при распространении в плазменной турбулентной среде (137). О некоторых нелинейных уравнениях переноса электромагнитного излучения (140).

- § 6. Лабораторные исследования плазменной турбулентности и возможности моделирования явлений в космической плазме 142
Некоторые экспериментальные данные об ускорении частиц в турбулентной плазме (144). Аномальная электропроводность плазмы (149). Излучение плазменной турбулентности (155). Моделирование космических плазменных явлений в лабораториях (157).

Г л а в а II. Спорадическое радиоизлучение Солнца (турбулентные процессы в нерелятивистской плазме) 161

- § 7. Наблюдательные данные о спорадическом радиоизлучении Солнца 161

Распределение электронной концентрации и температуры в верхней атмосфере Солнца (162). Хромосферные вспышки (164). Быстродрейфующие радиовсплески (III, V и *U* типов) (166). Медленно дрейфующие или неподвижные радиовсплески (II, IV типов, шумовые бури) (173). Радиолокационные наблюдения Солнца (179).

- § 8. Возбуждение турбулентности продольных и поперечных плазмонов пучковой неустойчивостью . . . 181

Квазилинейная релаксация пучков (181). Нелинейная стабилизация пучков (185). Турбулентность продольных и поперечных плазмонов (194). Выход радиоизлучения из области турбулентности плазмы (201). Влияние магнитного поля на турбулентность продольных и поперечных плазмонов (202).

- § 9. Электромагнитное излучение ионнозвуковой турбулентности 207

Быстрые электроны в ударных волнах (208). Излучение на плазменных частотах из области градиентов магнитных полей (ударных волн) (212). Накопление ионнозвуковой турбулентностью частиц в магнитных ловушках (215).

- § 10. Обсуждение теории солнечных радиовсплесков . . . 217

Радиовсплески III, V и *U* типов (217). Радиовсплески II типа (225). Об интерпретации «долгоживущих» недрейфующих всплесков (228). Об интерпретации радиолокационных наблюдений (230). Ускорение частиц в хромосферных вспышках (234).

| | |
|--|-----|
| Глава III. Ядра галактик, радиогалактики, квазары (турбулентные процессы в плазме с примесью ультрарелятивистских электронов) | 234 |
| § 11. Краткая сводка наблюдательных данных о ядрах галактик, радиогалактиках и квазарах | 234 |
| Характерные особенности ядер галактик (235). Активность ядер галактик, квазары (236). Радиогалактики, выбросы и их радиоспектры (240). . . . | |
| § 12. Излучение ультрарелятивистских частиц в плазме | 246 |
| Функция распределения релятивистских частиц (246). Спонтанное синхротронное излучение электромагнитных и ленгмюровских волн (250). Нетормозное (черенковское) излучение ленгмюровских и альвовенских волн релятивистскими частицами (256). Индуцированное излучение и реабсорбция релятивистских электронов (260). Анизотропные распределения и раскачка плазменных волн релятивистскими частицами (268). Стабилизация неустойчивостей релятивистских частиц (271). | |
| § 13. Плазменные и комптоновские механизмы излучения ультрарелятивистских частиц | 276 |
| Анализ законов сохранения при рассеянии (276). Нелинейное рассеяние электромагнитных и ленгмюровских волн на релятивистских ионах (280). Комптоновское рассеяние электромагнитных и ленгмюровских волн на релятивистских электронах (283). Раскачка и стабилизация электромагнитного излучения при комптоновском рассеянии ленгмюровских и электромагнитных волн (290). Поляризация электромагнитного излучения турбулентной плазмы (298). Тормозной механизм излучения релятивистских электронов и ионов в турбулентной плазме (303). | |
| § 14. Плазменный турбулентный котел для релятивистских электронов | 304 |
| Спектр электромагнитного излучения в турбулентном котле (306). Ускорение электронов поглощением электромагнитного излучения (311). Формирование степенной функции распределения по энергиям в плазменном котле (313). | |
| § 15. К интерпретации электромагнитного излучения ядер галактик, радиогалактик и квазаров | 319 |
| Синхротронная интерпретация радиоизлучения мощных космических источников (320). Плазменная интерпретация излучения мощных космических радиоисточников (323). Источники инфракрасного излучения в центрах галактик и возможность непосредственного излучения плазменного турбулентного котла (327). Релятивистские электронные пучки в межгалактическом и галактическом пространстве и интерпретация излучения выбросов (328). | |

| | |
|---|-----|
| Глава IV. Излучение пульсаров (турбулентные процессы в релятивистской плазме с сильным магнитным полем) | 333 |
| § 16. Наблюдательные данные о пульсарах | 333 |
| Радиоизлучение пульсаров (334). Пульсар в Крабовидной туманности (340). | |
| § 17. Релятивистская плазма в сильном магнитном поле | 343 |
| Дисперсионные соотношения для ультрарелятивистской плазмы в отсутствие магнитного поля (343). Нелинейные взаимодействия в ультрарелятивистской плазме в отсутствие магнитного поля (347). Дисперсионные соотношения для ультрарелятивистской плазмы в очень сильном магнитном поле (349). Нелинейные взаимодействия волн в ультрарелятивистской плазме с сильным магнитным полем (355). | |
| § 18. Излучение ультрарелятивистской плазмы в сильном магнитном поле | 356 |
| Механизмы излучения в очень сильном магнитном поле (357). Спектральные коэффициенты излучения (363). Коэффициенты реабсорбции (365). Радиационное сжатие движения частиц к магнитным силовым линиям (369). | |
| § 19. Турбулентные котлы в релятивистской плазме | 369 |
| Турбулентный котел в релятивистской плазме в слабом магнитном поле (369). Спектральная интенсивность излучения в оптически плотной релятивистской плазме в сильном магнитном поле (372). Ускорение частиц при поглощении электромагнитного излучения (373). Турбулентный котел в релятивистской плазме в сильном магнитном поле (376). | |
| § 20. К интерпретации излучения пульсаров | 380 |
| Передача энергии вращения в ближнее околопульсарное пространство (381). Синхротронная гипотеза излучения пульсаров (383). Гипотеза комптоновского механизма излучения в слабом магнитном поле (386). Гипотеза циклотронного и магнито-тормозного излучения плазмы в сильном магнитном поле (388). Пульсары и активность оболочек сверхновых звезд (392). | |
| Закключение. Проблемы дальнейшего развития плазменной астрофизики | 394 |
| Нерешенные вопросы плазменной астрофизики (394). Проблема спектров космических лучей (395). | |
| Приложение. Таблицы усредненных вероятностей плазменных процессов | 399 |
| Литература | 426 |
| Предметный указатель | 436 |

ПРЕДИСЛОВИЕ

Плазменные явления стали привлекаться для интерпретации астрофизических явлений сравнительно давно [Гинзбург (1946), Шкловский (1946), Шлютер, Бирман (1950), Альвен (1952), Спитцер (1957), Пиддингтон (1954), Гинзбург и Железняков (1958) и др.]. Однако только в последнее время появились необходимые предпосылки для достаточно надежного использования результатов теоретических и экспериментальных исследований физики плазмы. Это связано с относительной сложностью и многообразием плазменных явлений. Только после того как физика плазмы достигла определенного уровня, можно было приступить и к ее использованию в астрофизике.

Начало серьезных экспериментальных и теоретических исследований физики плазменных явлений следует отнести лишь к 1961—1962 гг. [Веденов, Велихов, Сагдеев (1961—1962), Кадомцев (1964), Дрампд и Пайнс (1962) и др.]. Обзоры по развитию экспериментальных исследований можно найти в трудах конференций (см. список литературы: I—V). Последующие годы были периодом бурного экспериментального и теоретического исследования, стимулированного целым рядом возможных практических приложений (термоядерный синтез, новые методы ускорения частиц и др.). Эти работы привели к созданию физики коллективных плазменных процессов в ее современном виде. Количественное и качественное соответствие теоретических представлений результатам многих лабораторных исследований составляет основу и для анализа плазменных явлений в астрофизике с помощью не слабо обоснованных гипотез, а твердо установленных фактов.

Постепенно в физике плазмы удалось перейти от анализа отдельных явлений к решению самосогласованных задач, в которых многообразие проявлений коллективных плазменных процессов может быть выражено через несколько основных параметров. С одной стороны, были исследованы спектры турбулентности плазмы [Кадомцев,

Петвиашвили (1962); Пикельнер, Цытович (1968); Хамбергер, Пол и др. (1970)], а с другой стороны, были изучены важные для астрофизики процессы ускорения частиц [Цытович (1966а); Кадомцев, Цытович (1970)] и их излучения [Гайлитис, Цытович (1964а); Каплан, Цытович (1969а); Цытович, Чихачев (1969, 1970)].

В результате появилась возможность, комбинируя решения самосогласованных задач с результатами астрофизических наблюдений, получать достаточно надежные выводы о природе плазменных процессов в соответствующих объектах. Естественно, что с развитием теории и накоплением наблюдательных данных такие выводы будут уточняться. Интерес к астрофизике быстро растет даже среди экспериментаторов, занимающихся лабораторными исследованиями плазмы, не говоря уже о теоретиках, для которых астрофизика представляет широкое поле для применения теоретических построений.

Естественный интерес к этим проблемам со стороны астрофизиков сдерживался отсутствием книг и подробных обзоров, излагающих современную теорию очень сложных плазменных явлений на доступном уровне и в виде, удобном для непосредственного применения в астрофизике. Поэтому можно думать, что появление предлагаемой книги в достаточной мере оправдано. Книга основана главным образом на оригинальных исследованиях авторов и поэтому не претендует на полноту изложения плазменных явлений в астрофизике, хотя авторы и старались охватить наиболее основные аспекты этой проблемы.

Один из авторов книги (В. Н. Цытович) — физик, занимающийся нелинейными процессами в плазме и ее турбулентностью и еще с 1962 г. работающий над различными аспектами применения теории к интерпретации астрофизических явлений. Другой автор (С. А. Каплан) — астрофизик, занимающийся, в частности, привлечением в теоретическую астрофизику новых методов физических исследований. С 1966 г. авторы работали совместно над решением ряда астрофизических проблем, в которых особую роль могут играть коллективные плазменные процессы (излучение релятивистских электронов и ионов, теория рассеяния электромагнитного излучения в турбулентной плазме, плазменные механизмы излучения пульсаров и т. п.).

Авторы считали своей задачей написать книгу, в которой достаточно сложный материал был бы изложен по возможности в доступной форме, но без ущерба для точности и общности качественного описания физики явлений и их математического оформления. Книга рассчитана не только на астрофизиков. Вопросы теории взаимодействия с плазмой быстрых частиц, их излучения, поведения плазмы в очень сильных магнитных полях представляют интерес и для исследователей лабораторной плазмы.

Первая глава книги излагает на сравнительно элементарном (но физически строгом) уровне общие представления о природе коллективных плазменных процессов и плазменной турбулентности на основе метода элементарных возбуждений, развитого одним из авторов и более подробно изложенного в других монографиях [Цытович (1967, 1971)]. Эта глава, по существу, служит введением к остальным трем главам, составляющим основное содержание книги и посвященным конкретному анализу плазменных процессов на Солнце (глава II), в объектах типа ядер галактик и квазаров (гл. III) и в пульсарах (гл. IV). Авторы старались строить общую теоретическую часть этих глав независимо от конкретных оценок, имея в виду будущие возможные применения теории и новые вероятные астрофизические открытия. Этой же цели служат и подробные таблицы вероятностей процессов в Приложении (снабженные также указанием на методы их применения), где приведены в удобной форме и те вероятности, которые в книге непосредственно не используются.

Для написания глав II—IV авторам пришлось провести целый ряд расчетов, и эти главы содержат не только оригинальный анализ возможных интерпретаций наблюдательных данных, но и новые теоретические результаты. Естественно, что интерпретация наблюдательных данных отражает точку зрения авторов, хотя обсуждаются также и другие возможности. Впрочем, такие обсуждения, вероятно, неполны, и поэтому авторы приносят свои извинения тем исследователям, чьи результаты по тем или иным соображениям (не последнюю роль здесь играет ограниченность объема книги) они не смогли отразить. Вся книга написана авторами совместно. Ряд новых теоретических расчетов, нашедших отражение особенно при написании глав III, IV, а также таблиц, выполнен

Цытовичем. Он же составил таблицы Приложений. Материал книги многократно обсуждался авторами с их коллегами в Физическом институте АН СССР, Научно-исследовательском радиофизическом институте, Государственном астрономическом институте им. Штернберга, Объединенном институте ядерных исследований, Институте космических исследований, на кафедре астрофизики Ленинградского государственного университета. Всем им авторы приносят глубокую признательность. Один из авторов (В. Н. Цытович) имел возможность участвовать в семинарах по ряду проблем плазменной астрофизики во время его пребывания в Оксфордском университете в Англии в 1970 г. (а также в Кембриджском университете и обсерватории Джодрелл Бэнк) и весьма признателен участникам обсуждений, в особенности проф. Тер-Хаару. Эти обсуждения учтены при написании книги. В частности, развитие идей о радиационном сжатии как механизме формирования импульсного излучения пульсаров [Цытович, Тер-Хаар, Баки (1970)] позволило авторам настоящей книги разработать более подробные представления о свойствах ультрарелятивистской плазмы, находящейся в очень сильном магнитном поле, и механизмах ее излучения, положенные в основу изложения главы IV.

Материалы настоящей книги нашли отражение в курсах лекций, прочитанных В. Н. Цытовичем в Московском государственном университете (1968—1971 гг.), Институте космических исследований (1971 г.) и С. А. Капланом в Горьковском государственном университете (1968—1971 гг.).

Авторы приносят глубокую признательность С. Б. Пикельнеру за внимательное рецензирование книги и много полезных замечаний, учтенных при окончательном редактировании, В. Л. Гинзбургу, Б. Б. Кадомцеву, Л. М. Озерному, Е. В. Суворову, В. Ю. Трахтенгерцу, прочитавшим рукопись и сделавшим ряд важных и полезных замечаний, а также Н. С. Петрухину, С. И. Козловой, К. Б. Мурашкиной, М. Л. Федоткиной за помощь в оформлении рукописи.

Много сделал для улучшения книги редактор В. И. Рыдник, которому авторы также выражают искреннюю благодарность.

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Общие представления о роли плазменных процессов в космических условиях. Общеизвестно, что космос — это плазма. Лишь очень незначительная часть вещества Вселенной находится в твердом состоянии и совершенно ничтожная — в жидком. Конечно, не всякий газ является плазмой, но в космических условиях даже области нейтрального водорода или атмосферы холодных звезд, в которых число ионизованных атомов меньше одного на тысячу нейтральных, проявляют плазменные свойства.

Астрофизики изучали плазму и тогда, когда самого этого понятия не было. (Термин «плазма» введен Ленгмюром в 1929 г. для описания свойств вещества в газоразрядных трубках.) В самом деле, одним из важнейших этапов в развитии астрофизики было создание Милном в 1921 г. теории звездных атмосфер на основе анализа зависимости степени ионизации газа от его температуры (уравнение Саха), позволившей объяснить основные особенности звездных спектров. Существование в межзвездном пространстве разделенных областей ионизованного (H I) и неионизованного (H II) водорода, обнаруженное Стремгреном в 1939 г., имело важнейшие последствия для всей физики межзвездного газа и теории эволюции звезд. Это только два примера из многих.

Однако, рассматривая вещество Вселенной как плазму, астрофизики до последнего времени учитывали лишь одну сторону ее физики. Поясним, о чем идет речь.

Главной проблемой астрофизики является анализ спектров небесных объектов в широком смысле этого слова. В самом деле, если исключить межпланетную среду, которая в настоящее время усиленно изучается экспериментально с помощью космических зондов, а также планеты, которые в недалеком будущем (уже наступившем

для Луны, Венеры и Марса) также будут исследоваться с помощью непосредственных измерений на их поверхностях, все остальные астрофизические объекты (звезды, туманности, галактики, квазары, пульсары и т. д.) могут быть изучены только с помощью анализа и интерпретации их спектров излучения, включающих оптический и радиодиапазоны, рентгеновское, ультрафиолетовое и инфракрасное излучения. Некоторую (относительно небольшую) информацию несет и корпускулярное излучение (космические лучи и нейтрино).

Итак, главное в астрофизике — интерпретация спектров. Но для этого нужно, во-первых, знать теоретические механизмы излучения, во-вторых, уметь определять состояния, в которых находятся системы, излучающие электромагнитные волны. Долгое время в астрофизике, особенно тогда, когда существовала лишь оптическая астрономия, рассматривали лишь излучение света атомами. Тогда появился термин «астрофизика на основе теории атома». Связь астрофизики и атомной физики была взаимовыгодной: астрофизика не только широко использовала результаты теории и эксперимента в физике атома, но и сама многое дала для понимания атомных процессов (например, в области исследования метастабильных состояний и запрещенных переходов). Роль физики плазмы в астрофизике тогда была очень небольшой — ее привлекали лишь для оценки степени ионизации атомов и определения концентрации свободных электронов.

В конце сороковых и начале пятидесятых годов начинает бурно развиваться радиоастрономия. Для интерпретации радиоспектров небесных тел физика атома дает уже немного — ее используют для анализа нескольких наблюдаемых радиолиний (водорода, гидроксила, воды, формальдегида). Теперь на первое место вышли тормозные механизмы излучения: при ускорении и торможении электроны, пролетающие мимо ионов, генерируют излучение, которое в астрофизике часто называют излучением при свободно-свободных переходах, а также магнито-тормозное излучение (циклотронное в случае нерелятивистских и синхротронное в случае релятивистских электронов). Роль физики плазмы здесь уже стала бóльшей: состояние плазмы определяет условия генерации излучения в этих механизмах и условия распространения радиоволн.

Однако радиоастрономия не удовлетворилась одними лишь тормозными механизмами излучения. Исследования спорадического радиоизлучения Солнца и особенно открытие в шестидесятых годах мощнейших источников радиоизлучения (радиогалактики, квазары, пульсары) потребовали от физики «изобретения» эффективных механизмов излучения, способных очень быстро превращать в электромагнитные волны энергию других форм. Кроме того, стало ясным, что ускорение релятивистских частиц в космических условиях — это не редкое явление, а закономерный и часто встречающийся процесс. Здесь уже от физики плазмы потребовалось гораздо большее. Надо было привлечь к анализу спектров небесных тел самые глубокие свойства плазмы.

В сущности, плазма отличается от обычного газа не только тем, что состоит из ионов и электронов, а не из одних лишь нейтральных атомов. Главное в том, что благодаря дальнодействию кулоновских сил и подвижности легких электронов в плазме огромную роль играют коллективные процессы, т. е. колебания и волны. Если в обычном газе можно рассматривать лишь звуковые волны, практически не связанные с электромагнитным излучением, или очень низкочастотные альвеновские волны, то в плазме существует много различных типов волн с разнообразными спектрами, так или иначе связанных с электромагнитными полями, а следовательно, и с электромагнитным излучением. Особенно важен случай так называемой бесстолкновительной плазмы, в которой длина свободного пробега электронов много больше характерных размеров коллективных явлений. Именно здесь и проявляются в полной мере колебательные и волновые свойства плазмы. Если учесть, что спектры многих космических объектов (особенно в радиодиапазоне) образуются в бесстолкновительной плазме, то становится очевидным, что плазменные явления должны играть большую роль в интерпретации этих спектров.

Итак, можно говорить о появлении «астрофизики на основе теории плазмы». Здесь, конечно, можно ожидать, что связь астрофизики и физики плазмы будет взаимовыгодной: астрофизика не только будет использовать данные, полученные экспериментаторами и теоретиками, работающими с «земной» плазмой, но и сама должна найти

новые результаты, интересные для физики плазмы вообще. Более того, если атомная физика получила от астрофизики немного по сравнению с тем, что сама дала ей, то физике плазмы астрофизика даст много больше. Астрофизика поставила перед физикой плазмы новые задачи, нашла конкретные применения таким проблемам физики плазмы, которые раньше считались абстрактно теоретическими. Нам кажется, что большое значение астрофизики для физики плазмы заслуживает введения термина «плазменная астрофизика» как раздела физики и астрофизики, решающего свой специфический круг проблем.

Чем отличается плазменная астрофизика от физики лабораторной плазмы? При лабораторных исследованиях плазмы физики обычно имеют дело с относительно небольшими размерами системы. Поэтому плазма в лабораторных установках почти всегда прозрачна для электромагнитного излучения достаточно высоких частот. Иными словами, лабораторная плазма для таких частот оптически тонка. Конечно, она генерирует интенсивные электромагнитные волны (например, вблизи плазменных частот), но даже они могут не поглощаться самой плазмой.

В плазменной астрофизике положение обратное. Размеры плазменных систем огромны, оптическая толщина их может быть велика. Это означает, что заметная часть энергии, содержащейся в плазме, может перейти в электромагнитное излучение достаточно больших частот. В космической плазме высокочастотные электромагнитные волны могут возбуждать интенсивную плазменную турбулентность, или, наоборот, приводить к усиленной диссипации турбулентности. Итак, первое отличие плазменной астрофизики от лабораторной физики плазмы — существенно более сильное взаимодействие с излучением.

Волны в плазме могут ускорять заряженные частицы, передавая им свою энергию. Эти процессы часто наблюдались в лабораторных условиях, но получить в них частицы больших энергий трудно также в силу ограниченных размеров установок. Например, если ларморовский радиус частиц превышает размеры установки, частицы выбывают из режима ускорения, попадают на стенки камеры или вообще теряются. Размеры космических плазменных систем настолько велики, что даже при относительно медленном

наборе энергии заряженные частицы в них могут быть ускорены до ультрарелятивистских энергий. Итак, плазменная астрофизика отличается от физики лабораторной плазмы и существенно большей ролью быстрых и релятивистских частиц (космических лучей), ускорение которых в космической плазме — необходимое следствие происходящих в ней коллективных процессов. Космические лучи часто играют важную роль во многих наблюдаемых здесь явлениях.

И, наконец, третье отличие. При всех лабораторных исследованиях плазмы большую роль играет ее неоднородность и ограниченность (стенками или магнитными полями). Эта неоднородность приводит к появлению новых типов волн (например, дрейфовых) и новых видов неустойчивостей, столь затрудняющих решение основной задачи физики плазмы — создание термоядерных установок. Космическая же плазма может считаться практически однородной: характерные масштабы изменения ее параметров на много порядков больше характерных размеров коллективных процессов. Резких границ у космической плазмы тоже нет. Поэтому теоретические модели однородной плазмы гораздо лучше соответствуют космической, нежели лабораторной плазме.

Указанные три особенности плазменной астрофизики, по существу, делают ее особым разделом как общей физики плазмы, так и астрофизики, что, по нашему мнению, также оправдывает введение термина — «плазменная астрофизика».

Астрофизика плазменной турбулентности. Сейчас трудно очертить весь круг проблем, которыми занимается или будет заниматься плазменная астрофизика. Например, многочисленные вопросы, связанные с изучением распространения электромагнитных волн в космической плазме, тоже могут быть включены в плазменную астрофизику. К ней можно отнести исследования устойчивых и неустойчивых конфигураций космических объектов и даже анализ степени ионизации в разных условиях. Далеко не все эти проблемы решены с одинаковой степенью полноты, и нет смысла пытаться излагать их в рамках одной книги.

Мы ограничимся одной проблемой плазменной астрофизики, которая нам кажется наиболее интересной и

важной, поскольку именно в ней проявляются в полной мере самые глубокие свойства плазмы. Речь идет об астрофизике плазменной турбулентности.

Плазма — система с очень большим числом степеней свободы. В частности, это проявляется в существовании большого числа плазменных волн различных типов, с разными частотами и волновыми числами. Хорошо известно, что в любой системе энергия всегда стремится к более или менее равномерному распределению по всем возможным степеням свободы. Это означает, что если плазме сообщить достаточную энергию в виде возбуждения интенсивных волн одной моды в небольшом интервале частот, то взаимодействия между волнами неизбежно приведут к перераспределению энергии по всем возможным модам и частотам. Здесь роль взаимодействий между волнами эквивалентна роли столкновений в газе.

Плазменной турбулентностью называется такое состояние плазмы, в котором возбуждены волны в широких интервалах частот и волновых чисел одной или нескольких мод. Состояние возбуждения поддерживается источником энергии турбулизации.

Космическая плазма может находиться и в спокойном, и в турбулентном состоянии. Последнее появляется тогда, когда плазма оказывается под сильным внешним нестационарным воздействием. Им могут быть мощный поток излучения или его вспышки, потоки быстрых частиц, взрывы газа, ударные волны и т. п. В космосе такие процессы происходят часто.

Спокойное состояние плазмы нас интересовать не будет. Такая плазма излучает, как обычный нагретый газ, т. е. не является мощным источником излучения. В ней не может происходить и ускорения частиц.

Но и не всякая турбулентная плазма нас будет интересовать. Можно разделить турбулентность в плазме на два типа, в какой-то мере обособленные, — высокочастотную, собственно плазменную турбулентность, и низкочастотную, так называемую гидродинамическую (или магнито-гидродинамическую) турбулентность. Последний вид турбулентности для несжимаемых дозвуковых течений представляет собой вихревые движения, а для сверхзвуковых распространение волн (в частности, ударных) с частотами много меньше средней частоты столкновений. Размеры

этих движений (длины волн) могут быть сравнимы с размерами всей системы. Поэтому гидродинамическая турбулентность в космических условиях, как правило, определяет структуру, форму, энергосодержание и движения ряда астрофизических объектов.

Собственно плазменная турбулентность является возбуждением в плазме большого числа плазменных волн различных типов на частотах, много больших частоты столкновений. Длины этих волн на много порядков меньше характерных размеров астрофизических объектов. Плотность энергии этих волн также может быть как много меньше плотности тепловой и кинетической энергии плазмы, так и порядка этой энергии. Поэтому собственно плазменная турбулентность оказывает меньшее влияние на структуру и движение небесных тел. Здесь важно другое.

Мелкомасштабная плазменная турбулентность определяет мощнейшее электромагнитное излучение плазмы и ускорение ею частиц до ультрарелятивистских энергий. В этом ее главная особенность. Косвенное влияние собственно плазменной турбулентности на динамику небесных тел, а также гидродинамическую турбулентность, связано с тем, что энергия ускоренных частиц оказывается сравнимой с энергией других форм, а также с изменением свойств плазмы в состоянии турбулентности (появляется аномальное сопротивление, аномальная вязкость и теплопроводность, турбулентный нагрев). Мы будем заниматься астрофизикой собственно плазменной турбулентности, которая изучает специфические для плазмы механизмы излучения, взаимодействие между высокочастотными электромагнитными и плазменными волнами, ускорение частиц волнами в плазме и эффекты аномальной диссипации.

Как правило, гидродинамическая и плазменная турбулентность слабо связаны между собой: слишком различны отвечающие им масштабы движений. Но во многих случаях такая связь весьма существенна. Гидродинамическая турбулентность с резкими фронтами движений (ударными волнами) может эффективно генерировать плазменную турбулентность на высоких частотах. Возможно взаимодействие низкочастотных акустических волн с плазменными волнами. Хотя мы и не будем

заниматься гидродинамической турбулентностью, но подобные взаимодействия будем учитывать.

Главное в этой книге — изложение проблемы генерации излучения и ускорения частиц в турбулентной плазме. Это мы и будем называть астрофизикой плазменной турбулентности. Разумеется, для этого нужно знать и физику плазменной турбулентности — провести анализ возбуждения и затухания плазменных волн, рассмотреть перекачку энергии между волнами разных типов.

Вероятно, в настоящее время нельзя еще сказать, насколько действительно велика роль плазменной турбулентности в общей картине всех процессов, происходящих в космосе. Не исключено, что она играет важную роль во многих старых проблемах. Приведем здесь лишь некоторые общие соображения на этот счет.

При интерпретации спектров излучения многих мощных источников обычно начинают с, так сказать, синхротронной гипотезы: считают, что излучение возникает при движении релятивистских электронов в магнитных полях. Концентрация и спектр энергии электронов, напряженность и направление магнитного поля при этом подбираются так, чтобы вся картина была внутренне непротиворечива, а интенсивность излучения соответствовала наблюдениям.

Однако такой анализ не может рассматриваться как теоретическое объяснение явления. Откуда берутся релятивистские электроны и почему они имеют именно такой спектр и именно такую концентрацию, которые нужны для объяснения наблюдаемой интенсивности излучения, — эти вопросы, как и многие другие, остаются без ответа. Принимается, но не объясняется величина и структура магнитного поля. То, что вопрос об источнике быстрых электронов нетривиален, показывает пример пульсаров, где эти частицы теряют энергию за доли секунды и где поэтому должны действовать мощные механизмы ускорения.

Разумеется, мы не оспариваем значения синхротронного механизма излучения в космических условиях. Мы хотели лишь показать, как обычно астрофизики подходят к анализу наблюдательных данных и как здесь даже в простейших случаях остается много открытых вопросов.

В настоящей книге мы будем исходить из гипотезы о большой роли плазменной турбулентности, определяющей

во многих случаях и спектр энергии релятивистских частиц, и их концентрацию, и мощное радиоизлучение. Мы увидим, что в рамках одной этой гипотезы удастся найти объяснение ряду астрофизических явлений. То, что с ее помощью удастся объяснить и ускорение частиц, и их излучение, является, на наш взгляд, существенным ее преимуществом, по крайней мере с эвристической точки зрения.

В ряде случаев плазменные механизмы излучения могут весьма успешно конкурировать с синхротронными механизмами. Но даже и там, где они отходят на второй план, плазменное ускорение частиц обеспечивает достаточное поступление релятивистских электронов для синхротронного механизма, поэтому и здесь гипотеза плазменной турбулентности является шагом вперед.

По-видимому, существенное значение плазменная турбулентность имеет и для анализа происхождения космических лучей. До сих пор эта проблема решалась, так сказать, в энергетическом аспекте. Устанавливалось, например, что при взрывах сверхновых выделяется энергия, достаточная для ускорения такого числа частиц, какое необходимо для объяснения концентрации релятивистских электронов в Галактике. Анализа физических механизмов, обеспечивавших ускорение этих частиц, по существу, не было. Гипотеза плазменной турбулентности позволяет провести этот анализ и, в частности, выяснить, какие конкретные условия (плотность плазмы, уровень радиации, интенсивность турбулентных пульсаций и т. п.) необходимы, чтобы это ускорение действительно имело место и чтобы при этом получился почти универсальный степенной спектр космических лучей с показателем $\gamma = 2,5 \div 2,7$ (см. гл. III).

В заключение сделаем еще одно замечание. Последние открытия в астрономии (квазары, пульсары) свидетельствуют о том, что ускорение некоторой доли частиц космической плазмы до релятивистских энергий — очень распространенное явление. По этому поводу даже высказывались утверждения, что здесь имеет место нарушение второго начала термодинамики. Кажется на первый взгляд, что здесь происходит не диссипация энергии, превращение ее в тепло, а наоборот, заметная часть энергии передается быстрым частицам, ускоряя их еще больше.

Энергия как бы переходит в более организованные формы. Разумеется, противоречия со вторым началом термодинамики здесь нет, а весь парадокс объясняется следующим образом.

Если энергия передается плазме, то она в конечном счете должна диссипировать, превратиться в тепло. Энтропия при этом, естественно, возрастает. Если диссипация энергии определяется только столкновениями, то энтропия в разреженной плазме растет медленно. Возбуждение плазменной турбулентности резко усиливает диссипацию энергии и поэтому очень убыстряет рост энтропии. Вместе с тем быстрый рост энтропии основной части системы делает возможным уменьшение ее в малой части системы, — разумеется, при том условии, что полная энтропия системы растет. Это и приводит к возможности быстрого ускорения малой доли частиц.

Вообще, уменьшение энтропии в малой области за счет существенного и быстрого увеличения ее в большей части системы является основой появления всякой организации в космических условиях и, в частности, жизни и цивилизации.

Так и в плазменной турбулентности ускорение частиц является следствием быстрой диссипации энергии по плазменным волнам разных типов. Астрофизика плазменной турбулентности, таким образом, может соприкасаться и с более общими глубокими вопросами физики и космологии.

Постановка задач плазменной астрофизики и содержание настоящей книги. Приступая к работе над этой книгой, в значительной мере основанной на собственных исследованиях авторов, мы встретились с необходимостью изложения физических основ современной теории турбулентной плазмы. Обширная журнальная и пока немногочисленная монографическая литература, как правило, труднодоступна читателям, заинтересованным не столько в развитии теории плазмы, сколько в применении ее результатов к другим областям физики и астрофизики.

Поэтому в первой главе настоящей книги дается по возможности элементарное, но без ущерба для физической строгости, изложение основ современной теории турбулентных процессов в плазме. Правда, мы акцентировали внимание на тех вопросах, которые представляют большой

интерес для астрофизики, но изложение самих основ физических процессов в турбулентной плазме сделано по возможности общим. В конце главы дано краткое качественное описание результатов ряда экспериментальных исследований турбулентной плазмы, иллюстрирующее и подтверждающее теоретические представления, лежащие в основе и плазменной астрофизики.

Для того чтобы пояснить существо дела, мы в этой главе, как правило, даем приближенный, оценочный вывод соотношений. Однако окончательные выражения всегда записываются в точном виде. Теорией плазмы получено много выражений, описывающих в общем виде различные процессы, происходящие в турбулентной плазме [см. Кадомцев (1964), Цытович (1971a)]. Многие из этих выражений можно упростить (например, производя усреднение по угловым переменным). В этой книге, как в основном тексте, так и в Приложении, чаще всего приводятся именно такие упрощенные (но не приближенные) выражения для вероятностей различных процессов. Мы надеемся, что использование этих формул окажется более удобным, чем обращение к первоначальным общим результатам, которые читатель может найти в цитированной литературе.

Используя результаты теории турбулентной плазмы в астрофизике, надо иметь в виду следующее. Рассматривая ту или иную задачу физики «земной» плазмы, мы можем ее расчленивать на части. Например, можно рассчитывать излучение электромагнитных волн при заданной спектральной плотности энергии ленгмюровской турбулентности, рассчитывать ускорение частиц, считая заданными все другие параметры. Однако в астрофизике редко удается так расчленивать общую проблему. Ускорение частиц не только определяется спектрами турбулентности, но и последние в свою очередь зависят от распределения ускоренных частиц по энергиям. Электромагнитные волны могут генерировать плазменную турбулентность и затем рассеиваться на этой же турбулентности.

Поэтому в плазменной астрофизике приходится ставить и решать так называемые самосогласованные задачи, учитывающие взаимосвязь явлений в данной проблеме. Разумеется, это очень усложняет математическое описание соответствующих проблем, но качественный анализ, а во многих случаях и достаточно полный количественный

анализ (в пределах астрофизической точности) вполне возможны.

Отсюда следует, что решение самосогласованных задач плазменной астрофизики надо проводить не вообще, а имея в виду конкретные астрофизические объекты и существующие в них условия. Правда, есть специфическая «астрофизическая» трудность: мы наблюдаем не то, что пужно для создания ясной картины явления, не основные характеристики, а то, что удастся измерить в соответствии с имеющимися средствами наблюдения. При этом часто получается так, что мы видим второстепенные детали, а основное от нас ускользает: в полном смысле слова «за деревьями не видно леса». Очевидно, что в этих условиях многие теории оказываются несостоятельными по мере накопления более существенных данных. Такова судьба многих (если не всех) астрофизических проблем. Но, надо думать, что если та или иная теория строится без внутренних противоречий, она все равно имеет определенное астрофизическое и физическое значение, даже если явление, которое эта теория стремится описать, оказывается на самом деле более сложным.

Поэтому кажется целесообразным сформулировать вопрос так: можно ли, исходя из известных физических условий в том или ином астрофизическом объекте, построить внутренне непротиворечивую самосогласованную теорию на основе плазменной турбулентности, описывающую интересующие нас явления и объясняющую основные наблюдательные данные? Возможно, при этом и не удастся объяснить все известные наблюдательные данные. Если встретятся резкие противоречия, теорию придется оставить. Но если таких противоречий нет, то возможно, что необъясненные данные наблюдений удастся понять в рамках той же теории после того, как удастся собрать новые данные и усовершенствовать теорию.

Деление книги на главы, посвященные разным задачам плазменной астрофизики, определяется физическими свойствами плазмы, в которой разыгрываются турбулентные процессы.

Во второй главе книги рассматривается нерелятивистская плазма, в которой имеется небольшая примесь быстрых падтепловых, но нерелятивистских частиц. Здесь плазменная турбулентность создается потоками этих ча-

стиц либо крупномасштабными движениями, как например, ударными волнами, либо быстрым сжатием некоторой области под действием внешних сил, например, градиентом магнитного поля вблизи нейтральных линий. В плазме с развивающейся турбулентностью возможно и ускорение частиц, по большое значение имеет генерация электромагнитного излучения на частотах, близких к плазменной. Исследование этих задач имеет непосредственное отношение к интерпретации спорадического радиоизлучения Солнца, что и отражено в названии этой главы.

В третьей главе рассматривается нерелятивистская плазма, в которой есть заметная примесь ультрарелятивистских электронов. Характерной особенностью турбулентности такой плазмы является генерация высокочастотного электромагнитного излучения и существенная роль механизмов ускорения частиц. В плазменных «котлах» такой среды создаются степенные распределения частиц по энергиям, столь характерные для космических условий, и генерируется мощное излучение. Подобные котлы могут существовать в таких объектах, как квазары или ядра галактик, что отражено в названии главы. Характерной чертой этих объектов является также генерация мощного радиоизлучения в выбросах частиц.

Полностью релятивистская плазма, к тому же находящаяся в сильном магнитном поле, обладает специфическими свойствами, интерес к которым был стимулирован открытием пульсаров. По-видимому, в ней тоже образуются магнитные плазменные турбулентные котлы, рассмотренные в четвертой главе.

Каждая из этих глав имеет сходную структуру. В начале глав в конспективной форме приводится сводка наблюдательных данных, позволяющих определить характер физических условий, в которых существует плазменная турбулентность соответствующих объектов. Затем следует несколько «теоретических» параграфов, в которых рассматриваются количественно, а иногда и качественно, свойства плазменной турбулентности применительно к условиям в этих объектах. Наконец, в заключении содержится обсуждение разных моделей рассматриваемых явлений, коротко обсуждаются разные интерпретации с их

положительными и отрицательными сторонами. Мы не претендуем на то, что наша интерпретация является наилучшей. Для нас важнее всего было построение внутренне самосогласованной физической картины, использующей современную теорию плазменной турбулентности, опирающуюся на ряд наблюдательных астрофизических данных.

В заключении книги обсуждается старая, но до сих пор еще полностью не решенная проблема происхождения космических лучей, а также намечаются возможные пути дальнейшего развития плазменной астрофизики.

ФИЗИКА ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В этой главе излагаются некоторые общие вопросы теории плазменной турбулентности. Ряд аспектов теории был развит применительно к анализу «земной» плазмы, но многие ее методы и результаты непосредственно переносятся и в плазменную астрофизику. Однако акцент делается на вопросах, связанных с электромагнитным излучением, играющим столь важную роль в астрофизике, а также из общей теории отобрано лишь то, что больше всего понадобится для дальнейшего изложения. Конкретные астрофизические объекты не рассматриваются, хотя проводятся некоторые численные оценки применительно к космическим условиям.

§ 1. Частоты и волны плазменной турбулентности

Характерные частоты плазменных процессов. Хорошо известно, что основной величиной, характеризующей коллективные процессы в плазме, является электронная плазменная или ленгмюровская частота:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} = 5,65 \cdot 10^4 n_e^{1/2} \text{ сек}^{-1}, \quad (1.1)$$

где e и m_e — заряд и масса электрона, n_e — электронная концентрация в см^{-3} . Так же можно определить и ионную плазменную частоту:

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{4\pi Z^2 e^2 n_i}{m_i}}, \quad (1.2)$$

где Ze — заряд ионов. В космической плазме чаще всего ионами являются протоны. Тогда $Z = 1$, $m_i = 1840 m_e$, и,

поскольку концентрация водорода много больше концентрации всех остальных элементов, вместе взятых, то можно считать $n_i \approx n_e$. Тогда $\omega_{pi} = \omega_{pe} \sqrt{m_e/m_i} \approx \omega_{pe}/43$.

Концентрация свободных электронов в космических условиях меняется в широких пределах, а следовательно, сильно варьируют и плазменные частоты. Если концентрация быстрых частиц мала, то большая часть наиболее важных коллективных плазменных процессов происходит на частотах, близких к ω_{pe} , причем на этих же частотах возникает и наиболее мощное излучение плазмы. Поэтому целесообразно сравнивать ω_{pe} с наблюдаемыми в астрофизике диапазонами электромагнитного излучения.

Не слишком горячие звезды (с поверхностной температурой меньше 8000°K) обладают хромосферами — протяженным внешним слоем с электронной концентрацией $\sim 10^{10} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В хромосфере $\omega_{pe} \approx 6 \cdot 10^9 - 6 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ — это сантиметровый и миллиметровый радиодиапазоны, вполне доступные средствам современной радиоастрономии. Хромосфера Солнца, в том числе и ее радиоизлучение, изучена довольно подробно.

Над хромосферой расположен самый внешний слой Солнца — корона. Пока мы наблюдаем корону только у Солнца. Здесь электронная концентрация падает от $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ до много меньших значений по мере увеличения высоты. В среднем для оценок принимается $n_e \approx 10^8 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$, и поэтому $\omega_{pe} \approx 6 \cdot 10^8 \div 6 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$. Эти частоты попадают в хорошо изученный метровый радиодиапазон. Именно поэтому солнечная корона стала первым объектом плазменной астрофизики. Хромосферы и короны других звезд в последнее время также стали доступными наблюдениям, но условия в этих объектах могут быть оценены и теоретически. Кроме того, следует отметить, что удалось наблюдать радиовсплески звезд типа UV Кита, по-видимому, возникающие в коронах этих объектов.

Подобная концентрация ($n_e \approx 10^8 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$) имеет место в квазарах, а также, может быть, и в центральных областях галактик, но здесь из-за обилия быстрых частиц большую роль играет излучение на высоких частотах.

В межпланетном, межзвездном, а тем более в межгалактическом пространстве электронная концентрация вообще мала. В большей части межзвездного пространства $n_e \approx$

$\approx 0,02 \text{ см}^{-3}$, т. е. $\omega_{pe} \approx 10^4 \text{ сек}^{-1}$. Длина волны соответствующих радиоволн — 180 км. Такое излучение очень эффективно поглощается в том же межзвездном пространстве, и маловероятно, что его когда-либо удастся изучать наблюдательными средствами. Ориентировочная оценка электронной концентрации в межгалактическом пространстве дает $n_e \approx 10^{-4} - 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ и, следовательно, $\omega_{pe} \approx 6 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}$.

Итак, с точки зрения астрофизики плазменной турбулентности нужно рассматривать широкий диапазон плазменных частот $\omega_{pe} \approx 10^2 - 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, хотя, конечно, не весь этот интервал одинаково интересен.

Космическая среда — это плазма в магнитном поле. Трудно найти область астрофизики, где магнитное поле не играло бы той или иной роли. Влияние магнитного поля на плазменную турбулентность характеризуется гирочастотой электронов

$$\omega_{He} = eH/m_e c = 1,76 \cdot 10^7 H \text{ сек}^{-1} \quad (1.3)$$

и ионов

$$\omega_{Hi} = ZeH/m_i c. \quad (1.4)$$

Здесь c — скорость света, H — напряженность внешнего магнитного поля, измеряемая в эрстедах. Для оценки влияния магнитного поля на плазменную турбулентность следует сравнить ω_{He} и ω_{Hi} с характерными частотами этой турбулентности. Проведем сравнение ω_{He} с ω_{pe} .

На поверхности Солнца и большинства других звезд магнитное поле не превышает 100 э. Соответствующая гирочастота $\omega_{He} \approx 10^9 \text{ сек}^{-1}$. Однако на поверхности Солнца в период его активности есть области (солнечные пятна) с очень сильным магнитным полем — до $4 \cdot 10^3$ э, — и тогда $\omega_{He} \approx 10^{11} \text{ сек}^{-1}$. Кроме того, известны так называемые магнитные звезды, где на значительной части поверхности напряженность магнитного поля доходит до 10^4 э. Здесь гирочастота $\omega_{He} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$. Принято считать, что в хромосфере напряженность магнитного поля не более 10^2 э, а в короне — не более 10 э, но над пятнами она может быть и больше. При этом гирочастота всегда заметно меньше соответствующей плазменной частоты. Тем не менее, как мы увидим, влияние магнитного поля на плазменную турбулентность в некоторых случаях оказывается существенным.

В межзвездном пространстве магнитное поле меняется не очень сильно. В среднем $H \approx (3 \div 6) \cdot 10^{-6}$ э. Отсюда $\omega_{He} \approx 10^2 \text{ сек}^{-1}$, что также мало по сравнению с ленгмюровской частотой.

В квазарах и ядрах галактик тоже есть магнитное поле, но величина его неизвестна. По некоторым оценкам во внешних областях здесь $H \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ э. Гирочастота в этом случае много меньше плазменной частоты. Вместе с тем вблизи пульсаров магнитное поле может быть очень большим: на их поверхности напряженность поля могла бы достигать значения $\sim 10^{12}$ э. Соответствующая гирочастота $\omega_{He} \approx 10^{19} \text{ сек}^{-1}$ попадает уже в рентгеновский диапазон. Свойства такой плазмы очень специфичны.

Итак, в космической плазме чаще всего встречается $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$. Реже встречается случай $\omega_{He} \gtrsim \omega_{pe}$. Особым является случай $\omega_{pe} \ll \omega_{He}$, но это имеет место, по-видимому, лишь в экзотических условиях (пульсары). Заметим, что магнитное поле оказывает очень большое влияние на плазменную турбулентность в магнитосфере Земли, но эта проблема выходит за рамки настоящей книги [см. напр., Кеннел, Петчек (1965), Трахтенгерц (1968, 1970, 1971)].

Для ионных колебаний в космических условиях (кроме пульсаров) почти всегда выполнено условие $\omega_{pi} \gg \omega_{Hi}$. Зато очень велика роль магнитного поля в очень низкочастотной плазменной турбулентности с частотами, меньшими ω_{Hi} . Разумеется, эти частоты выходят за пределы наблюдаемых астрофизических диапазонов излучений, но многие следствия такой турбулентности оказываются весьма существенными.

Следующие характерные параметры плазменных процессов — тепловые скорости частиц (электронов v_{Te} , ионов v_{Ti}) и скорость звука v_s :

$$v_{Te} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}, \quad v_{Ti} = \sqrt{\frac{T_i}{m_i}}, \quad v_s = \sqrt{\frac{\xi_e T_e + \xi_i T_i}{m_i}}, \quad (1.5)$$

где T_e и T_i — температуры электронного и ионного газов, выраженные в энергетических единицах, $\xi_e = 1$, $\xi_i = 0$ в бесстолкновительной плазме и $\xi_i = \xi_e = 5/3$ в области частых соударений. В турбулентной плазме всегда надо различать T_e и T_i , так как электроны и ионы греются по-

разному. Случай $T_e = T_i$, распространенный в космической среде, будем называть изотермической плазмой. Случай $T_e \gg T_i$ тоже довольно часто встречается в космических условиях (из-за турбулентного нагрева электронов), особенно на фронтах ударных волн и других турбулентных областях. Определение v_s понадобится нам позже.

Температуры электронов и ионов в космических условиях различны, но можно разграничить области сравнительно холодной плазмы (атмосферы и хромосферы звезд, межзвездная среда, наружные области квазаров), где $T_e \approx 10^4$ град (~ 1 эв или 10^{-12} эрг), и области горячей плазмы (солнечная корона), где $T_e \approx 10^6 \div 10^7$ град ($\sim 10^2 - 10^3$ эв или $10^{-10} \div 10^{-9}$ эрг). В первом случае тепловая скорость электронов $v_{Te} \approx 3 \cdot 10^7$ см·сек $^{-1}$, во втором случае $v_{Te} \approx 3 \cdot 10^8 \div 10^9$ см·сек $^{-1}$. Промежуточные случаи встречаются редко. В плотных областях межзвездного газа температура очень низка, но здесь мало и свободных электронов, так что плазменные свойства газа выражены слабо. Встречаются и более высокие температуры: такую плазму можно назвать околорелятивистской ($T_e \approx m_e c^2$) или ультрарелятивистской ($T_e \gg m_e c^2$). Ультрарелятивистскую плазму мы тоже будем подробно рассматривать (гл. IV), но в этой главе ограничимся лишь случаем $T_e \ll m_e c^2$.

Важным параметром, определяющим коллективные свойства плазмы, является дебаевский радиус

$$\left. \begin{aligned} d_e &= \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi e^2 n_e}} = 7 \sqrt{\frac{T_e (\text{град})}{n_e (\text{см}^{-3})}}, \\ d_i &= \frac{v_{Ti}}{\omega_{pi}} = \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} d_e. \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

Как известно, нарушение квазинейтральности плазмы (равенства плотности положительных и отрицательных зарядов) в обычной плазме ограничено объемами d_e^3 .

В атмосферах звезд дебаевский радиус очень мал ($d_e \approx 10^{-3}$ см). Он больше в короне, квазарах ($d_e \approx 0,1 \div 1$ см) и еще больше в межзвездном пространстве ($d_e \approx 10^2 \div 10^3$ см). Величина дебаевского радиуса часто будет встречаться в дальнейшем.

Следует также ввести параметр

$$N_d = n_e d_e^3, \quad (1.7)$$

называемый дебаевским числом. В космических условиях N_d всегда на много порядков больше единицы (от 10^2 на поверхности звезд до 10^8 в короне и 10^{10} в межзвездном пространстве).

Неравенство $N_d \gg 1$, с одной стороны, означает, что в пределах области нарушения квазинейтральности плазмы есть много свободных электронов, а, с другой стороны, это условие эквивалентно неравенству $e^2 n_e^{1/3} \ll T_e$, т. е. означает, что средняя энергия кулоновского взаимодействия между зарядами плазмы много меньше их средней кинетической энергии.

Последними характерными параметрами являются частоты столкновений электронов с электронами и ионами:

$$\nu_e = \frac{\Lambda_e}{3(2\pi)^{3/2}} \frac{\omega_{pe}}{N_d} \approx \frac{\omega_{pe}}{N_d}, \quad (1.8)$$

и ионов между собой:

$$\nu_i = \frac{\Lambda_i}{3(2\pi)^{3/2}} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \frac{\omega_{pi}}{N_d} \approx \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \nu_e. \quad (1.9)$$

Здесь Λ_e и Λ_i — так называемые кулоновские логарифмы — величины, которые логарифмически зависят от концентраций n_e , n_i и температур T_e и T_i [например, $\Lambda_e = \ln(4\pi N_d)$]. В космической плазме эти величины меняются в пределах от 20 до 50. Чаще всего встречаются значения $\Lambda \approx 30$. В дальнейшем мы не будем учитывать логарифмическую зависимость и примем для ν_e и ν_i вторые формулы (1.8) и (1.9), точность которых вполне достаточна для исследования плазменной турбулентности в астрофизике.

Типы (моды) коллективных волн в плазме. Исследование различных типов нормальных волн в плазме — едва ли не самый большой и разработанный раздел современной физики плазмы. Общая картина усложняется тем, что здесь много характерных частот, много возможностей для различных поляризаций волн. Мы не можем останавли-

ваться на всех особенностях волн в плазме, да это и не нужно. Для анализа плазменной турбулентности, а тем более для плазменной астрофизики, нужно лишь четко представлять себе основные характеристики этих волн, пределы изменений их параметров. Эти данные будут приведены ниже как в описательной форме, так и в виде графиков; более подробно см. в книгах и обзорах Гинзбурга (1967), Стикса (1965), Шафранова (1963), Гинзбурга и Рухадзе (1970), Ахиезера и др. (1964).

Любую волну можно характеризовать следующим набором параметров:

I. Дисперсионным соотношением $\omega = \omega(k)$, т. е. связью между частотой волны ω и ее волновым вектором k . Вектор k направлен по нормали и фронту волны и численно равен волновому числу $k = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны.

II. Фазовой $v_p = \omega/k$ и групповой $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ скоростями волн. Фазовая скорость направлена по волновому вектору k , групповая скорость является градиентом функции $\omega(k)$ и определяет величину и направление переноса энергии волной.

III. Пределами, в которых могут быть заключены параметры ω , k , v_p и v_g . Эти пределы определяются, с одной стороны, условиями, допускающими существование связи между ω и k , а, с другой стороны, достаточно малым поглощением энергии волн. Если поглощение велико, то волны практически не существуют.

IV. Поляризацией волн. Волны в плазме могут быть поперечными (вектор электрического поля перпендикулярен к направлению распространения волны), продольными (вектор электрического поля направлен вдоль вектора k) и более сложными. Поперечная поляризация может быть линейной, круговой, эллиптической. Разделение волн на поперечные и продольные существенно при анализе взаимодействия и поглощения волн.

Следует иметь в виду, что волны в турбулентной плазме обладают специфическими особенностями, связанными с их весьма интенсивным взаимодействием, из-за чего в определенной степени теряется однозначность связи частоты и волнового числа. Поэтому дисперсионные соотношения носят лишь приближенный характер. Тем не

менее, если характерное время взаимодействия намного больше периода волны, для этих волн можно использовать обычные дисперсионные соотношения. Для того чтобы подчеркнуть физическую разницу между турбулентными волнами и обычными линейными, мы будем первые часто называть плазмонами. Для дальнейшего достаточно будет ограничиться лишь упрощенными дисперсионными соотношениями.

Рассмотрим волны в плазме в порядке уменьшения их частот.

1. *Высокочастотные электромагнитные волны* (обозначаются индексом t). Будем понимать под ними обычное электромагнитное излучение на частотах, заметно превышающих все характерные плазменные частоты ($\omega^t \gg \omega_{pe}$, $\omega^t \gg \omega_{He}$ и т. п.). Для астрофизических задач достаточно использовать простейшее дисперсионное соотношение для квазипродольного распределения:

$$\omega^t(k) = \sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{1 \pm (\omega_{He}/\omega^t) \cos \vartheta} + c^2 k^2}. \quad (1.10)$$

Здесь ϑ — угол между волновым вектором k и магнитным полем H . Фазовая и групповая скорости мало отличаются от скорости света c , причем $v_p \geq c$, а $v_g \leq c$. Полезно также соотношение $v_p v_g = c^2$, точное при $\omega_{He} = 0$.

Поляризация этих волн существенно зависит от величины магнитного поля (т. е. от соотношения между ω_{pe} и ω_{He}) и направления распространения волны. Картина поляризации довольно сложная, но важно следующее. Если волновое число удовлетворяет неравенству

$$k \ll \sqrt{\frac{\omega_{He} \omega_{pe}}{2 |\cos \vartheta|} \frac{\sin^2 \vartheta}{c}}, \quad (1.11)$$

то в плазме распространяются две независимые высокочастотные электромагнитные поперечные волны с круговой поляризацией. У одной из этих волн вектор электрического поля вращается вокруг направления распространения волны с угловой скоростью, равной частоте волны, в том же направлении, что и вращение положительного заряда в данном магнитном поле. Такая волна называется обыкновенной, обозначается индексом o , и ее дисперси-

онное соотношение определяется формулой (1.10) со знаком плюс. У второй волны (индекс e) вращение электрического вектора совпадает по направлению с вращением электрона, в дисперсионном соотношении стоит знак минус, и такая волна называется необыкновенной. Скорости обыкновенной и необыкновенной волн близки к скорости света, но различие между ними может оказаться существенным, если учесть большой путь, проходимый волнами в космической среде.

Необыкновенная волна (при распространении в направлении вектора \mathbf{H}) несколько запаздывает по сравнению с обыкновенной волной. Это приводит к медленному повороту вектора поляризации, полученного при сложении вращающихся векторов поляризации каждой из волн, т. е. к хорошо известному эффекту Фарадея. В астрофизике эффект Фарадея играет большую роль, позволяя по данным наблюдений судить о направлении магнитных полей. Этот эффект подробно изучается в теории распространения электромагнитных волн в плазме, и мы здесь не будем им заниматься. Приведем лишь выражение для величины угла поворота плоскости поляризации $\psi(R)$ при прохождении волной расстояния R :

$$\psi(R) = \frac{2\omega}{c^2} |v_p^{(0)} - v_p^{(e)}| R = \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{He}}{c\omega^2} R \cos \vartheta. \quad (1.12)$$

Векторы направлений фазовой и групповой скорости при учете влияния магнитного поля тоже не совпадают, но угол между ними мал и для дальнейшего анализа интереса не представляет.

Очень важной характеристикой любой волны в плазме, в том числе и электромагнитной, является ее декремент затухания, т. е. величина, обратная характерному времени уменьшения интенсивности волны в e раз. Декремент затухания будем обозначать символом γ с соответствующим индексом; для поглощения эта величина считается отрицательной (при раскатке волны ее инкремент положителен и тоже обозначается символом γ). В физике и особенно в астрофизике часто употребляется коэффициент поглощения μ — величина, обратная расстоянию, на котором интенсивность волны уменьшается в e раз. Между декрементом затухания γ и коэффициентом поглощения μ

имеем следующую связь:

$$\mu = -\gamma/v_g. \quad (1.13)$$

Использование декремента затухания вместо коэффициента поглощения удобнее хотя бы потому, что в него не входит групповая скорость, различная для волн разных частот. Кроме того, γ удобнее сравнивать с частотой волны и другими параметрами плазменной турбулентности.

Естественно, что волна существует только тогда, когда $\gamma \ll \omega$. Чем больше «добротность» волны, т. е. величина ω/γ , тем дольше она существует и более вероятны ее взаимодействия с другими волнами.

Основным механизмом поглощения высокочастотных электромагнитных волн является торможение раскачиваемых волной электронов при их столкновениях с другими электронами и ионами. Поэтому

$$\gamma^l = -v_e \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega^l \pm \omega_{He} \cos \vartheta} \right)^2 \approx - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega^l} \right)^2 \frac{\omega_{pe}}{N_d}. \quad (1.14)$$

Известны, однако, и другие механизмы поглощения электромагнитных волн, с которыми мы познакомимся ниже (конверсия этих волн в другие виды плазменных волн, синхротронное поглощение и т. п.). Здесь мы упомянем только один из них — циклотронное поглощение. Если частота электромагнитной волны оказывается кратной гирочастоте, т. е. если $\omega^l = s\omega_{He}$, где $s = 1, 2, 3, \dots$ — целое число, то возникает сильное поглощение из-за торможения раскачиваемого волной электрона во внешнем магнитном поле. Декремент затухания оказывается сложной функцией направления волны: в частности, для электромагнитной волны при $s \geq 2$, идущей строго вдоль магнитного поля, он равен нулю, так же как и для волн, распространяющихся поперек поля. Отметим, что для не слишком больших s (например, $s = 1 \div 4$) и $\vartheta \neq 0, \pi/2$ в горячей плазме это поглощение достаточно велико. Наиболее эффективно циклотронное поглощение у необыкновенной волны с $\omega \approx \omega_{He}$, где электроны вращаются в фазе с волной. Кстати, этот эффект наблюдается в спорадическом радиоизлучении Солнца.

Таким образом, частоты электромагнитных волн простираются от величины порядка ω_{pe} (как при $\omega_{pe} > \omega_{He}$,

так и при $\omega_{pe} < \omega_{He}$) до бесконечности, с возможными провалами на частотах $s\omega_{He}$.

2. *Поперечные плазмоны* (обозначаются индексом p). Удобнее и по физическому смыслу целесообразно отдельно рассматривать электромагнитные волны, частота которых весьма близка к ω_{pe} . Будем называть их поперечными плазмонами. Дисперсионное соотношение для них при $\omega_{He} \ll \omega_{pe}$:

$$\omega^p(k) = \sqrt{\omega_{pe}^2 + c^2 k^2} \approx \omega_{pe} + c^2 k^2 / 2\omega_{pe}. \quad (1.15)$$

Последнее равенство записано для $k \ll \omega_{pe}/c$.

Фазовые и групповые скорости равны

$$v_p = \frac{\omega^p}{k} \approx \frac{\omega_{pe}}{k} \gg c, \quad v_g = \frac{c^2 k}{\omega_{pe}} = \frac{c^2}{v_p} \ll c. \quad (1.16)$$

Поперечные плазмоны обладают теми же свойствами поляризации, что и высокочастотные электромагнитные волны, но в условиях сильной плазменной турбулентности поляризации этих плазмонов быстро перемешиваются, и поэтому различать здесь обыкновенную и необыкновенную волну часто нет необходимости (однако, иногда это существенно, см. § 8). Поглощение поперечных плазмонов при затухании из-за столкновений также рассчитывается по формуле (1.14).

Иными словами, основное отличие поперечных плазмонов от высокочастотных волн состоит в том, что их фазовые скорости много больше скорости света, а групповые — много меньше. Последнее означает, что поперечные плазмоны сильнее «застревают» в области возбуждения плазменной турбулентности, а следовательно, и сильнее поглощаются. Очень существенна также их довольно сильная нелинейная связь с продольными плазмонами.

3. *Продольные плазмоны* (обозначаются индексом l). Это хорошо известные ленгмюровские электромагнитные плазменные волны*). Вектор электрического поля в этом случае направлен вдоль направления распространения волны. У этих волн, так же как и у обычных звуковых волн, возмущение электронной плотности состоит из сгущений и разрежений. Отличие их от звуковых волн состоит в том,

* Термин «плазмон» введен для этих волн Пайнсом (1956).

что это возмущение передается не столкновениями частиц, а при помощи электрических полей. Если $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$, то дисперсионное соотношение для продольных плазмонов имеет вид

$$\omega^l(k) = \sqrt{\omega_{pe}^2 + 3v_{Te}^2 k^2} \approx \omega_{pe} + \frac{3v_{Te}^2 k^2}{2\omega_{pe}}, \quad (1.17)$$

причем второй член всегда мал по сравнению с первым.

Фазовые и групповые скорости определяются соотношениями:

$$v_p = \frac{\omega^l}{k} \approx \frac{\omega_{pe}}{k}, \quad v_g = \frac{3v_{Te}^2 k}{\omega_{pe}} \approx \frac{3v_{Te}^2}{v_p}. \quad (1.18)$$

Столкновительное поглощение энергии продольных плазмонов также описывается формулой (1.17), а поскольку здесь $\omega^l \approx \omega_{pe}$, то можно просто принять

$$\gamma^l = -\nu_e = -\frac{\omega_{pe}}{N_d}. \quad (1.19)$$

Ленгмюровские волны поглощаются и другими механизмами, в частности, синхротронным и циклотронным. Синхротронное поглощение мы рассмотрим в § 12, циклотронное же поглощение существенно в довольно редких случаях, когда отношение $\omega_{pe} / \omega_{He}$ близко к сравнительно небольшому целому числу.

Для продольных волн вообще и ленгмюровских плазмонов в частности появляется еще один, очень эффективный механизм поглощения энергии — затухание Ландау. С физикой этого явления мы познакомимся подробнее в следующем параграфе. Сейчас же приведем формулу для декремента затухания Ландау для случая продольных волн в плазме без магнитного поля:

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{(kd_e)^3} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(3 + \frac{1}{(kd_e)^2} \right) \right] \quad (1.20)$$

и отметим ее важнейшее следствие. Если длина плазменной волны сравнима с дебаевским радиусом ($k \sim 1/d_e$), то она столь быстро затухает, что, по существу, нельзя вообще говорить о ее существовании. Однако, если $k \ll 1/d_e$, затухание продольных плазмонов экспоненциально мало. Считается, что продольные плазмоны с $k < 1/3d_e$

практически не поглощаются из-за затухания Ландау, а плазмоны с $k > 1/3d_e$ по той же причине практически не существуют. Отсюда также следует, что фазовые скорости продольных плазмонов больше $3v_{Te}$, а их групповые скорости меньше v_{Te} .

Подчеркнем, — и это очень существенно для дальнейшего, — что фазовая скорость плазменных волн может меняться в очень широких пределах — от $3v_{Te}$ (а в некоторых случаях и от величины, достаточно близкой к v_{Te}) до очень больших значений, в частности, может быть и много большей скорости света. Групповые скорости продольных плазмонов, как правило, очень малы, много меньше тепловой скорости электронов. Поэтому продольные плазмоны всегда остаются в области плазменной турбулентности, практически не успевая выйти за ее пределы. Важно отметить, что при равных значениях частоты групповые скорости продольных плазмонов много меньше групповых скоростей поперечных плазмонов (разумеется, последнее относится лишь к случаю нерелятивистской плазмы: $v_{Te} \ll c$).

4. *Гирочастотные плазмоны* (обозначаются индексом h). Мы пока пренебрегали влиянием магнитного поля на резонансные свойства плазмы, что не всегда оправдано даже при условии $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$. Кроме того, в астрофизике известны случаи, когда ω_{pe} — порядка ω_{He} и даже $\omega_{pe} \ll \omega_{He}$. Гирочастотными плазмонами мы будем называть волны с характерной резонансной частотой, близкой к ω_{He} .

Хотя дисперсионные соотношения для плазменных волн с учетом магнитного поля довольно громоздки, все же их выпишем [Гершман (1953)]:

$$\omega^4 - \omega^2(\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2) + \omega_{pe}^2 \omega_{He}^2 \cos^2 \vartheta = \omega_{pe}^2 R\left(\frac{\omega_{He}^2}{\omega^2}, \vartheta\right) v_{Te}^2 k^2, \quad (1.21)$$

где безразмерная функция $R(u, \vartheta)$ безразмерного аргумента $u = \omega_{He}^2/\omega^2$ и угла ϑ записывается в виде

$$R(u, \vartheta) = \frac{3}{1-4u} \sin^4 \vartheta + \left[1 + \frac{5-u}{(1-u)^2}\right] \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta + 3(1-u) \cos^4 \vartheta. \quad (1.22)$$

Ограничимся частными случаями. При $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$ имеем:

$$\omega^l(k) = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2 \sin^2 \vartheta + 3v_{Te}^2 k^2}, \quad (1.23)$$

$$\begin{aligned} \omega^h(k) = \\ = \sqrt{\omega_{He}^2 \cos^2 \vartheta - \frac{\omega_{He}^4}{\omega_{pe}^2} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta - R\left(\frac{1}{\cos^2 \vartheta}, \vartheta\right) v_{Te}^2 k^2}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Первое из этих соотношений показывает, что все сказанное выше о продольных плазмонах может быть «исправлено» для учета магнитного поля простой заменой ω_{pe}^2 на $\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2 \sin^2 \vartheta$.

В сильном магнитном поле при $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$

$$\omega^h(k) = \sqrt{\omega_{He}^2 + \omega_{pe}^2 \sin^2 \vartheta + 4\left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}}\right)^2 v_{Te}^2 k^2 \operatorname{ctg}^2 \vartheta}, \quad (1.25)$$

$$\omega^l(k) = \sqrt{\omega_{pe}^2 + 3v_{Te}^2 k^2} |\cos \vartheta|. \quad (1.26)$$

Между формулами (1.23) — (1.26) есть много общего, что позволяет в ряде случаев, по крайней мере качественно, оценить влияние магнитного поля на многие процессы в турбулентной плазме. Например, большое значение, как мы увидим ниже, имеет анализ законов сохранения, определяющий возможность того или иного процесса. Для этого достаточно знать лишь дисперсионные соотношения, которые позволяют определить фазовые и групповые скорости. Первые здесь могут быть различными, но всегда большими $3v_{Te}$, поскольку затухание Ландау действует, хотя и не одинаково, на все виды рассмотренных волн. Все групповые скорости малы [Гершман (1959)].

Декремент столкновительного затухания этих волн всегда порядка $\nu_e = \omega_{pe}/N_d$. Циклотронное затухание гирочастотных плазмонов при $k \ll \omega_{He}/v_{Te}$ экспоненциально мало, а для плазмонов, распространяющихся строго вдоль магнитного поля, вообще равно нулю.

Все волны с дисперсионным соотношением (1.21) являются продольными: их электрическое поле направлено вдоль волнового вектора (в том числе и у гирочастотных плазмонов в сильном магнитном поле).

5. *Вистлеры*, или *свисты* (обозначаются индексом w). Волны с частотами $\omega_{pe} > \omega > \omega_{He} |\cos \vartheta|$ (при $\omega_{pe} > \omega_{He}$) распространяться в плазме не могут. Волны с частотой $\omega \approx \omega_{He} |\cos \vartheta|$ были рассмотрены в предыдущем разделе. При еще меньших частотах появляется новый тип почти поперечных волн с частотами, заключенными в интервале $\omega_{He} |\cos \vartheta| > \omega > \omega_{Hi} |\cos \vartheta|$. Такие волны называются вистлерами (по-английски whistler — свист), потому что впервые наблюдались в виде низкочастотных свистящих атмосфериков и являлись помехами (свист) в радиосвязи. В применении к плазме твердых тел такие волны называют геликонами.

По своим свойствам вистлеры похожи на поперечные высокочастотные электромагнитные волны. Вместо двух волн здесь остается одна, которая соответствует необыкновенной волне, если угол между волновым вектором вистлера и направлением поля острый ($0 < \vartheta < \pi/2$), и обыкновенной волне при обратном направлении вистлера ($\pi/2 < \vartheta < \pi$).

Со стороны высоких частот ($\omega \approx \omega_{He} |\cos \vartheta|$) вистлеры непосредственно переходят в плазменные волны с дисперсионным соотношением (1.24), а при низких частотах ($\omega \approx \omega_{Hi} |\cos \vartheta|$) они переходят в магнитозвуковые волны (см. ниже).

Дисперсионное соотношение для вистлеров:

$$\omega^w(k) = \frac{\omega_{He} |\cos \vartheta|}{\omega_{pe}^2 + c^2 k^2} c^2 k^2 \approx \frac{\omega_{He} |\cos \vartheta|}{\omega_{pe}^2} c^2 k^2. \quad (1.27)$$

Последнее равенство справедливо при условии $\omega \ll \omega_{He}$. Из ограниченности частотного интервала вистлеров следуют ограничения на их волновые числа и фазовые скорости:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega_{pi}}{c \sqrt{|\cos \vartheta|}} < k < \frac{\omega_{pe}}{c}, \\ \frac{\omega_{Hi}}{\omega_{pi}} c < v_p = \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}^2} |\cos \vartheta| c^2 k < \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} c. \end{aligned} \right\} \quad (1.28)$$

Фазовые скорости вистлеров всегда меньше скорости света. Групповая скорость вистлеров в два раза больше их фазовой скорости (при $\omega_{pe} \gg ck$). Важно, что направление групповой скорости вистлера ближе к магнитному полю, чем направление фазовой скорости. Если через ϑ обозначить угол между фазовой и групповой скоростями, то $\operatorname{tg}(\vartheta - \varphi) = 1/2 \operatorname{tg} \vartheta$. Иными словами, можно считать, что вистлеры переносят энергию преимущественно вдоль направления магнитного поля (в обе стороны). Надо, кстати, заметить, что вистлер будет строго поперечной волной только в том случае, если $\vartheta = 0$ (тогда и $\varphi = 0$), в противном случае картина его поляризации будет сложной. Однако, если выполнены неравенства (1.28), компоненты электрического поля вистлера перпендикулярны к внешнему магнитному полю. Как и все плазменные волны, вистлеры затухают из-за электронно-ионных столкновений. Декремент их затухания $\gamma^w/\omega^w = -\omega_{pe} \sin^2 \vartheta / \omega_{He} |\cos \vartheta| N_d$. Присутствие у вистлеров продольной компоненты электрического поля волны приводит к затуханию Ландау, описываемому формулой

$$\gamma^w = - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{v_{Te} c^2 k^3}{\omega_{pe}^2} \sin^2 \vartheta |\cos \vartheta| \exp\left(-\frac{\omega_{He}^2 c^4 k^2}{2\omega_{pe}^4 v_{Te}^2}\right). \quad (1.29)$$

Затухание вистлеров экспоненциально мало, если волновые числа и частоты удовлетворяют неравенствам:

$$k \gg \frac{\omega_{pe}^2 v_{Te}}{\omega_{He} c^2}, \quad \omega > \omega_{He} |\cos \vartheta| \frac{v_s^2}{v_a^2}, \quad (1.30)$$

где $v_a = c(\omega_{Hi}/\omega_{pi})$ — так называемая альвеновская скорость. При $\cos \vartheta \approx 1$ экспоненциально малое затухание возможно лишь, если $v_a \gg v_s$. Впрочем, и при частотах, не удовлетворяющих неравенству (1.30), затухание вистлеров достаточно мало:

$$\frac{\gamma^w}{\omega^w} = -\frac{v_s}{v_a} \sqrt{\frac{\pi}{8} \frac{\omega^w \sin^4 \vartheta}{\omega_{He} |\cos \vartheta|}}. \quad (1.31)$$

Плазменные волны, которые рассматривались до сих пор, принято называть высокочастотными. Они характерны тем, что в этих волнах колеблются преимущественно

электроны. Вторая группа волн, в колебаниях которых участвуют как электроны, так и ионы плазмы, называется низкочастотной. Надо, однако, не забывать вместе с тем, что и эти волны имеют частоту, много ббльшую частоты столкновений.

6. *Ионнозвуковые волны* (обозначаются индексом s). Как хорошо известно, в любом газе могут распространяться продольные звуковые волны, состоящие из разрежений и сгущений. Если распространение таких волн связано с передачей импульсов от частицы к частице при их столкновениях, то частота таких волн должна быть меньше частоты столкновений, т. е. $\omega \ll \nu_i \approx \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \omega_{pi}/N_d$. Такие волны существуют и в обычном газе, и в ионизованной плазме. Но в последней возможна передача импульса от частицы к частице и посредством электрического поля. Здесь нет упомянутых ограничений на частоту волн, и поэтому в плазме возможны звуковые (называемые ионнозвуковыми) волны с частотами, много ббльшими ν_i . Дисперсионное соотношение для ионнозвуковых волн:

$$\omega^s(k) = \frac{v_s k}{\sqrt{1 + (k d_e)^2}} + \frac{3v_s^2 T_i k^2}{2\omega_{pi}}, \quad (1.32)$$

где $v_s = \sqrt{T_e/m_i}$ при условии, что $T_e \gg T_i$; как мы увидим ниже, выполнение этого неравенства необходимо для существования ионнозвуковых волн. Если $k \ll 1/d_e$, то фазовые и групповые скорости ионнозвуковых волн одинаковы и постоянны (не зависят от волновых чисел).

Сверху частоты ионнозвуковых волн ограничены условием $\omega^s \lesssim \omega_{pi}$. Снизу тоже есть ограничение на частоты ионнозвуковых волн. Прежде всего заметим, что при частоте $\omega^s \approx \omega_{Hi}$ ионнозвуковые волны испытывают сильное циклотронное поглощение на ионах. Поэтому ветвь ионнозвуковых волн как бы прерывается при $\omega^s \approx \omega_{Hi}$. Однако при еще меньших частотах вновь становятся возможными ионнозвуковые волны — так называемые медленные магнитозвуковые волны (замагниченный звук) с дисперсионным соотношением

$$\omega^{ms}(k) = v_s k |\cos \vartheta|. \quad (1.33)$$

Такие волны возникают лишь, если $v_a = c \frac{\omega_{Hi}}{\omega_{pi}} \gg v_s$.

При дальнейшем уменьшении частоты появляются акустические столкновительные (индексы cs) волны с частотами $\omega < v_i = \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{3/2} \omega_{pi}/N_d$. Для них дисперсионное соотношение имеет вид

$$\omega^{cs}(k) = \sqrt{\frac{5}{3} + \frac{T_e}{T_i}} v_{Ti} k, \quad (1.34)$$

пока $v_i > \omega^{cs} > \sqrt{m_e/m_i} v_i$ ($\xi_e = 1$, $\xi_i = 5/3$; см. (1.5)). Здесь возможно сохранение неравенства температур. При еще меньших частотах электронная и ионная температуры выравниваются и волна превращается в обыкновенную звуковую волну с дисперсионным соотношением $\omega^{cs}(k) = \sqrt{10/3} v_{Ti} k$.

Все звуковые волны испытывают поглощение из-за ионных столкновений. При $\omega^s \gtrsim v_i$ декремент затухания равен $\gamma^s \approx -0,6 v_i (T_i/T_e)$. В интервале частот $v_i > \omega^{cs} > \sqrt{m_e/m_i} v_i$ декремент тоже уменьшается, $\gamma^{cs} \approx \approx -\sqrt{m_e/m_i} v_i$. И, наконец, при очень низких частотах $\omega^{cs} \ll \sqrt{m_e/m_i} v_i$ имеем

$$\gamma^{cs} \approx -\sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{(\omega^{cs})^2}{v_i}. \quad (1.35)$$

Здесь затухание быстро падает с уменьшением частоты. Заметим, что декремент непрерывно меняется при переходе через частоту «изотермализации» $\sim \sqrt{m_e/m_i} v_i$.

Продольные ионнозвуковые волны испытывают достаточно сильное затухание Ландау. Декремент затухания Ландау у низкочастотных волн состоит из двух частей — электронной (γ_e^s) и ионной (γ_i^s). Затухание Ландау у ионнозвуковых волн с $\omega^s \gg \omega_{Hi}$ характеризуется декрементом

$$\left. \begin{aligned} \gamma^s &= \gamma_e^s + \gamma_i^s, & \gamma_e^s/\omega^s &= -\sqrt{\pi m_e/8 m_i}, \\ \frac{\gamma_i^s}{\omega^s} &= -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{v_s}{v_{Ti}}\right)^3 e^{-v_s^2/2v_{Ti}^2} = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} e^{-T_e/2T_i}. \end{aligned} \right\} \quad (1.36)$$

Электронное затухание Ландау всегда сильно ограничи-

вает длину «цуга» ионнозвуковых волн, которая не может быть больше $\sqrt{8 m_i / \pi m_e} \approx 70$ длин волн, если, конечно, нет раскачки колебаний. Ионное затухание экспоненциально мало, если $v_s \gg v_{Ti}$, т. е. при $T_e \gg T_i$.

В столкновительных звуковых волнах ($\omega^{cs} < v_i$) затухание Ландау исчезает. Любопытно, что при переходной частоте $\omega^{cs} \approx v_i$ и затухание Ландау, и столкновительное затухание — одного порядка величины ($\gamma^{cs} \approx \approx -\sqrt{m_e/m_i} v_i$). У очень низкочастотных волн остается только затухание (1.35).

Замагниченный звук испытывает такое же затухание Ландау на электронах с декрементом

$$\frac{\gamma^{ms}}{\omega^{ms}} = -\sqrt{\frac{\pi m_e}{8 m_i}}. \quad (1.37)$$

Короче говоря, все ионнозвуковые и ионноплазменные волны, за исключением очень низкочастотных звуковых волн с $\omega^{cs} \ll \sqrt{m_e/m_i} v_i$, достаточно сильно поглощаются, что в свою очередь может приводить к быстрому нагреву плазмы. Кстати, поскольку в первую очередь греются электроны, ионнозвуковые волны при диссипации сами создают условия для своего существования — разрыв между электронной и ионной температурами.

Ограничения на возможные интервалы волновых чисел здесь связаны не с поглощением (как в случае ленгмюровских волн), а с соответствующими ограничениями на частоты, поскольку фазовые скорости меняются мало. Так как $\omega^s \ll \omega_{pi}$, то верхний предел волновых чисел $k < < \omega_{pi}/v_{Ti} \approx (T_e/T_i)^{1/2} d_e^{-1}$ — несколько больше, чем у продольных плазмонов. Собственно ионнозвуковые волны ограничены снизу частотой ω_{Hi} . Отсюда $k > \omega_{Hi}/v_s$. Соответственно у замагниченного звука $k < \omega_{Hi}/v_s$.

7. Альвеновские и быстрые магнитозвуковые волны (обозначаются индексами a и m соответственно). Это волны с частотами, много меньшими ω_{Hi} . Такие волны известны в магнитогидродинамике, где $\omega_{Hi} \ll v_i$. Но если $\omega_{Hi} \gg v_i$, то существуют и подобные бесстолкновительные волны.

Дисперсионное соотношение для альвеновских волн:

$$\omega^a(k) = \frac{v_a k |\cos \vartheta|}{\sqrt{1 + v_a^2/c^2}} \approx v_a k |\cos \vartheta|. \quad (1.38)$$

Здесь $v_s \ll v_a \ll c$; v_a — уже упоминавшаяся альвеновская скорость

$$v_a = \frac{\omega_{Hi}}{\omega_{pi}} c = \frac{H}{\sqrt{4\pi m_i n_i}}. \quad (1.39)$$

Дисперсионное соотношение для быстрых магнитозвуковых волн при $\omega \ll \omega_{Hi}$ и $v_s \ll v_a \ll c$:

$$\omega^m(k) = \sqrt{v_a^2 + v_s^2 \sin^2 \vartheta} k \approx v_a k, \quad (1.40)$$

при $|\omega - \omega_{Hi}| \ll \omega_{Hi}$:

$$\omega^m(k) = \omega_{Hi} + \frac{v_s^2 k^2 \sin^2 \vartheta}{2\omega_{Hi}}. \quad (1.41)$$

Фазовые скорости альвеновской и магнитозвуковой волн при этих условиях равны соответственно $v_a \cos \vartheta$ (при $v_a \ll c$) и v_a , а групповые скорости в обоих случаях одинаковы и равны v_a . У альвеновской волны направление групповой скорости всегда совпадает с направлением магнитного поля. Эти волны, так же как и вистлеры, переносят энергию вдоль магнитного поля.

Волновые числа альвеновских и магнитозвуковых волн достаточно малы:

$$k < \frac{\omega_{Hi}}{v_a} = \frac{\omega_{pi}}{c}. \quad (1.42)$$

Магнитозвуковые волны, как и все звуковые продольные волны, испытывают затухание Ландау, но с меньшим относительным декрементом:

$$\frac{\gamma^m}{\omega^m} = - \sqrt{\frac{\pi m_e}{8 m_i}} \frac{v_s}{v_a} \frac{\sin^2 \vartheta}{|\cos \vartheta|}. \quad (1.43)$$

Затухание Ландау для альвеновских волн существенно меньше:

$$\gamma^a = \gamma^m (\omega^a / \omega_{Hi})^2 \ll \gamma^m. \quad (1.44)$$

С уменьшением частоты затухание альвеновских волн падает. Это означает, что при прочих равных условиях альвеновские волны меньше всех других низкочастотных волн теряют свою энергию. Правда, считать альвеновские

волны совсем незатухающими в пределе очень малых ω^a все же нельзя. Во-первых, как мы увидим ниже, их энергия может перекачиваться в магнитозвуковые волны и затухать уже в виде магнитозвуковых волн, а, во-вторых,

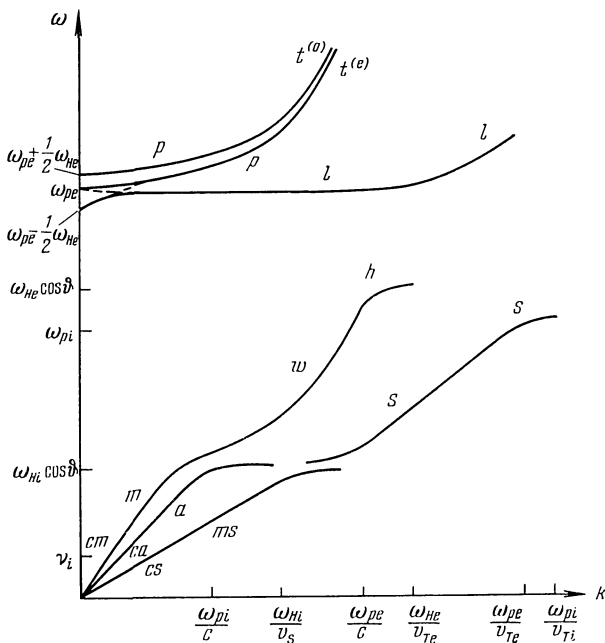


Рис. 1. Качественный ход дисперсионных кривых волн в плазме, находящейся в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$, но $v_a > v_s$). Обозначения кривых соответствуют индексам в дисперсионных соотношениях.

и альвеновские волны поглощаются при столкновениях ионов между собой с декрементом порядка $\gamma^a \approx v_i \sqrt{m_e/m_i}$ для бесстолкновительных волн и

$$\gamma^{ca} \approx v_i \frac{k^2 v_{Ti}^2}{\omega_{Hi}^2}, \text{ если } v_a < v_{Ti} (m_i/m_e)^{1/2},$$

$$\gamma^{ca} \approx v_e \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}, \text{ если } v_a > v_{Ti} (m_i/m_e)^{1/2},$$

для столкновительных волн.

На рис. 1 приведены сводные диаграммы всех дисперсионных соотношений, а на рис. 2 — декрементов затухания для случая $\omega_{1e} \gg \omega_{He}$.

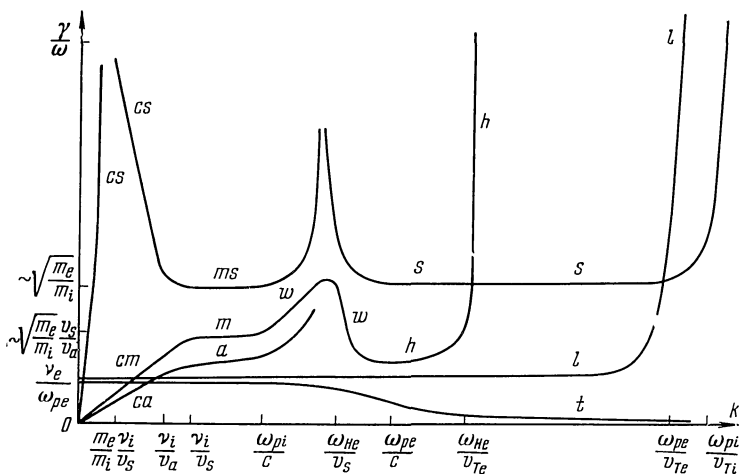


Рис. 2. Качественный ход относительного декремента различных волн в плазме. Обозначения кривых соответствуют индексам в дисперсионных соотношениях.

§ 2. Механизмы излучения и поглощения волн в плазме

Для анализа плазменной турбулентности необходимо прежде всего знать механизмы излучения и поглощения всех возможных типов волн в плазме, а также механизмы их взаимодействия между собой.

Первой проблеме посвящен этот параграф, а описанию взаимодействия волн — следующий. Однако прежде познакомимся с методами описания турбулентности — спектральными плотностями энергии и определением числа волн.

Спектральная плотность энергии и число волн плазменной турбулентности. Обозначим через W_k с соответствующим индексом (например, W_k^l , W_k^t , W_k^a) количество энергии волн данного типа, содержащихся в единичном объеме геометрического пространства и в единичном объеме пространства волновых векторов (т. е. в единице объема фазового пространства). Полная плотность энергии этих

волн в единице геометрического объема:

$$W = \int W_k dk = \int W_k dk_x dk_y dk_z. \quad (2.1)$$

Вместо величины W_k введем также число волн в единице фазового объема

$$N_k = \frac{(2\pi)^3 W_k}{\omega(k)}. \quad (2.2)$$

Множитель $(2\pi)^3$ связан с условием нормировки фазового объема. Число волн есть фазовая плотность энергии этих волн (т. е. W_k), деленная на энергию одной волны (т. е. на квантовом языке — на величину $\hbar\omega(k)$, где \hbar — постоянная Планка).

Изучение волн в плазме — раздел классической физики, поэтому постоянная Планка, вообще говоря, здесь не нужна. Это означает, что из всех окончательных выражений постоянная Планка должна выпасть, даже если мы ее и используем в промежуточных выкладках. Чтобы ее зря не писать, будем считать энергию волны просто равной ω , а не $\hbar\omega$, импульс волны равным k , а не $\hbar k$, каким он есть в действительности. Если помнить, что, по существу, вместо (2.2) должно быть $N_k = (2\pi)^3 W_k/\hbar\omega$, то легко видеть, что N_k является безразмерной величиной и действительно определяет число волн в единице фазового объема.

Мы часто будем считать плазменную турбулентность изотропной, т. е. будем предполагать, что спектральная плотность энергии зависит только от величины волнового числа. Тогда в (2.1) можно провести интегрирование по направлениям волнового вектора, что дает

$$W = \int W_k dk = 4\pi \int W_k k^2 dk. \quad (2.3)$$

Величину W_k будем называть спектральной плотностью энергии плазменных волн. Это — главная характеристика плазменной турбулентности. Из (2.3) и (2.2) имеем

$$W_k = \frac{k^2 \omega(k)}{2\pi^2} N_k. \quad (2.4)$$

Спектральная плотность энергии в (2.3) и (2.4) рассчитана на единичный интервал волновых чисел. С равным

основанием ее можно рассчитывать и на единичный интервал частот:

$$W_{\omega} = W_k \frac{dk}{d\omega} = \frac{W_k}{v_g(k)}, \quad (2.5)$$

где $v_g(k)$ — групповая скорость волн. Астрофизики обычно пользуются спектральной плотностью энергии, рассчитанной на единичный интервал частот. Для высокочастотных электромагнитных волн, где $v_g(k) = c$, использование W_k или W_{ω} одинаково удобно. В случае плазменных волн положение иное. Мы видели в § 1, что, например, у продольных плазмонов интервал изменения волновых чисел гораздо больше, чем интервал изменения частот. И хотя частота и волновое число однозначно связаны, все же учитывать ограничения для k проще, чем ограничения для ω . Поэтому в плазменной астрофизике удобнее пользоваться величиной W_k , а не W_{ω} , хотя, еще раз подчеркиваем, между ними есть однозначная связь.

В наблюдательной астрофизике обычно измеряется поток электромагнитного излучения, рассчитанный на единичный интервал частот, F_{ω} . Если известен телесный угол Ω , под которым виден источник этого излучения, то можно определить и спектральную интенсивность $I_{\omega} = F_{\omega}/\Omega$ — количество энергии, излучаемое за единицу времени единицей поверхности в единичном телесном угле в данном направлении, рассчитанное на единичный интервал частот. В дальнейшем мы будем вычислять и сравнивать эту величину с наблюдениями, предполагая Ω известным.

Очевидно, что для изотропного электромагнитного излучения

$$W_{\omega}^t = \int I_{\omega} \frac{d\Omega}{v_g^t} = \frac{4\pi I_{\omega}}{v_g^t}. \quad (2.6)$$

Отсюда получаем формулу, которой в дальнейшем часто будем пользоваться:

$$I_{\omega} = W_k^t/4\pi. \quad (2.7)$$

Все плазменные волны, так же как и электромагнитные, всегда излучаются и поглощаются в любой термодинамически равновесной плазме. Распределение их по ча-

стотам или волновым числам описывается универсальной формулой Планка (обозначение постоянной Планка, согласно сказанному выше, в формулах опущено). Для числа волн в единице фазового объема имеем

$$N_k = \frac{1}{e^{\omega/T} - 1} \approx \frac{T}{\omega(k)}, \quad (2.8)$$

где T — температура равновесной плазмы, выраженная в энергетических единицах, и учтено, что $T \gg \omega$.

В астрофизике часто пользуются понятием эффективной температуры радиоизлучения $T_{\text{эфф}}(\lambda)$. Эту характеристику можно распространить и на все волны плазменной турбулентности. В изотропном случае согласно (2.4) можно написать

$$T_{\text{эфф}} = \frac{2\pi^2}{k^2} W_k. \quad (2.9)$$

Если в плазме существует развитая турбулентность, то $T_{\text{эфф}} \gg T$ для тех волн, на которых эта турбулентность возбуждена.

Для высокочастотных электромагнитных волн формула (2.9) принимает такой вид:

$$T_{\text{эфф}}(\lambda) = \lambda^2 I_\omega, \quad (2.10)$$

где $\lambda = 2\pi/k$ — длина волны. Здесь учтено, что электромагнитные волны имеют два состояния поляризации.

В дальнейшем мы будем пользоваться многими из введенных здесь характеристик плазменной турбулентности. Для более точных расчетов необходимо знать W_k , но во многих случаях для грубых оценок можно ограничиться просто величиной W .

Плотность энергии плазменных волн можно сравнивать с плотностью тепловой энергии газа. Если $W \ll n_e T_e$, то такая турбулентность называется слабой, — она и будет основным предметом наших исследований. Случай $W \approx n_e T_e$ называется сильной турбулентностью. В этом случае имеет место столь интенсивное взаимодействие между волнами различных типов, что за ничтожные для астрофизики времена порядка $1/\omega_{pe}$ происходит быстрая диссипация энергии плазменных волн (турбулентный нагрев), вновь возвращающая плазму к состоянию с $W \ll n_e T_e$. Это условие, как правило (если не оговорено иное), будем считать выполненным.

Механизмы спонтанного излучения волн в плазме. Все виды волн в плазме могут излучаться одними и теми же механизмами, если для этого есть подходящие условия.

Оставим пока в стороне атомные механизмы — испускание и поглощение квантов электромагнитных волн при квантовых переходах как между связанными состояниями в атомах, так и между связанными и свободными состояниями. Эти механизмы имеют некоторое значение для плазменной астрофизики в ряде особых случаев, которые мы здесь, однако, рассматривать не будем [Каплан, Клейман, Ойрингель (1970)].

Хорошо известны так называемые тормозные механизмы — генерация электромагнитных волн при торможении или ускорении электронов. Ускорение и торможение тяжелых ионов оказывается малоэффективным для излучения в космических условиях. В астрофизике важны два тормозных механизма излучения: ускорение и торможение электронов при их столкновении с ионами и движение их по круговым и спиральным траекториям во внешнем магнитном поле (циклотронное и синхротронное излучение релятивистских электронов).

По существу, тормозными механизмами излучения являются и эффекты рассеяния электромагнитных волн на электронах. При этом рассеянная волна излучается вследствие ускорения и торможения электрона, раскачиваемого полем падающей волны. Различают эффект Томсона, при котором частоты падающей и рассеиваемой волн одинаковы и меняется только направление волновых векторов, и эффект Комптона, при котором частота рассеянной волны изменяется (увеличивается или уменьшается). Этими механизмами с той или иной степенью эффективности излучаются также и другие плазменные волны.

Однако для излучения волн в плазме наиболее эффективным оказывается другой, нетормозной механизм. К сожалению, чаще всего этот механизм излучения (называемый черенковским *) не может непосредственно гене-

*) Этот механизм излучения был экспериментально открыт Вавиловым и Черенковым и теоретически объяснен Таммом и Франком (1937). Сам механизм называется эффектом Вавилова — Черенкова. Однако по установившейся традиции употребляются термины «черенковское излучение» и «черенковский механизм излучения».

рировать электромагнитные волны в условиях космической плазмы. В нем могут излучаться только такие волны, фазовая скорость которых меньше или равна скорости частиц и поэтому меньше скорости света. Но зато для генерации в этом механизме не требуется ускорения частиц: излучают и частицы, движущиеся прямолинейно с постоянной скоростью, — именно поэтому назвали его нетормозным. Сущность этого механизма заключается в следующем. Движущийся заряд поляризует плазму, притягивая к себе разноименные заряды и отталкивая одноименные. Если фазовая скорость распространения возмущений плотности зарядов в плазме меньше скорости движения внешнего заряда, то поляризация плазмы как бы не успевает двигаться за зарядом и «отрывается» от него. А это и приводит к излучению энергии, затраченной на поляризацию плазмы.

Отсюда следует, что частица, движущаяся со скоростью v , может излучать все волны с фазовыми скоростями $v_p \leq v$. При этом излучаются лишь те волны, у которых проекция скорости частицы на направление распространения волны равна фазовой скорости волны (условие излучения Тамма и Франка (1937)):

$$v_p = v \cos \vartheta, \quad \omega = (k v). \quad (2.11)$$

В этом случае частица долго находится в резонансе с волной.

Мощность черенковского механизма излучения в единичном интервале частот сравнима с мощностью тормозных механизмов при прочих равных условиях, т. е. сравнима с той мощностью, которая излучается в течение времени торможения или ускорения частицы, движущейся с той же скоростью, что и частица, излучающая в черенковском механизме. Но преимущество последнего заключается в том, что излучение в нем длится все время движения частиц, а не только во время редких столкновений частиц или столь же редких рассеяний квантов на электронах. Кроме того, черенковским механизмом излучение генерируют с одинаковой мощностью как электроны, так и ионы. Именно поэтому для возбуждения плазменной турбулентности, для многих процессов, происходящих в плазме (например, ускорения частиц), так важен этот

нетормозной механизм излучения, тем более, что волн с малыми фазовыми скоростями в плазме много.

Плазменные волны, возбужденные любым из рассмотренных механизмов излучения, могут превращаться при нелинейных взаимодействиях (которые мы будем изучать в следующем параграфе) в электромагнитные поперечные волны различных частот. Поэтому в конечном счете и черенковский механизм приводит к генерации электромагнитного излучения.

В дальнейшем мы будем подробно рассматривать генерацию электромагнитных волн в области плазменной турбулентности. Будем называть эти процессы, конкурирующие с обычными процессами тормозного излучения электромагнитных волн, плазменными механизмами (электромагнитного) излучения. Доплеровские смещения при этом могут приводить к заметному изменению частоты.

Различные случаи излучения волн разных типов в тех или иных механизмах будут рассматриваться при изучении конкретных астрофизических объектов, но некоторые общие свойства обсудим сейчас. Введем понятие о вероятности излучения одной волны в единицу фазового объема за единицу времени u_k . В общем случае эта величина зависит от направленности излучения. В дальнейшем мы будем усреднять (если это возможно) вероятности излучения по угловым переменным. В этом случае, а также при изотропном излучении вообще, можно выразить мощность излучения P_k — количество энергии, излучаемой частицей за единицу времени в единичном интервале волновых чисел, — через вероятность u_k следующим образом:

$$P_k = \frac{k^2 \omega(k)}{2\pi^2} u_k. \quad (2.12)$$

Этой формулой можно пользоваться для определения мощности излучения через его вероятность, либо, наоборот, находить вероятность, если известна мощность излучения. Мы приведем несколько примеров такого двойного использования этого соотношения. Однако прежде отметим, что по порядку величины можно оценить вероятность излучения (более точные формулы содержатся в Приложении):

$$u_k = 2\pi^2 \frac{c^2 v^2}{[\omega(k)]^2}, \quad (2.13)$$

где v — характерная скорость излучающей частицы, а ω (k) — частота излучения.

Оценочная формула (2.13) требует некоторого пояснения. Вероятность излучения в общем случае определяется несколькими различными параметрами. Например, вероятность дипольного излучения зависит от ускорения частиц, вероятность черенковского излучения — от скорости частиц, вероятность магнито-тормозного излучения — от номера гармоники и т. д. В каждом случае вероятность u_k может быть точно вычислена методами теории излучения. Однако для грубых оценок или для понимания физического смысла сложных соотношений часто желательно иметь простую оценочную формулу, справедливую по порядку величины. Соотношение (2.13) может быть получено из (2.12), записанного, например, для дипольного излучения, если считать ускорение равным $v\omega$ (k). Далее, (2.13) приближенно справедливо и для других механизмов излучения, в том числе синхротронного, черенковского и т. д. Необходимо только учитывать усреднение по геометрическим и временным факторам, отражающим специфику механизмов излучения. Ниже на конкретных примерах будет показано, как это делается. В дальнейшем мы часто будем сопоставлять точные, но не всегда наглядные формулы с выражением (2.13).

Приведем теперь выражения u_k для некоторых механизмов излучения, наиболее важных для плазменной астрофизики.

1. *Тормозное тепловое излучение при электронно-ионных столкновениях.* Этот механизм излучения электромагнитных, а также плазменных волн в широких диапазонах частот и волновых чисел хорошо известен. Точное выражение для усредненной вероятности излучения, рассчитанной на один тепловой электрон, имеет следующий вид:

$$u_k = \frac{\Lambda_e}{3 \sqrt{2\pi}} \frac{e^2 v_{Te}^2}{\omega^2} \frac{\omega_{pe}}{\omega N_d} = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{ev_{Te}}{\omega} \right)^2 \frac{v_e}{\omega}. \quad (2.14)$$

Здесь Λ_e — кулоновский логарифм. Выражение (2.14) отличается от (2.13) усредняющим множителем v_e/ω : в самом деле, длительность излучения электрона на частоте ω порядка $1/\omega$, а характерное время между столкновениями — порядка $1/v_e$. Следовательно, усредняя

вероятность излучения (2.13), отнесенную только к моментам непосредственного торможения и ускорения, по времени, мы должны ввести множитель v_e/ω . Еще раз следует подчеркнуть, что (2.14) определяет вероятность излучения любых, а не только электромагнитных, волн в плазме.

2. *Циклотронное излучение на первой гармонике* $\omega = \omega_{He}$. Если нерелятивистский электрон движется по винтовой линии в магнитном поле (с компонентами скорости v_{\parallel} и v_{\perp}), то он излучает на частоте $\omega = \omega_{He}/(1 - v_{\parallel}/v_p)$. В плазме с тепловыми электронами это приводит к появлению некоторой полосы излучения, центрированной на частоте ω_{He} и шириной $\Delta\omega \approx 2\omega_{He}(v_{\parallel}/v_p) \approx 2\omega_{He}(v_{Te}/v_p)$. Для усредненной вероятности циклотронного излучения тепловых электронов имеем

$$u_k = \pi^2 \frac{e^2 v_{Te}^2}{\omega_{He}^2} \frac{v_p}{v_{Te}}. \quad (2.15)$$

Согласие (2.15) с (2.13) очевидно. Множитель v_p/v_{Te} связан с тем, что излучение концентрировано в узкой полосе частот.

3. *Синхротронное излучение релятивистских электронов*. Как известно, синхротронным механизмом излучается широкий спектр электромагнитных волн с максимумом излучения на частоте

$$\omega = 0,3\omega_{He} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2, \quad (2.16)$$

где ε — энергия релятивистского электрона. Синхротронным механизмом, так же как и всеми другими механизмами, могут излучаться и плазменные волны. Мы будем подробно рассматривать синхротронное излучение в § 12, а здесь приведем выражение для вероятности излучения электромагнитных волн в максимуме, т. е. на частоте (2.16):

$$u_k = 1,6\pi \frac{e^2 c^2}{\omega^2} \frac{\omega_{He}}{\omega} \approx 210 \frac{e^2 c^2}{\omega_{He}^2} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^6. \quad (2.17)$$

Появление множителя ω_{He}/ω связано со следующим обстоятельством. Синхротронное излучение ультрарелятивистского электрона в каждый данный момент времени сосредоточено в узком телесном угле $\sim (m_e c^2/\varepsilon)^2$, направ-

ленном вдоль мгновенной скорости частицы. Поэтому, усредняя коэффициент излучения по всем угловым переменным (т. е. по $d\Omega/4\pi$), мы должны умножить вероятность излучения на $(m_e c^2/\epsilon)^2 \approx \omega_{He}/\omega$ — относительный телесный угол, занятый мгновенным излучением электрона.

4. *Томсоновское рассеяние на свободных электронах.* Электромагнитная волна, падающая на электрон, раскачивает его со своей частотой ω , что приводит к переизлучению электромагнитной волны с той же частотой, но в другом направлении. Подобным образом рассеиваются и все другие плазменные волны и, более того, при таком рассеянии они могут переходить из одной моды в другую плазменную волну той же частоты. Например, при рассеянии продольный плазмон может превратиться в поперечный или ионнозвуковая волна — в вистлер. Таковую трансформацию мы будем подробно рассматривать в следующем параграфе.

Вероятность томсоновского рассеяния продольных и поперечных плазмонов и высокочастотных электромагнитных волн определяется формулой

$$u_k = \frac{2(2\pi)^3}{3} \frac{e^4}{m_e^2} \frac{W_\omega}{\omega^3} = \frac{\pi}{3} \frac{\omega_{pe}^4}{n_e^2 \omega^3} W_\omega, \quad (2.18)$$

где W_ω — спектральная плотность энергии рассеиваемого излучения, $\omega = \omega(k)$ — частота рассеиваемого и рассеянного излучения.

Формула (2.18) тоже может быть сведена к (2.13). В самом деле, пусть E — электрическое поле падающей волны. Тогда электрон приобретает в этом поле скорость $v = eE/m_e \omega$. Поле E связано с W_ω соотношением $W_\omega = E^2/4\pi\omega$. Поэтому квадрат скорости электрона, раскачиваемого падающей волной:

$$v^2 = \frac{e^2}{m_e^2} \frac{4\pi W_\omega}{\omega}. \quad (2.19)$$

Подставив (2.19) в (2.13) и добавляя множитель $2/3$, учитывающий усреднение по направлениям, получим (2.18). Приведенный здесь вывод вероятности томсоновского рассеяния позволит пояснить и физический смысл нелинейных взаимодействий волн в плазме.

5. *Комптоновское рассеяние на релятивистских электронах.* Строго говоря, эффектом Комптона называют квантовое изменение частоты при рассеянии на свободном электроне (в том числе и покоящемся). Однако в астрофизике квантовые эффекты рассеяния несут существенны до тех пор, пока частота рассеиваемой волны удовлетворяет неравенству

$$\omega' \ll \frac{2m_e c^2}{\hbar} \frac{m_e c^2}{\varepsilon}. \quad (2.20)$$

По установившейся в астрофизике традиции комптоновским эффектом называют рассеяние электромагнитных волн на релятивистских электронах с изменением частоты из-за эффекта Доплера. Здесь частота рассеянной волны может быть и много больше и много меньше частоты рассеиваемой волны. В первом случае

$$\omega = \frac{\omega'}{1 - (v/c)} \approx 2\omega' \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2, \quad (2.21)$$

энергия отбирается от рассеивающего электрона, а во втором случае

$$\omega = \omega' \left(1 - \frac{v}{c} \right) \approx \frac{\omega'}{2} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \quad (2.22)$$

рассеиваемая волна отдает энергию электрону.

Случай (2.22) часто называют прямым, а случай (2.21) — обратным эффектом Комптона. Однако как это название, так и разделение эффекта на «прямой» и «обратный» не оправданы с точки зрения физического смысла. Тем не менее, сохраним здесь название комптоновского рассеяния для всех случаев заметного изменения частоты из-за эффекта Доплера, но терминами «прямого» и «обратного» эффекта Комптона пользоваться не будем.

Комптоновское рассеяние возможно для всех видов плазменных волн, а то обстоятельство, что в этом случае происходит заметное изменение частоты, означает, что здесь легко выполняются условия трансформации одного вида плазменных волн в другие. Например, ионнозвуковые волны при рассеянии на релятивистских электронах могут превращаться в ленгмюровские, а также непосредственно в электромагнитные волны, или наоборот.

Запишем теперь выражение для вероятности комптоновского рассеяния на релятивистских электронах. Точные выражения довольно сложны, поскольку при комптоновском рассеянии падающего излучения фиксированной частоты ω' генерируется широкий спектр излучения в интервале частот порядка (2.21) — (2.22).

Подробнее мы будем изучать комптоновское рассеяние в § 13. Здесь приведем только формулу для вероятности комптоновского рассеяния электромагнитных волн:

$$u_k = \frac{2(2\pi)^3}{3} \frac{e^4}{m_e^2} \frac{W'_{\omega'}}{\omega^2 \omega'} \frac{\omega'}{\omega} = \frac{2(2\pi)^3}{3} \frac{e^4}{m_e^2} \frac{W'_{\omega'}}{\omega^3}. \quad (2.23)$$

Отличие (2.23) от (2.18) связано с необходимостью учета концентрации рассеянного излучения в телесном угле $(m_e c^2 / \varepsilon)^2 \approx \omega' / \omega$ так же, как это сделано в (2.17), путем добавления множителя ω_{Hc} / ω .

6. *Черенковское излучение.* Вероятность излучения этим механизмом существенно зависит от угловых переменных и от соотношений между скоростью частиц и фазовой скоростью волны. Вероятности излучений разных волн, усредненных по угловым переменным, даны в таблицах в Приложении. Здесь приведем только вероятность излучения продольных плазмонов, усредненную по угловым переменным:

$$u_k = 2\pi^2 \frac{e^2 \omega_{pe}}{k^3 v} = 2\pi^2 \frac{e^2 v^2}{\omega_{pe}^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{kv} \right)^3 = 2\pi^2 \frac{e^2 v^2}{\omega_{pe}^2} \left(\frac{v_p}{v} \right)^3. \quad (2.24)$$

Напомним, что обязательно должно быть выполнено условие черенковского излучения: $\omega_{pe} = (kv) \leq kv$. Максимальная вероятность имеет место для излучения строго вдоль направления движения частицы, когда $\omega_{pe} = kv$. Случай черенковского излучения альвеновских волн будет рассмотрен в § 12.

Индукированное излучение и поглощение волн в плазме. Как хорошо известно, спонтанные процессы всегда сопровождаются индуцированными процессами, приводящими либо к поглощению волн, либо к их стимулированному излучению. Поясним индуцированные процессы на примере черенковского излучения. Здесь поглощение — не что иное, как затухание Ландау, о котором упоминалось

в предыдущем параграфе. Представим себе плазменную волну и заряд, движущийся со скоростью, несколько меньшей фазовой скорости волны и направленной вдоль ее волнового вектора. Тогда он будет довольно долго находиться вблизи, например, максимума амплитуды волны. Постепенно заряд начнет отставать, но электрическое поле волны будет все время как бы «подталкивать» его, расходуя на это свою энергию. Если заряд движется несколько быстрее фазовой скорости волны, то уже заряд «подталкивает» волну, увеличивая ее амплитуду. Если более медленных зарядов больше, чем более быстрых (в одинаковых интервалах скоростей), то общий эффект будет заключаться в поглощении энергии волны — это и есть затухание Ландау. Увеличение амплитуды волны соответствует индуцированному излучению, отличающемуся от спонтанного тем, что наличие в плазме волн с теми же параметрами, как и у излучаемых волн, стимулирует процесс генерации, ускоряя его во столько раз, сколько волн в единице фазового объема уже присутствует в плазме.

Согласно хорошо известному методу коэффициентов Эйнштейна необходимо наряду с вероятностью спонтанного излучения u_k ввести вероятности индуцированного излучения и индуцированного поглощения, которые равны $N_k u_k$, где, напомним, N_k есть число волн в единице фазового объема. Баланс процессов индуцированного излучения и поглощения зависит от заселенностей уровней, т. е. в нашем случае — от функции распределения излучающих частиц по импульсам:

$$n = \int f_p \frac{dp}{(2\pi)^3} = \int f_p \frac{dp_x dp_y dp_z}{(2\pi)^3}, \quad (2.25)$$

где f_p — концентрация излучающих частиц в единице фазового объема, n — концентрация частиц в единице геометрического объема (см^{-3}). Если, как это часто бывает, функция распределения f_p зависит только от абсолютного значения импульса p , а не от его направления, то можно ввести функцию распределения по абсолютным значениям импульсов f_p или по энергиям f_ϵ . Тогда имеем

$$f_p = \frac{4\pi p^2}{(2\pi)^3} f_p, \quad n = \int f_p dp. \quad (2.26)$$

Для ультррелятивистских частиц энергия $\varepsilon = cp$ и

$$f_\varepsilon = \frac{4\pi\varepsilon^2}{(2\pi c)^3} f_p, \quad n = \int f_\varepsilon d\varepsilon. \quad (2.27)$$

Теперь дадим несколько важных определений. Будем называть коэффициентом спонтанного излучения волн, отнесенным к единице объема и единичному интервалу волновых чисел, величину

$$J_k = \int P_k f_p \frac{dp}{(2\pi)^3} = \frac{k^2 \omega}{2\pi^2} \int u_k f_p \frac{dp}{(2\pi)^3}. \quad (2.28)$$

В общем случае коэффициент излучения относят к единице фазового объема $dk/(2\pi)^3$. Тогда

$$J_k = J_{k, \varphi} = \omega(k) \int u_k f_p \frac{dp}{(2\pi)^3}. \quad (2.29)$$

Если излучение изотропно, что часто бывает в плазменной астрофизике, по крайней мере в первом приближении, то величины (2.28) и (2.29) связаны простым соотношением:

$$J_k = J_{k, \varphi} = \frac{2\pi^2}{k^2} J_k. \quad (2.30)$$

Учет индуцированных процессов приводит к замене (2.29) соотношением

$$Q_k = Q_{k, \varphi} = \omega(k) \int u_k [f_p + N_k (f_p - f_{p-k})] \frac{dp}{(2\pi)^3}, \quad (2.31)$$

где $Q_{k, \varphi}$ — общая мощность (баланс излучений и поглощений). Здесь учтен закон сохранения импульса при излучении и поглощении волн частицами: $p' = p - k$.

Поскольку для волн и частиц в плазме всегда $k \ll p$, то из (2.31) имеем

$$Q_{k, \varphi} = J_{k, \varphi} + \omega N_k \int u_k \left(k \frac{\partial f_p}{\partial p} \right) \frac{dp}{(2\pi)^3}. \quad (2.32)$$

Если во всем фазовом объеме частиц величина $k \frac{\partial f_p}{\partial p}$ отрицательна, что, например, имеет место для максвелловского распределения, то второй член (2.32) также отрицателен и описывает поглощение или, как часто говорят

в астрофизике, реабсорбцию волн. Однако при неизотропной функции распределения или других отклонениях от равновесных функций, которые, как правило, могут быть даже весьма малыми, появятся условия, когда в некотором элементе фазового объема $k \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} > 0$. При этом может оказаться, что и весь второй член (2.32) станет положительным. Тогда преобладает индуцированное излучение и возникает «раскачка» — мазер-эффект для соответствующих волн.

Индукцированное поглощение и индуцированное излучение описываются декрементом затухания и инкрементом раскачки соответственно, определяемыми формулой

$$\gamma(k) = \int u_k \left(k \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} \right) \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3}. \quad (2.33)$$

Если функция распределения частиц зависит лишь от их энергии, то для черенковского излучения имеем

$$k \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} = (k\nu) \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \varepsilon} = \omega \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \varepsilon}. \quad (2.34)$$

Формулами (2.33) и (2.34), строго говоря, можно пользоваться только тогда, когда влиянием магнитного поля на процесс излучения волн частицами можно пренебречь. В частности, в случае черенковского излучения для этого необходимо, чтобы длина волны была много меньше ларморовского радиуса. Впрочем, оказывается, что соотношением (2.33) с подстановкой в него (2.34) можно пользоваться и в более общем случае, если под u_k понимать усредненную по углам и траекториям частиц вероятность излучения.

Зная u_k и функцию распределения частиц по импульсам, легко вычислить и коэффициент поглощения, и инкремент раскачки. В частности, в плазме с максвелловскими распределениями скоростей электронов и ионов (при этом возможно и $T_e \neq T_i$) имеем для декремента затухания в электронном газе:

$$\frac{\gamma(k)}{\omega(k)} = - \int \frac{u_k f_{\mathbf{p}}}{T_e} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} = - \frac{2\pi^2}{k^2 \omega} \frac{J_k}{T_e} \quad (2.35)$$

и аналогично для ионного газа. Подставив сюда выражения для вероятностей излучения, приведенные выше, мы получим декременты затухания, приведенные в § 1. В частности, при подстановке вероятности черенковского излучения в (2.35) с учетом условия (2.11) при использовании максвелловской функции распределения отсюда следуют формулы, описывающие затухание Ландау.

В каждом конкретном случае немаксвелловского распределения скоростей вычисление (2.33) следует проводить особо. Но можно получить и некоторые общие оценочные формулы. Например, пусть основная плазма пронизывается слабым пучком электронов, движущихся со средней скоростью v_0 и разбросом скоростей $\Delta v_0 \ll v_0$. Полная концентрация электронов в пучке n_* много меньше концентрации n_e основной плазмы. Если $v_0 \gg v_{Te}$, то на функции распределения по компоненте скорости вдоль пучка образуется «горб». На внутренней стороне «горба» $\frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \varepsilon} > 0$, и здесь создаются условия, благоприятствующие индуцированной раскачке плазменных волн, если существуют волны с фазовыми скоростями, бóльшими $v_0 - \Delta v_0$. Наибольшее значение инкремента раскачки будет у волн, идущих вдоль пучка с фазовыми скоростями от $v_0 - \Delta v_0$ до v_0 .

Оценим его для ленгмюровских волн. Подставляя (2.24) и (2.34) в (2.33), находим

$$\frac{\gamma^l(k)}{\omega_{pe}} = 2\pi^2 \frac{e^2 \omega_{pe}}{k^3} \int \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{v \partial \varepsilon} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3}. \quad (2.36)$$

Интеграл в (2.36) можно оценить как $n_*/m_e (\Delta v_0)^2$, где $m_e (\Delta v_0)^2$ — разброс энергии частиц пучка (его «температура»). Тогда имеем из (2.36), учитывая также, что $\omega_{pe}/k \approx v_0$:

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx \frac{\pi}{2} \left(\frac{v_0}{\Delta v_0} \right)^2 \frac{n_*}{n_e}. \quad (2.37)$$

Эта важная формула для инкремента неустойчивости пучка электронов будет часто встречаться в дальнейшем. Подобным образом можно вычислить и инкременты раскачки других волн.

Вернемся к соотношению (2.32). Будем считать, что мощность $Q_k = \frac{k^2}{2\pi^2} Q_k$, φ идет на увеличение числа волн в соответствующем фазовом объеме. Тогда

$$Q_k = \frac{dW_k}{dt} = J_k + \gamma(k) W_k. \quad (2.38)$$

Решения этого уравнения различны для случаев раскачки и затухания волн. Рассмотрим сначала случай затухания ($\gamma < 0$).

Предположим, что в плазме с некоторой температурой T есть начальный уровень спектральной плотности энергии плазменных волн $W_k(0)$. В результате процессов излучений и поглощений за время t спектральная плотность энергии изменится до величины

$$W_k(t) = \left[\frac{J_k}{|\gamma(k)|} - W_k(0) \right] (1 - e^{-|\gamma(k)t|}) + W_k(0), \quad (2.39)$$

как это следует из уравнения (2.38), записанного для изотропного случая. В оптически плотной плазме за достаточный промежуток времени ($|\gamma|t \gg R$) установится «постоянный» тепловой уровень плотности энергии плазменных волн,

$$W_k = \frac{J_k}{|\gamma(k)|} = \frac{k^2 T}{2\pi^2}, \quad (2.40)$$

независимо от начального уровня.

Полная плотность энергии тепловых плазменных волн:

$$W_T = \int_0^{k_{\max}} W_k dk = \frac{k_{\max}^3 T}{6\pi^2}, \quad (2.41)$$

где k_{\max} — максимальное допустимое волновое число. У ленгмюровских волн k_{\max} определяется условием: $\gamma^l \approx \approx \omega_{pe}$, т. е. $k_{\max} \approx 1/d_e$. Тогда имеем

$$W_T^l \approx \frac{T_e}{6\pi^2 d_e^3} \approx \frac{n_e T_e}{6\pi^2 N_d}. \quad (2.42)$$

Подобным образом для ионозвуковых волн получим:

$k_{\max} \approx \omega_{pi}/v_{Ti}$ и для плотности их тепловой энергии:

$$W_T^s \approx \frac{T_i}{6\pi^2 d_i^3} \approx W_T^l \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2}. \quad (2.43)$$

У вистлеров и альвеновских волн очень малые k_{\max} , поэтому плотность тепловых плазменных волн этого типа мала.

В случае раскачки ($\gamma > 0$) плотность энергии плазменных волн экспоненциально растет со временем. Решение (2.38) имеет такой вид:

$$W_k = \frac{J_k}{\gamma(k)} (e^{\gamma t} - 1) + W_k(0) e^{\gamma t}. \quad (2.44)$$

Однако оно справедливо только, пока можно пренебречь нелинейными взаимодействиями. Важно, однако, что здесь плотность энергии плазменных волн может намного превышать тепловой уровень.

§ 3. Нелинейное взаимодействие волн в плазме

Взаимодействия волн в плазме приводят к многим важным для плазменной астрофизики следствиям. Здесь, например, имеет место перекачка энергии из спектральной области ненаблюдаемых частот в детектируемую область спектра. В плазме легче всего могут возбуждаться ленгмюровские волны, и у них часто наибольшая плотность энергии. Но они не выходят из того объема плазмы, где генерируются. Нелинейные взаимодействия перекачивают их энергию в поперечные волны, свободно уходящие из плазмы. Посредством взаимодействий волн в плазме возможна передача энергии из одной области волновых чисел в другую, в которой плазменные волны сильно взаимодействуют с быстрыми частицами и тем самым достигается ускорение небольшой части частиц до очень больших энергий.

В этом параграфе описываются физические основы теории взаимодействия волн в плазме и даются некоторые формулы, которые будут использованы для дальнейшего анализа. Другие соотношения, описывающие нелинейные взаимодействия волн, мы рассмотрим в последующих главах.

При изложении теории мы ограничимся только качественным нестрогим описанием и записью соответствующих формул в наиболее простом виде, впрочем, вполне достаточном для наших целей. Подробности теории и методы расчета читатели найдут в многочисленных книгах и обзорах [Веденов, Велихов, Сагдеев (1961, 1962); Веденов (1963); Кадомцев (1964); Галеев, Карпман, Сагдеев (1965); Коврижных (1966а); Цытович (1967, 1971а); Каплан, Цытович (1969а); Пустовалов, Силин (1972)]. Еще раз подчеркиваем, что изложение в настоящем параграфе следует рассматривать лишь как первое введение в более строгий анализ, изложенный в цитированных работах.

Нелинейное рассеяние волн в плазме на тепловых ионах и электронах. Существуют два основных типа взаимодействий плазменных волн. Физика обоих явлений проста, хотя расчетные формулы для общих случаев оказываются весьма громоздкими. Однако, учитывая возможности и точности, с которыми эти соотношения могут использоваться в астрофизике, мы дадим здесь элементарный вывод упрощенных (т. е. усредненных по угловым переменным) выражений для вероятностей взаимодействия волн, вполне достаточный для дальнейших расчетов.

Первый тип нелинейного взаимодействия есть, по существу, томсоновское или комптоновское рассеяние. Мы уже видели в предыдущем параграфе, что при рассеянии на свободном электроде меняются направление и частота волны. Там же отмечалось, что при этом возможно и изменение типа волн. Это и есть взаимодействие однотипных и различных волн в плазме. Особенность состоит в том, что по отношению к рассеянию низкочастотных волн в плазме тепловые электроны нельзя считать свободными: в объеме размером $\lambda^3 \approx (2\pi/k)^3$ всегда находится много плазменных электронов. При рассеянии волн оптического диапазона с длинами, много меньшими расстояния между электронами, они раскачивают каждый электрон независимо от других. При рассеянии плазменных волн с частотой, например, ω_{pe} , каждая волна может когерентно раскачивать сразу много электронов. Поэтому, рассчитывая трансформацию плазменных волн, нам придется рассматривать их рассеяние на флуктуациях электронной плотности. В свою очередь флуктуации создаются движе-

ниями самих тепловых частиц плазмы. Эти соображения позволяют нарисовать следующую наглядную картину [более строгое обоснование см. Цытович (1967)].

Рассмотрим одну взятую наугад тепловую заряженную частицу в плазме. Она создает вокруг себя поляризацию. Если это ион, то он притягивает окружающие электроны и отталкивает ионы. В результате около иона образуется «шуба» электронов с избыточным отрицательным зарядом. Размер этой «шубы» — порядка дебаевского радиуса. Она движется вместе с ионом. Если на «шубу» падает плазменная волна, то волна рассеивается и образует другие плазменные (в том числе и электромагнитные) волны. Этот процесс называется нелинейным рассеянием. Рассеяние на флуктуациях плотности оказывается эквивалентным рассеянию на зарядах, «одетых в шубу». Здесь надо иметь в виду, что в области поляризации («шубы») имеются достаточно сильные электрические поля, связывающие электроны и рассматриваемый ион, поэтому смещение электронов при рассеянии немедленно сказывается и на движении иона. Следовательно, изменение энергии волн при рассеянии происходит за счет энергии иона. Подобную «шубу», но с избытком положительного заряда, создает и тепловой электрон. Однако картина рассеяния теперь оказывается сложнее. Падающая плазменная (например, ленгмюровская) волна раскачивает не только «шубу», но и сам «центральный» электрон. И «шуба», и электрон излучают вторичные (рассеянные) волны, но поскольку их заряды разноименны, то оба излучения находятся в противофазе по отношению друг к другу. В результате обе рассеянные волны часто компенсируют одна другую, что эквивалентно исчезновению рассеяния. Поэтому в большинстве случаев рассеяние ленгмюровских волн на электроне и его «шубе» много слабее, чем рассеяние на «шубе» иона. Компенсация уменьшается, если либо энергия электрона порядка релятивистской [что наиболее ярко проявляется при конверсии продольных волн в поперечные — Гайлитис, Цытович, (1964а)], либо фазовые скорости плазменных волн настолько велики, что нарушается противофазность раскачек «шубы» и электрона. Можно показать [Цытович (1967)], что для ленгмюровских волн последнее условие имеет место, если $v_p > v_{Te} \sqrt{m_i/m_e}$. Фактически, однако, если речь идет о рассеянии на Δk порядка k , то

рассеяние на электронах существенно, лишь если

$$v_p \lesssim \left(3 \frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} v_{Te} \approx 6v_{Te}. \quad (3.1)$$

При больших фазовых скоростях существеннее нелинейное рассеяние на ионах.

Рассмотрим поэтому рассеяние плазменных волн на «шубе» тепловых ионов более подробно. Пусть частота и волновой вектор падающей волны равны ω' и \mathbf{k}' , а рассеянной волны — ω и \mathbf{k} . Так как рассеянная волна может отличаться от падающей волны и по типу, то дисперсионные соотношения $\omega'(\mathbf{k}')$ и $\omega(\mathbf{k})$ тоже различны. При рассеянии от «шубы», а следовательно, от иона отбирается часть энергии, которую обозначим $\varepsilon - \varepsilon'$, и часть импульса $\mathbf{k} - \mathbf{k}'$.

Очевидно, при рассеянии должны выполняться законы сохранения суммарных энергии и импульса волны и частиц. Запишем эти условия в виде

$$\varepsilon - \varepsilon' = \omega(\mathbf{k}) - \omega'(\mathbf{k}'), \quad \mathbf{k} - \mathbf{k}' = \mathbf{p} - \mathbf{p}'. \quad (3.2)$$

Учитывая, что импульс волны \mathbf{k} много меньше импульса частиц \mathbf{p} , имеем

$$\begin{aligned} \omega - \omega' &= c [\sqrt{p^2 + m^2 c^2} - \sqrt{p'^2 + m^2 c^2}] = \\ &= c [\sqrt{p^2 + m^2 c^2} - \sqrt{(p - \mathbf{k} + \mathbf{k}')^2 + m^2 c^2}] = \\ &= ((\mathbf{k} - \mathbf{k}') \mathbf{v}). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Это условие, которое будем просто называть законом сохранения, позволяет сделать сразу много важных выводов. При анализе рассеяния на тепловых ионах следует приравнять v тепловой скорости ионов v_{Ti} : более быстрых ионов слишком мало. Тогда $\omega - \omega' \approx |\mathbf{k} - \mathbf{k}'| v_{Ti}$. Если при рассеянии происходит заметный поворот волнового вектора, то $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|$ сравнимо с абсолютным значением k и

$$\omega - \omega' \approx kv_{Ti} \approx \omega \frac{v_{Ti}}{v_p}. \quad (3.4)$$

Поскольку для незатухающих волн всегда $v_p \gg v_{Ti}$, то в процессе нелинейного рассеяния частота волны ме-

няется мало. Этот вывод справедлив для любых случаев нелинейного рассеяния на тепловых ионах, в том числе и при изменении типа волн.

Зная разность частот, можно определить и разность абсолютных значений волновых векторов k и k' . Особенно просто это сделать, если происходит рассеяние с сохранением типа волны. Тогда

$$\omega(k) - \omega'(k') = (k - k') \frac{\partial \omega}{\partial k} \approx (k - k') v_g. \quad (3.5)$$

Сравнивая (3.4) и (3.5), находим

$$\frac{k - k'}{k} \approx \frac{v_{Ti}}{v_g}. \quad (3.6)$$

Эта величина может быть и много меньше единицы, и сравнимой с ней. Первый случай будем называть дифференциальным рассеянием по волновым числам, а второй — интегральным рассеянием. В первом случае в каждом акте рассеяния мало меняются не только частота, но и абсолютная величина волнового числа. Однако при этом направление волнового вектора может измениться заметно. В самом деле, условие (3.6) не ограничивает поворот вектора k на любой угол относительно k' . Поэтому рассеяние всегда интегрально по угловым переменным. Но возможен и случай интегрального по волновым числам рассеяния на ионах, когда в одном акте рассеяния заметно меняется и значение волнового числа. Рассеяние на электронах всегда интегрально, так как вместо (3.6) нужно записать в этом случае выражение, в которое входит v_{Te} вместо v_{Ti} , а v_g для ленгмюровских волн всегда меньше v_{Te} .

В плазменной астрофизике встречается и дифференциальное, и интегральное рассеяние на ионах. Однако проще первый случай, и характер получающихся здесь соотношений мы проиллюстрируем вычислением коэффициентов дифференциального рассеяния на ионах и лишь потом приведем расчетные формулы для случая интегрального рассеяния.

В наиболее важном случае нелинейного рассеяния продольного плазмона на «шубе» теплового иона, когда

рассеянная волна остается продольным плазмоном, имеем

$$\frac{\omega - \omega'}{\omega} \leq \sqrt{\frac{m_e T_i}{m_i T_e} \frac{v_{Te}}{v_p}} = \frac{1}{43} \sqrt{\frac{T_i}{T_e} \frac{v_{Te}}{v_p}} < \frac{1}{130}; \quad (3.7)$$

$$\frac{k - k'}{k} \lesssim \frac{k_*}{k} = \frac{v_p v_{Ti}}{3v_{Te}^2} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{m_e T_i}{m_i T_e} \frac{v_p}{v_{Te}}} = \frac{1}{130} \sqrt{\frac{T_i}{T_e} \frac{v_p}{v_{Te}}}. \quad (3.8)$$

Отсюда следует, что в изотермической плазме ($T_e = T_i$) рассеяние плазмонов с фазовыми скоростями $v_p < 130 v_{Te}$ на тепловых ионах всегда является дифференциальным. В неизотермической плазме с $T_e \gg T_i$ это условие охватывает еще бóльший интервал волновых чисел.

Если при рассеянии продольного плазмона на «шубе» теплового иона он превращается в поперечный плазмон, то изменение частоты по-прежнему невелико. Формула (3.4) справедлива и здесь. Правда, волновое число поперечного плазмона много меньше волнового числа продольного плазмона, как это следует из соотношения

$$\omega^l \approx \omega_{pe} + \frac{c^2 k_p^2}{2\omega_{pe}} \approx \omega_{pe} + \frac{3v_{Te}^2 k^2}{2\omega_{pe}} \approx \omega^l. \quad (3.9)$$

днако и здесь можно ввести понятие о дифференциальном о волновым числам рассеянии, если выразить все волновые числа как продольных, так и поперечных плазмонов в единой шкале.

Пусть, например, за основу берется шкала волновых чисел продольных плазмонов. Тогда дисперсионное соотношение продольных плазмонов остается прежним: $\omega^l = \omega_{pe} + 3v_{Te}^2 k^2 / 2\omega_{pe}$, а дисперсионное соотношение поперечных плазмонов примет такой же вид: $\omega^l = \omega_{pe} + 3v_{Te}^2 k^2 / 2\omega_{pe}$, где теперь «приведенное» волновое число поперечного плазмона $k = (c/\sqrt{3}v_{Te}) k_p$. В такой единой шкале волновых чисел продольных и поперечных плазмонов условия дифференциальности перекачки [формулы (3.7) и (3.8)] остаются прежними. Следует также учесть, что здесь и фазовые скорости поперечных волн надо записывать в единой шкале. Мы часто будем пользоваться единой шкалой волновых чисел разных мод, но, разумеет-

ся, окончательные результаты всегда будут приводиться в истинной шкале.

Теперь перейдем к расчету вероятностей нелинейного рассеяния на «шубе» тепловых ионов. Из сказанного выше о физической сущности этого механизма следует, что в случае дифференциального рассеяния этот эффект есть попросту томсоновское рассеяние на заряде ионной «шубы», численно равном заряду иона. Движение «шубы» одного иона не зависит от движения «шубы» другого иона, поэтому каждую «шубу» можно считать «свободным зарядом» от отношению к рассеянию. Эффективная масса этого заряда также равна m_e . Поэтому для расчета вероятности дифференциального рассеяния на «шубе» ионов можно воспользоваться просто формулой (2.18).

Рассмотрим сначала случай дифференциального рассеяния продольных плазмонов, когда $\omega \approx \omega_{pe}$. Заменяя W_ω на W_k^l/v_g , получим следующее выражение для усредненной по угловым переменным вероятности рассеяния:

$$u_k = \frac{(2\pi)^3}{9(1+T_e/T_i)^2} \frac{e^4}{m_e^2} \frac{W_k^l}{\omega_{pe}^2 v_{Te}^2 k} = \frac{\pi}{18(1+T_e/T_i)^2} \frac{\omega_{pe}^2 W_k^l}{n_e^2 v_{Te}^2 k}. \quad (3.10)$$

Здесь учтено, что волновые числа рассеянной и рассеиваемой волн почти равны. Множитель $(1+T_e/T_i)^2$ появляется при более точном учете экранирования зарядов в неизотермической плазме.

Поскольку теперь вероятность излучения пропорциональна W_k , т. е., в конечном счете, числу рассеиваемых волн, то целесообразнее определить вероятность рассеяния $u_{k,k'}$, рассчитанную на единицу фазового объема как рассеиваемой, так и рассеянной волны, т. е.

$$u_k = \int u_{k,k'} N_{k'} \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^3}. \quad (3.11)$$

Для дифференциального рассеяния $u_{k,k'}$ имеет резкий максимум при $k \approx k'$.

Здесь и в дальнейшем мы приводим усредненные по угловым переменным вероятности рассеяния. Такие выражения проще и физически нагляднее. Однако при усреднении вероятностей из соответствующих выражений

исчезают и некоторые особенности процесса. В частности, полные (неусредненные) вероятности рассеяния содержат множителями дельта-функции, в явном виде учитывающие законы сохранения энергии и импульса (3.2). При усреднении (интегрировании и по угловым переменным) эти дельта-функции исчезают. Поэтому, применяя (3.10) и другие подобные соотношения, всегда нужно иметь в виду и выполнение условий (3.2). Кроме того, в некоторых случаях оказывается существенной и неизотропность рассеяния. Точные, неусредненные выражения даны, например, в книге Цытовича (1971а).

Поскольку u_k согласно (3.10) не зависит от импульса частицы, то для коэффициента спонтанного излучения в единице объема имеем согласно (2.28):

$$\begin{aligned} J_k(l + i \rightleftharpoons l' + i') &= \frac{\omega_{pe}^3 W_k^l}{36\pi (1 + T_e/T_i)^2 n_e v^2 T_e} = \\ &= \frac{m_e \omega_{pe}^3}{36\pi (1 + T_e/T_i)^2} \frac{W_k^l}{n_e T_e}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Здесь использовано равенство ионной и электронной концентраций ($n_e = n_i$) в водородной плазме, а также принято $k' = k$ в силу дифференциальности рассеяния. Обозначение $l + i \rightleftharpoons l' + i'$ есть символическая запись рассеяния продольного плазмона на ионе с превращением его в другой продольный плазмон и изменением энергии иона.

Аналогичным образом при спонтанном рассеянии продольных плазмонов на «шубе» ионов образуются и поперечные плазмоны. В единой шкале волновых чисел усредненная по угловым переменным вероятность дифференциального рассеяния продольных плазмонов в поперечные ничем не отличается от такой же вероятности для рассеяния продольных плазмонов в продольные. Различие, однако, появляется при анализе зависимости вероятности рассеяния от угловых переменных, что, очевидно, связано с различными поляризациями продольных и поперечных плазмонов. Вероятность рассеяния $l + i \rightleftharpoons l' + i'$ пропорциональна $(k \cdot k')^2$, а вероятность рассеяния $l + i \rightleftharpoons p' + i'$ или $p + i \rightleftharpoons l' + i'$ пропорциональна $[k \times k']^2$. При усреднении это различие исчезает.

Таким образом, рассматривая спонтанную конверсию продольных плазмонов в поперечные при дифференциаль-

ном рассеянии, можно пользоваться формулами (3.10), (3.12) в единой шкале волновых чисел. Переходя в истинную шкалу волновых чисел для поперечных плазмонов, умножим (3.10) на $\frac{k_p^2 \omega_{pe}}{2\pi^2} = \frac{3 v_{Te}^2 k^2 \omega_{pe}}{2\pi^2 c^2}$; тогда

$$J_{k_p}(l + i \rightleftharpoons p' + i') = \frac{\omega_{pe}^3}{12\pi (1 + T_e/T_i)^2} \frac{W_k^l}{n_e c^2}, \quad (3.13)$$

где $k = (c/\sqrt{3}v_{Te})k_p$.

Подобным образом можно рассчитать спонтанную конверсию всех плазменных волн при дифференциальном нелинейном рассеянии. При этом всегда надо в первую очередь проанализировать законы сохранения, из которых следует, что при всех рассеяниях на тепловых ионах изменение частоты малб. Поэтому возможны лишь превращения вида $w \rightleftharpoons s$; $a \rightleftharpoons ms$; $a \rightleftharpoons m$.

Как и обычному излучению, любому рассеянию, в том числе и нелинейному, соответствуют механизмы индуцированного рассеяния, баланс которых может приводить как к поглощению, так и к раскачке излучения. «Поглощение» при рассеянии есть попросту обратный процесс.

Если при спонтанном рассеянии, рассмотренном выше, волна k' превращается в волну k , то при поглощении волна k превращается в волну k' . Индуцированная раскачка представляет собой стимулированный процесс, когда превращение волны k' в волну k усиливается уже существующими в среде волнами k . Для анализа индуцированных процессов рассеяния можно воспользоваться теми же соотношениями, которые были записаны в § 2 при рассмотрении индуцированных процессов излучения и поглощения.

Вместо (2.33) теперь имеем

$$\gamma(k) = \int u_{k, k'} N_{k'} \left[(k - k') \frac{\partial f_p}{\partial p} \right] \frac{dp dk'}{(2\pi)^6}, \quad (3.14)$$

где учтено определение $u_{k, k'}$ (3.11) и то обстоятельство, что при рассеянии изменение импульса частицы равно $k - k'$. Вместо (2.34) имеем для максвелловского

распределения ионов

$$(k - k') \frac{\partial f_p}{\partial p} = - \frac{\omega(k) - \omega'(k')}{T_i} f_p. \quad (3.15)$$

Из соотношений (3.14) и (3.15) сразу следует основная особенность индуцированных процессов рассеяния. Если в процессе рассеяния частота увеличивается ($\omega > \omega'$), то имеет место поглощение волн ($\gamma < 0$). При уменьшении частоты ($\omega < \omega'$) происходит индуцированное усиление волн, их раскачка ($\gamma > 0$). Иными словами, всегда в процессе индуцированного нелинейного рассеяния на тепловых частицах происходит перекачка энергии в сторону уменьшения частоты волн. Этот вывод справедлив при рассеянии однотипных волн, при их конверсии и при дифференциальном и интегральном рассеянии.

Только спонтанное рассеяние способно повысить частоту волны, индуцированное же рассеяние на тепловых частицах всегда приводит к перекачке энергии в область меньших частот. Однако этот вывод существенно зависит от предположенного максвелловского распределения скоростей частиц. Если в плазме существует достаточно много надтепловых, быстрых частиц, то знак индуцированной перекачки энергии может и измениться.

В каждом акте рассеяния с уменьшением частоты теряется, т. е. поглощается ионом, некоторое, хотя и небольшое количество энергии $\omega - \omega'$. Это можно интерпретировать как затухание Ландау для виртуальных волн с частотой $\omega - \omega'$ и волновым вектором $k - k'$. В равновесной плазме затухание Ландау всегда преобладает над усилением при черепковском излучении. Обращение знака перекачки энергии соответствует раскачке виртуальных волн, передаче им энергии от частиц. Очевидно, что такая раскачка возможна только в неравновесной плазме.

Декремент затухания или инкремент раскачки, определенные формулой (3.14), можно вычислить как для дифференциального, так и для интегрального рассеяния. Рассмотрим сначала случай дифференциальной перекачки энергии вдоль спектра продольных плазмонов.

Воспользовавшись тем, что $u_{k, k'}$ имеет резкий максимум при $k \approx k'$ в случае дифференциального рассеяния, можно из формул (3.10) и (3.11) получить среднее по направлениям волновых векторов значение величины $\bar{u}_{k, k'}$.

Для этой величины имеем соотношение:

$$\int \bar{u}_{k,k'} dk' \approx \frac{\pi \omega_{pe}^3}{18 (1 + T_e / T_i)^2 n_e^2 v_{Te}^2 k}. \quad (3.16)$$

Теперь легко вычислить и $\gamma^l(k)$. Используя закон сохранения энергии при рассеянии (3.3), находим

$$\begin{aligned} \gamma^l(l + i \rightleftharpoons l' + i') &= \frac{n_i}{6 m_i v_{Te}^2} \int \bar{u}_{k,k'} \left[\left(\frac{k^2}{k'} + k' \right) \frac{\partial W_{k'}^l}{\partial k'} + \right. \\ &\left. + \left(\frac{k^2}{k'^2} - 1 \right) W_{k'}^l \right] dk' \approx \alpha^l \frac{\partial W_k^l}{\partial k}, \end{aligned} \quad (3.17)$$

так как $k' = k$. Здесь введено обозначение очень важной для дальнейшего изложения величины — коэффициента дифференциальной перекачки по спектру продольных плазмонов:

$$\alpha^l(l + i \rightleftharpoons l' + i') = \alpha^l = \frac{\pi \omega_{pe}^3}{27 (1 + T_e / T_i)^2 n_e m_i v_{Te}^4}. \quad (3.18)$$

Соотношение (3.17) означает, что инкремент нелинейного рассеяния определяется разностью населенностей

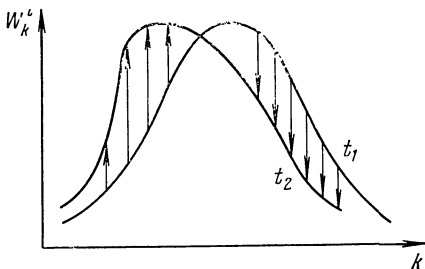


Рис. 3. Эволюция спектра ленгмюровских волн во времени ($t_2 > t_1$).

уровней плотности энергии плазменных волн в соседних участках спектра. Условие $\gamma^l > 0$ при $\frac{\partial W_k}{\partial k} > 0$ соответствует перенаселенности состояния с большей энергией (частотой или волновым числом). Рис. 3 иллюстрирует процесс эволюции пакета ленгмюровских волн из-за

дифференциальной перекачки, приводящей к его сползанию к меньшим значениям волновых чисел плазмонов.

Аналогичным образом можно рассчитать и индуцированную конверсию продольных плазмонов в поперечные и обратно. Здесь также сохраняется основное свойство: перекачка энергии идет в сторону уменьшения частоты. Иными словами, поглощаемый при рассеянии продольный плазмон имеет большую частоту, чем излученный поперечный, а поглощаемый поперечный плазмон имеет большую частоту, чем излученный продольный.

Расчет инкремента или декремента для такой конверсии аналогичен расчету для случая перекачки в спектре продольных плазмонов. Различие состоит в том, что теперь $\omega - \omega' = \pm (3v_{Te}^2/\omega_{pe})k^2$, поскольку $k_p \ll k_l$. Если пользоваться единой «продольной» шкалой волновых чисел, то для процесса индуцированной конверсии между продольными и поперечными плазмонами имеем

$$\gamma^p(l + i \rightleftharpoons p + i') = \alpha^l \frac{1}{k} \frac{\partial}{\partial k} (kW_k^l), \quad (3.19)$$

$$\gamma^l(p + i \rightleftharpoons l + i') = \alpha^l k \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{W_k^p}{k} \right). \quad (3.20)$$

Индексы « p » и « l » у величин γ указывают на то, что соответствующие γ описывают изменение числа поперечных и продольных плазмонов.

Очень существенно, что коэффициент нелинейной перекачки и в этом случае тоже равен (3.18), — до тех пор, пока мы пользуемся единой шкалой волновых чисел. Сказанное выше о связи направления перекачки с перенаселенностью в спектральных плотностях энергии остается справедливым и здесь (однако здесь требуется уже перенаселенность kW_k^l или W_k^p/k соответственно).

Поперечные плазмоны и электромагнитные волны при нелинейном рассеянии на поляризационных «шубах» ионов могут оставаться поперечными электромагнитными волнами. Здесь декремент или инкремент индуцированного рассеяния (в собственной шкале волновых чисел электромагнитных волн):

$$\gamma^p(p + i \rightleftharpoons p' + i') = \frac{\pi\omega_{pe}^3}{3(1 + T_e/T_i)^2 n_e m_i c^4} \frac{\partial W_{kp}^p}{\partial k_p}. \quad (3.21)$$

Формула (3.21) строго справедлива лишь для случая рассеяния поперечных плазмонов с частотой $\omega \approx \omega_{pe}$. Случай высокочастотных волн с $\omega \gg \omega_{pe}$ мы рассмотрим в § 5.

Теперь сделаем несколько замечаний об интегральном эффекте нелинейного рассеяния. Будем различать два случая. Пусть в процессе рассеяния в однотипные волны волновое число изменилось мало, но волновой вектор повернулся на большой угол. Такое рассеяние будем называть интегральным по угловым переменным, хотя оно и остается дифференциальным по волновым числам. Во втором случае заметно меняются и направление волнового вектора, и значение волнового числа.

Подчеркнем, что нелинейное рассеяние по угловым переменным всегда является интегральным. Именно это обстоятельство и позволяет считать плазменную турбулентность изотропной во многих практически важных случаях.

Только после изотропизации плазменных волн начинается перекачка энергии вдоль спектра от больших волновых чисел к малым. При этом происходит и перераспределение направлений волновых векторов; но для изотропной турбулентности такое перераспределение значения не имеет.

Пока в процессе перекачки выполняется условие $|k - k'| \ll k'$, рассеяние остается дифференциальным. Однако при дальнейшем уменьшении волновых чисел, т. е. при

$$k' < k_* = \frac{\omega_{pe} v_{Ti}}{3v_e^2} = \frac{1}{130} \frac{1}{d_e} \sqrt{\frac{T_i}{T_e}}, \quad (3.22)$$

рассеяние становится интегральным и для изменения волновых чисел. Величина k_* также является важным параметром плазменной турбулентности.

Волновые числа по-прежнему уменьшаются, но не постепенно, а резко, как бы скачком. В результате интегральная перекачка приводит к своеобразной конденсации плазмонов около нулевого значения волнового числа — некоему аналогу конденсации Бозе, хотя чисто классический эффект нелинейного рассеяния не имеет ничего общего с чисто квантовым эффектом конденсации Бозе — Эйнштейна.

При расчете спонтанного и индуцированного нелинейного интегрального рассеяния следует использовать выражение для u_k , введенное в (3.11). Точные формулы довольно громоздки, усредненные выражения даны в Приложении. С их помощью находим для коэффициента спонтанного излучения при рассеянии продольных плазмонов на ионах:

$$\begin{aligned}
 J_k(l+i \rightleftharpoons l'+i') &= \frac{k^2 \omega_{pe}}{2\pi^2} \int u_{k, k'} N_{k'} f_p \frac{d\mathbf{k}' d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} = \\
 &= \frac{\omega_{pe}^2}{3(2\pi)^{3/2} (1 + T_e/T_i)^2 n_e v_{Ti}} \left[\int_0^k \left(k^2 + \frac{2}{5} k'^2 \right) W_{k'}^l \frac{dk'}{k'} + \right. \\
 &\quad \left. + k \int_k^\infty \left(k'^2 + \frac{2}{5} k^2 \right) W_{k'}^l \frac{dk'}{k'^2} \right]. \quad (3.23)
 \end{aligned}$$

Для декремента и инкремента индуцированного рассеяния согласно (3.14) находим

$$\begin{aligned}
 \gamma^l(l+i \rightleftharpoons l'+i') &= \frac{(2\pi)^{1/2} T_e T_i}{8(l'_e + T_i)^2 n_e m_e v_{Ti}} \times \\
 &\times \left[\int_k^\infty (k'^2 - k^2) \left(k'^2 + \frac{2}{5} k^2 \right) W_{k'}^l \frac{dk'}{k'^3} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{k^3} \int_0^k (k^2 - k'^2) \left(k^2 + \frac{2}{5} k'^2 \right) W_{k'}^l dk' \right]. \quad (3.24)
 \end{aligned}$$

Как уже отмечалось, рассеяние на электронах всегда интегрально. Соответствующие формулы, описывающие рассеяние на электронах, аналогичны (3.23), (3.24) и имеют такой вид:

$$\begin{aligned}
 \gamma^l(l+e \rightleftharpoons l'+e') &= \frac{6 \sqrt{2\pi} v_{Te}}{5 m_e n_e \omega_{pe}^2} \left[k^2 \int_k^\infty (k'^2 - k^2) \times \right. \\
 &\quad \times \left(\frac{1}{3} k'^2 + \frac{4}{7} k^2 \right) \frac{W_{k'}^l dk'}{k'^3} - \\
 &\quad \left. - \frac{1}{k^3} \int_0^k (k^2 - k'^2) \left(\frac{1}{3} k^2 + \frac{4}{7} k'^2 \right) W_{k'}^l dk' \right]. \quad (3.24')
 \end{aligned}$$

Формула (3.24') справедлива для случая, когда волновые числа k и k' хотя и сильно различаются, но не малы по своей абсолютной величине. Если одно из них малó, то появляется компенсация и величина γ^l оказывается малой. Соответствующие выражения для инкремента γ^l и критерия малости k' приведены в § 8.

Концентрации плазмонов в фазовой области малых волновых чисел препятствует другой вид нелинейных взаимодействий — распадных, к рассмотрению которых мы и перейдем.

Распады и слияния волн в плазме. Второй вид нелинейного взаимодействия волн в плазме тоже обеспечивает перекачку энергии как внутри волн одной моды, так и между разными модами. Этот процесс принято называть распадным взаимодействием, или слиянием волн.

Физику распадного взаимодействия можно описать следующим образом. Пусть свободный электрон оказался одновременно в электрическом поле двух волн с разными волновыми векторами k_1 и k_2 и частотами ω_1 и ω_2 . Каждая из них раскачивает электрон со своей частотой, так что общее его движение может быть описано следующим уравнением:

$$m_e \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = eE_1 \cos(\omega_1 t - k_1 \mathbf{r}) + eE_2 \cos(\omega_2 t - k_2 \mathbf{r}), \quad (3.25)$$

где E_1 и E_2 — амплитуды полей обеих волн. При решении этого уравнения последовательными приближениями получим в выражении для радиуса-вектора \mathbf{r} члены, пропорциональные E_1 и E_2 (они описывают обычное рассеяние), и члены, квадратично зависящие от напряженности поля. Особый интерес представляют члены с произведением напряженностей E_1 и E_2 . Соответствующие им движения имеют частоты $\omega_1 + \omega_2$ и $\omega_1 - \omega_2$. Очевидно, что эта часть движения раскачиваемого электрона также происходит с последовательными ускорениями и замедлениями и приводит к излучению волн на частотах $\omega_1 + \omega_2$ и $\omega_1 - \omega_2$. Это и есть распадное взаимодействие или слияние волн — нелинейный эффект, вообще говоря, также связанный с рассеянием и объясняемый нелинейностью движения электрона в поле двух волн (3.25).

Решать уравнение (3.25) мы не будем. Но нетрудно убедиться, что порядок величины членов в разложении

скорости электрона $v = \frac{dr}{dt}$, пропорциональных произведению $E_1 E_2$ и симметричных относительно ω_1 и ω_2 , k_1 и k_2 , есть

$$v = \frac{e^2}{m_e^2} \left(\frac{k_1}{\omega_1} + \frac{k_2}{\omega_2} \right) \frac{E_1 E_2}{\omega_1 \omega_2}. \quad (3.26)$$

Поскольку ни одна из волн ω_1 и ω_2 не имеет какого-либо преимущества, то симметризация выражения для v всегда необходима.

Дальше можно рассуждать так. При вычислении вероятности излучения при рассеянии [формула (2.18)] мы сопоставили ее с упрощенным выражением (2.13), в котором под v понимали скорость электрона, раскачиваемого падающей волной, равную в том случае $v = eE/m_e \omega$.

Очевидно, что вероятность излучения при слиянии двух волн можно оценить подобным же образом, теперь понимая под v скорость электрона, раскачиваемого сразу обеими волнами с частотами ω_1 и ω_2 . Выражая в v^2 величины E_1^2 и E_2^2 через $W_{\omega_1}^{(1)}$ и $W_{\omega_2}^{(2)}$, получим вместо (2.19)

$$v^2 = \frac{e^4}{m_e^4} \left(\frac{k_1}{\omega_1} + \frac{k_2}{\omega_2} \right)^2 \frac{(4\pi)^2 W_{\omega_1}^{(1)} W_{\omega_2}^{(2)}}{\omega_1 \omega_2}. \quad (3.27)$$

Подставив (3.27) в (2.13), получим следующую оценку вероятности излучения волны k при слиянии волн k_1 и k_2 :

$$u_k \approx \frac{e^6}{m_e^4} \left(\frac{k_1}{\omega_1} + \frac{k_2}{\omega_2} \right)^2 \frac{2(2\pi)^7 W_{\omega_1}^{(1)} W_{\omega_2}^{(2)}}{\omega^3 \omega_1 \omega_2} \frac{n_e}{k k_1 k_2}, \quad (3.28)$$

где добавлен симметричный по волновым числам множитель $(2\pi)^3 n_e / k k_1 k_2$, учитывающий когерентность процесса излучения. В самом деле, поскольку в генерации излучения принимают участие не отдельные электроны, раскачиваемые волнами с волновыми числами k_1 и k_2 , а группы электронов в объеме, грубо говоря, равном $\lambda^3 = (2\pi/k)^3$, то вероятность излучения должна быть умножена на фактор когерентности $n_e \lambda^3$ или, в силу симметризации — на $(2\pi)^3 n_e / k k_1 k_2$.

Точные выражения для вероятностей распадов, усредненные по углам, даны в Приложении. Здесь рассмот-

рим только наиболее важные случаи, необходимые для дальнейшего.

Естественно, что при слияниях и распадах волн должны выполняться законы сохранения энергии и импульса всех участвующих в процессе волн:

$$\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad k = k_1 + k_2. \quad (3.29)$$

Из законов сохранения следует, что при слиянии двух продольных ленгмюровских плазмонов может образоваться только поперечная (но не продольная) электромагнитная волна с частотой $\omega \approx 2\omega_{pe}$ (принято, что $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). Закон сохранения импульса накладывает ограничения на волновые числа взаимодействующих плазмонов. Допустим, что волновое число одного из плазмонов много больше $k = \sqrt{3} \omega_{pe}/c$ — волнового числа поперечной волны, образовавшейся при слиянии. Тогда очевидно, что и второй продольный плазмон должен иметь волновое число, близкое к волновому числу первого плазмона, причем оба волновых вектора должны быть почти антипараллельны — только в этом случае они в сумме дадут малый волновой вектор поперечной волны. Итак, если $k_1 \gg \sqrt{3} \omega_{pe}/c$, то $k_1 \approx -k_2$.

Если же волновое число одного из продольных плазмонов много меньше $\sqrt{3} \omega_{pe}/c$, то у второго продольного плазмона волновое число должно быть близким к волновому числу поперечной электромагнитной волны, т. е. при $k_1 \ll \sqrt{3} \omega_{pe}/c$ имеем $k_2 \approx k \approx \sqrt{3} \omega_{pe}/c$. Подчеркиваем, что результирующая поперечная волна распространяется в направлении большего волнового вектора продольных плазмонов.

Коэффициент излучения поперечной волны с некоторой заданной частотой ω , близкой к $2\omega_{pe}$, определяется произведением спектральных плотностей энергий продольных плазмонов $W'_{k_1} W'_{k_2}$ со значениями волновых чисел k_1 и k_2 , определяемыми законами сохранения (3.29). Выражение для коэффициента излучения, рассчитанного на единичный интервал волновых чисел или единичный интервал частот, имеет довольно сложный вид. Запишем сразу выражение для полной (проинтегрированной по частотам) мощности излучения, генерируемой при слиянии

продольных плазмонов:

$$J(l_1 + l_2 \rightarrow t) = \int J_\omega d\omega \approx \frac{\pi V\sqrt{3}}{3} \frac{\omega_{pe}^2}{n_e m_e c^3} \times \\ \times \left[W^l_{\sqrt{3}\frac{\omega_{pe}}{c}} \int_0^{\sqrt{3}\frac{\omega_{pe}}{c}} W^l_{k_1} dk_1 + \frac{12}{5} \int_{\sqrt{3}\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_d} (W^l_{k_1})^2 \left(\frac{\omega_{pe}}{ck_1}\right)^2 dk_1 \right], \quad (3.30)$$

где $W^l_{\sqrt{3}\frac{\omega_{pe}}{c}}$ — значение спектральной плотности энергии продольных плазмонов при $k = \sqrt{3} (\omega_{pe}/c)$, $k_d \approx \approx 1/d_e$ — максимальное волновое число продольных плазмонов. Записанное выражение удобно для приложений, однако оно является приближенным, а именно, в области $0 < k_1 < \sqrt{3} \omega_{pe}/c$ приведен предельный вид подынтегрального коэффициента, справедливый при $k_1 \ll \omega_{pe}/c$, а в интервале $k_1 > \sqrt{3} \omega_{pe}/c$ — предельный вид соответственно для $k \gg \omega_{pe}/c$.

Соотношение (3.30) показывает, что наибольшая мощность излучения генерируется при слиянии продольных плазмонов с $k_1 \approx k_2 \approx \sqrt{3} \omega_{pe}/c$. Наибольшая часть энергии поперечного излучения сосредоточена в относительно узком интервале частот:

$$\frac{\Delta\omega^t}{\omega^t} \approx 3 \frac{v_{Te}^2 k_1^2}{\omega_{pe}^2} \approx 9 \frac{v_{Te}^2}{c^2}. \quad (3.31)$$

Комбинируя (3.30) и (3.31), легко получить оценку и спектральной мощности излучения: $J_\omega \approx J/\Delta\omega^t$.

Слияние двух продольных плазмонов в поперечную волну соответствует еще одному механизму поглощения ленгмюровских волн. Декременты затухания для обоих интервалов волновых чисел:

$$\gamma^l(l_1 + l_2 \rightarrow t) = -\beta^l \frac{W^l_{k_1}}{k_1^2} = -\frac{V\sqrt{3}\pi}{5} \frac{\omega_{pe}^4}{n_e m_e c^5} \frac{W^l_{k_1}}{k_1^2} \quad (3.32) \\ \left(\sqrt{3} \frac{\omega_{pe}}{c} \ll k_1 < k_d \right);$$

и

$$\gamma^l(l_1 + l_2 \rightarrow t) = - \frac{\pi}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{\sqrt{3}} \frac{W^l}{n_e m_e c^3} \sqrt{\omega_{pe}/c} \quad (3.33)$$

$$\left(0 < k_1 \ll \sqrt{3} \frac{\omega_{pe}}{c}\right).$$

В последнем случае декремент затухания не зависит от волнового числа, как и в случае столкновительного затухания, так что учет обоих поглощений, столкновительного и радиационного, можно для $k_1 \ll \omega_{pe}/c$ проводить одинаковым образом.

Обратный распад электромагнитной волны с частотой, близкой к $2\omega_{pe}$, на два продольных плазмона приводит к ее поглощению. Этот процесс возможен только тогда, когда частота волны удовлетворяет неравенству:

$$k_d \approx \frac{\omega_{pe}}{v_{Te}} > k_1 = \sqrt{\frac{\omega_{pe}(\omega - 2\omega_{pe})}{3v_{Te}^2}}. \quad (3.34)$$

Декремент поглощения электромагнитных волн при этом распаде:

$$\gamma^l(t \rightarrow l_1 + l_2) = - \frac{\pi}{30} \frac{\omega_{pe}^3}{n_e m_e c^2} \frac{W_{k_1}^l}{v_{Te}^2 k_1}, \quad (3.35)$$

где $k_1 \gg \omega_{pe}/c$ задается (3.34).

В дальнейшем часто будут использоваться еще два важных процесса распадов и слияний.

Продольный плазмон в неизотермической плазме (при $T_e \gg T_i$) может распадаться на другой продольный плазмон и ионнозвуковую волну. В обратном процессе при слиянии продольных плазмонов с ионнозвуковыми волнами также образуются продольные плазмоны. Изменение частот продольных плазмонов при этих процессах меньше ω_{pi} , т. е. очень мало, а следовательно, мало меняются и волновые числа продольных плазмонов. Поэтому баланс слияний и распадов продольных плазмонов и ионнозвуковых волн описывается дифференциальным коэффициентом перекачки, так же как и дифференциальное рассеяние продольных плазмонов на тепловых ионах. Имеем (при $k > k_* \sqrt{T_e/T_i}$):

$$\gamma^l(l \rightarrow l' \pm s) = \alpha^{ls} \frac{\partial W_k^l}{\partial k} = \frac{\pi \omega_{pe}^3}{27 n_e m_i v_{Te}^4} \frac{\partial W_k^l}{\partial k}. \quad (3.36)$$

Отметим, что α^{ls} в (3.36) отличается от α^l в (3.18) заменой множителя $(1 + T_e/T_i)^2$ на единицу. Это означает следующее. В изотермической плазме ионнозвуковые волны не возбуждаются, и поэтому в ней перекачка энергии по спектру продольных плазмонов осуществляется нелинейным рассеянием на тепловых ионах. Если электронная температура начинает превосходить ионную, то эффективность нелинейной перекачки падает. Однако, когда будет выполнено условие $T_e \gtrsim 3T_i$, распадная перекачка энергии продольных плазмонов станет возможной и эффективность этой перекачки будет даже большей (в четыре раза), чем в изотермической плазме. В остальном перекачка энергии продольных плазмонов при распадном взаимодействии обладает теми же свойствами, что и перекачка энергии при нелинейном рассеянии на ионах.

Второй важный для плазменной астрофизики распадный процесс — слияние и распад высокочастотных электромагнитных волн $\omega \gg \omega_{pe}$, в результате которого рождаются продольные плазмоны. При выполнении условий $k_l \ll k_t = \omega/c$ этот процесс тоже имеет дифференциальный характер (при учете баланса слияний и распадов). Очевидно, что процессы распада поперечной электромагнитной волны на продольный плазмон и другую поперечную волну идут и в нетурбулентной плазме. В этом случае процесс приводит к постепенной перекачке энергии электромагнитных волн в низкочастотную область спектра с декрементом

$$\gamma^l(t \rightarrow t' \pm l) = \frac{2\pi^2}{3} \frac{\omega_{pe}^4}{n_e m_e c^3} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{I_\omega}{\omega} \right) = \alpha^l \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{I_\omega}{\omega} \right), \quad (3.37)$$

где, напомним, I_ω — спектральная интенсивность высокочастотного излучения. Этот процесс, по-видимому, играет большую роль в определении уровня энергии электромагнитного излучения в мощных космических источниках.

В космических условиях в распадных взаимодействиях принимают участие и другие типы плазменных волн — вистлеры, альвеновские волны и т. п. Некоторые случаи мы рассмотрим в последующих главах, вероятности других процессов даны в Приложении.

Распадные процессы не ограничиваются трехплазмонными взаимодействиями. Возможны и четырехплазмонные

взаимодействия, когда один плазмон распадается на три других или два плазмона превращаются в два других. Здесь еще больше разных вариантов, но особенно важны такие взаимодействия, которые запрещены в трехплазмонных взаимодействиях. Например, два продольных плазмона не могут при слиянии превратиться в один продольный плазмон при трехплазмонном взаимодействии, но зато они могут превратиться в два других продольных плазмона при четырехплазмонных взаимодействиях.

Расчет четырехплазмонных взаимодействий весьма громоздок, но оценочные формулы могут быть получены тем же методом, что и при трехплазмонных взаимодействиях. Грубая оценка коэффициента излучения при четырехплазмонном взаимодействии ленгмюровских волн дает

$$J_k(l + l' \rightleftharpoons l_1 + l'_1) \approx 0,1 \frac{\omega_{pe}^3}{n_e^2 m_e^2 v_{Te}^6} (W_k^l)^3. \quad (3.38)$$

Формула (3.38) справедлива, строго говоря, только тогда, когда волновые числа всех четырех плазмонов примерно одинаковы. Если у двух плазмонов волновые числа заметно меньше, чем у двух других (например, $k \ll k_1$), то вместо (3.38) имеем

$$J_k(l + l' \rightleftharpoons l_1 + l'_1) \approx 0,1 \frac{\omega_{pe}^3}{n_e^2 m_e^2 v_{Te}^6} \frac{k}{k_1} W_k^l (W_{k_1}^l)^2. \quad (3.39)$$

Такой же порядок имеют и коэффициенты излучения при четырехплазмонных взаимодействиях продольных и поперечных плазмонов, если выразить все волновые числа в единой шкале.

При слабой турбулентности $W \ll n_e T_e$ роль взаимодействий более сложных, чем трех- или четырехплазмонное, несущественна. Сравнительная роль нелинейного рассеяния и распадного взаимодействия различна при разных условиях в плазме и даже в одной и той же плазме, но при разных волновых числах.

Мы рассмотрели два основных механизма — нелинейное рассеяние и распадные процессы, — обеспечивающих перекачку энергии между плазменными волнами, как принадлежащими к одному типу, так и разнотипными.

В плазме, где есть примесь быстрых надтепловых частиц, последние также могут участвовать в перекачке энергии. Этот случай рассмотрен в гл. III. Как известно [см., например, Денисов (1956), Моисеев (1966), а также книгу Железнякова (1964) и обзор Голанта и Пилия (1971) и др.], в плавнонеоднородной среде тоже возможна взаимная трансформация волн. Вероятность такой трансформации обычно пропорциональна $(kR)^{-1}$, где k — волновое число, R — характерный размер неоднородности. В некоторых случаях эта вероятность может быть больше, порядка $(kR)^{-2/3}$. Но все равно, космическая плазма настолько однородна в масштабах порядка длины волны, что практически в большей части приложений этим эффектом можно пренебречь.

Важно подчеркнуть следующее. Нелинейные процессы перекачки энергии между различными плазменными волнами есть внутреннее свойство плазмы, не зависящее от того, каким путем и сколько энергии плазме передается от внешних источников. Поэтому, задавая только мощность турбулизации, определяемую внешними источниками турбулентности, и пользуясь приведенным здесь коэффициентом перекачки энергии между волнами различных типов, можно, по крайней мере в принципе, построить все спектры плазменной турбулентности. Основным положениям теории плазменной турбулентности посвящен следующий параграф.

§ 4. Типы, спектры и возбуждение плазменной турбулентности

В космических условиях, так же как и в лабораторных условиях, всегда есть источники, возбуждающие плазменные волны различных видов. В плазме же эти волны и поглощаются. Если мощность источников невелика, что почти всегда бывает, когда имеет место лишь спонтанное излучение, то плотность энергии плазменных волн имеет порядок уровня тепловых флуктуаций, т. е. по крайней мере в N_d раз меньше тепловой энергии частиц плазмы.

Плазменные волны спонтанного происхождения обычно поглощаются на тех же частотах и волновых числах, на которых они возбуждаются. Перекачки энергии по

спектру и конверсии из одной моды в другую здесь почти нет.

Однако, если мощность источников излучения плазменных волн велика, в частности, когда проявляются индуцированные механизмы излучения (раскачка из-за неустойчивостей), уровень энергии плазменных волн быстро растет и нелинейное взаимодействие становится определяющим. Энергия, переданная источником возбуждения одному из типов волн в узком интервале волновых векторов, перераспределяется по всему допустимому фазовому объему как этой моды плазменных волн, так и передается другим модам плазменных волн, т. е. развивается плазменная турбулентность.

Очевидно, что у нее много общего с обычной гидродинамической турбулентностью. Поэтому мы сначала кратко напомним свойства крупномасштабной динамической турбулентности.

Известно, что в несжимаемых жидкостях (или газах, если скорость движений много меньше скорости звука) турбулентность представляет собой совокупность вихрей различных масштабов. Перераспределение энергии между ними также связано с нелинейностью уравнений гидродинамики. При исследовании турбулентности несжимаемой жидкости обычно имеют дело со следующей постановкой задачи. Вводят понятие волнового числа вихрей k , связанного с их масштабом λ обычным соотношением $k = 2\pi/\lambda$ (подчеркнем, что это вихревые движения, а не волны, несмотря на термин «волновые числа»). В подавляющем большинстве конкретных задач можно считать, что внешние источники турбулизации передают энергию с мощностью Q вихрям наибольшего масштаба λ_0 (или $k_0 = 2\pi/\lambda_0$). Затем энергия постепенно перекачивается в вихри меньших масштабов. Возникает как бы поток энергии через всю иерархию вихрей от меньших к большим k . В вихрях очень малых масштабов $k_v \approx 2\pi/\lambda_v$ энергия диссипирует из-за вязкости. Величина потока энергии через иерархию вихрей равна мощности источников турбулизации и полностью определяет универсальный спектр энергии турбулентности в интервале волновых чисел $k_0 \ll k \ll k_v$, называемом инерционным. Величина k_v зависит от коэффициентов вязкости, k_0 определяется геометрией среды и структурой

источников турбулизации. Спектральная плотность энергии универсального колмогоровского спектра в инерционном интервале волновых чисел равна

$$W_k = 1,3 \frac{Q^{2/3} \rho^{1/3}}{k^{5/3}}, \quad (4.1)$$

где ρ — плотность жидкости. Увеличение мощности источников увеличивает плотность турбулентной энергии (и изменяет инерционный интервал), но не меняет характер спектра в этом интервале.

Отделение фазовых областей спектра волновых чисел, в которых происходит генерация пульсаций, от фазовой области их гибели является необходимым элементом всякой турбулентности, в том числе и плазменной. Действительно, в той области спектра, где происходит генерация плазменных волн, их поглощение всегда слабее излучения, и интенсивность волн нарастала бы до бесконечности, если бы не было либо ухода волн из среды (для многих плазменных волн это невозможно из-за их малой групповой скорости), либо перекачки энергии в другую область спектра, где эти волны и гибнут.

Отличительной чертой плазменной турбулентности является то, что в плазме имеются собственные частоты. Это не позволяет строить теорию на основании одних только соображений размерности, но зато дает возможность продвинуться дальше в расчете нелинейных взаимодействий и развить тем самым более полную математическую теорию. Нелишне напомнить, что в математической теории турбулентности несжимаемой жидкости так и не удалось продвинуться сколько-нибудь далеко. В принципе математическое упрощение теории плазменной турбулентности связано со следующей особенностью. Плазменные волны имеют малый относительный декремент (γ/ω), т. е. волна успеет совершить много колебаний, прежде чем она затухнет или передаст энергию другой волне. У вихря в несжимаемой жидкости $\gamma \approx \omega$ — он совершит мало оборотов, прежде чем затухнет или передаст энергию другим вихрям. Наличие малого параметра γ/ω и дает возможность построить математическую теорию плазменной турбулентности.

Несмотря на эти различия, динамической и плазменной турбулентности присуще общее: их спектры в широком

диапазоне волновых чисел могут определяться одним параметром Q . Это, кстати, важно для плазменной астрофизики, где всегда желательно иметь в теории как можно меньше задаваемых параметров.

Правда, в случае плазменной турбулентности Q можно считать единственным параметром, только если эта турбулентность изотропна. Подобное ограничение имеется и в теории динамической турбулентности, но там изотропия вихрей является естественной и подтверждается измерениями. Вопрос об изотропии плазменной турбулентности гораздо сложнее.

Если нет сильного внешнего магнитного поля, то плазменные волны достаточно быстро изотропизируются самими нелинейными взаимодействиями, поэтому в том интервале волновых чисел, где энергия передается от одних волн к другим (эквивалентном инерционному интервалу динамической турбулентности), плазменную турбулентность можно считать изотропной. В сильном внешнем магнитном поле анизотропия возникает и поддерживается естественным путем, особенно если учесть, что ряд волн переносит энергию преимущественно вдоль поля (§ 1). Но все же и здесь нелинейные взаимодействия часто стремятся расширить угловой спектр плазменных волн, и вряд ли он остается очень узким. Впрочем, в некоторых условиях в магнитном поле нелинейные взаимодействия уменьшают угловой спектр. Во всяком случае при первых астрофизических оценках можно считать, что анизотропия не вносит очень существенных поправок. Наконец, можно сформулировать теорию и с учетом анизотропии.

Как мы увидим, введение только одного параметра Q позволяет без дополнительных предположений рассчитать все следствия плазменных волн, в том числе и поток электромагнитной энергии. Сравнением с наблюдениями можно восстановить всю картину плазменной турбулентности и оценить необходимое значение Q .

Характер плазменной турбулентности определяется также и механизмом диссипации энергии возбужденных плазменных волн. Будем различать три типа турбулентности:

а) энергия плазменных волн преимущественно диссипирует в тепло как при электронно-ионных столкнове-

ниях, так и благодаря затуханию Ландау. Будем называть этот случай турбулентным нагревом;

б) заметная (хотя, может быть, и не наибольшая) часть энергии плазменных волн уходит на ускорение частиц — это ускорительная плазменная турбулентность;

в) существенная часть энергии всех видов плазменных волн трансформируется в электромагнитные волны — как поперечные плазмоны, так и в высокочастотное излучение. Назовем этот случай радиационной плазменной турбулентностью.

Надо подчеркнуть, что и в двух последних случаях большая часть энергии все же уходит на нагрев плазмы. Даже в процессе перекачки энергии по спектру непрерывно происходит тепловая диссипация. Например, при нелинейном рассеянии постепенно уменьшается частота, а следовательно, и энергия волн. Избыток энергии передается рассеивающим частицам.

Для плазменной астрофизики интересны все три вида турбулентности, но особенно важны два последних типа. Заметим, что оба они связаны между собой, так как ускорение частиц увеличивает возможности для трансформации плазменных волн в высокочастотные электромагнитные волны, которые легче уходят из области турбулизации.

Тип турбулентности зависит от значения Q , а также от длительности ее существования. С течением времени один тип турбулентности переходит в другой. Например, по мере накопления ускоренных частиц турбулентность из ускорительной может превратиться в радиационную.

Перейдем к анализу спектров плазменной турбулентности. Знание полных выражений для спектральных плотностей энергии, вообще говоря, существенно для многих задач плазменной астрофизики. Но их не всегда легко получить, и во многих случаях приходится ограничиваться лишь качественными представлениями о ходе W_k и количественной оценкой только полной энергии плазменной турбулентности. Поэтому мы ограничимся изложением метода и описанием двух-трех простейших, но важных случаев, отсылая читателя за подробностями о других спектрах к литературе [Кадомцев (1964), Цытович (1971а)].

Задача определения спектра плазменной турбулентности сводится к нахождению спектральной функции

W_k , которая может зависеть в общем случае от семи аргументов: времени t , трех пространственных координат r и трех компонент волнового вектора k . Однако в подавляющем большинстве задач плазменной астрофизики нет необходимости в столь подробном исследовании, и поэтому можно ограничиться меньшим числом аргументов.

Наибольший интерес представляет случай стационарной турбулентности, когда спектральная функция меняется медленнее, чем, например, характерное время перекачки энергии по спектру. Почти всегда можно считать, что система меняется быстрее всего вдоль какой-либо одной координаты. Впрочем, в силу того, что групповые скорости плазменных волн малы, изменение W_k с координатой (даже одной) часто оказывается мало существенным.

Как уже отмечалось, в развитой плазменной турбулентности волновые векторы, как правило, распределены более или менее изотропно. Поэтому можно считать, что W_k зависит только от волнового числа k . В другом крайнем случае, — одномерной турбулентности, — W_k также зависит от одной величины. Поэтому при астрофизической постановке задач чаще всего можно считать W_k функцией одного аргумента — волнового числа. При этом всегда можно определить область пространства, интервал времени и телесный угол направлений волновых векторов, в которых можно пренебречь зависимостью W_k от других параметров.

Основной задачей теории плазменной турбулентности является составление уравнений баланса для W_k , описывающих кинематическое изменение W_k из-за распространения плазмонов в пространстве и времени $\frac{dW_k}{dt}$ ($\frac{d}{dt}$ — полная производная), поглощения и генерации плазмонов и их нелинейной трансформации.

Полное изменение функции W_k со временем состоит из суммы трех членов, которые мы сейчас выпишем, предполагая для простоты турбулентность одномерной как в геометрическом пространстве (по оси x), так и в пространстве волновых векторов. Тогда имеем (например, для продольных плазмонов):

$$\frac{dW_k^l}{dt} = \frac{\partial W_k^l}{\partial t} + v_g \frac{\partial W_k^l}{\partial x} - \frac{\partial(\omega(k))}{\partial x} \frac{\partial W_k^l}{\partial k}. \quad (4.2)$$

Первый член (4.2) определяется явной зависимостью спектральной плотности от времени, второй отражает перенос энергии плазменных волн в пространстве. Напомним, что групповые скорости почти всех плазменных волн (в том числе, например, и поперечных плазмонов) очень малы, и поэтому этот член редко нужно учитывать. Критерием для его учета является сравнение v_g/R (где R — характерный размер системы) с инкрементом или декрементом плазменной волны.

На третьем члене надо остановиться подробнее. Как известно, при распространении в любой неоднородной среде частота монохроматической волны в оптико-геометрическом приближении не меняется. Например, для продольного плазмона $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_{Te}^2 k^2 = \text{const}$ на протяжении всего пути. В неоднородной среде, однако, меняются $\omega_{pe}^2 \sim n_e$ и $v_{Te}^2 \sim T_e$, т. е. должно меняться волновое число продольного плазмона. Предполагая, что среда неоднородна только по электронной концентрации, имеем из условия сохранения ω^2 :

$$\frac{\partial k}{\partial x} = -\frac{\omega_{pe}}{3v_{Te}^2 k} \frac{\partial \omega_{pe}}{\partial x} = -\frac{1}{v_g} \frac{\partial \omega_{pe}}{\partial x}. \quad (4.3)$$

Таким образом, мы должны учесть, что плазменные волны уходят из данного интервала волновых чисел (и соответственно уменьшают W_k^l) вследствие неоднородности среды, в которой они распространяются. Два последних члена в (4.2) определяют просто полное изменение W_k^l по координате, состоящее как из явной зависимости от x , так и неявной зависимости через изменение волновых чисел. Знак третьего члена в (4.2) определяется тем, что волновое число, а следовательно, и ω_{pe} увеличиваются при уменьшении электронной концентрации.

Если спектральная плотность энергии плазменной турбулентности рассчитывается на единичный интервал частот, то третий член, разумеется, отсутствует:

$$\frac{dW_\omega}{dt} = \frac{\partial W_\omega}{\partial t} + v_g \frac{\partial W_\omega}{\partial x}. \quad (4.4)$$

Описанный эффект ухода волн из заданного интервала волновых чисел из-за неоднородности плазмы оказывается существенным в некоторых астрофизических задачах.

Кинетические уравнения плазменной турбулентности представляют собой выражения, в левой части которых стоит $\frac{dW_k}{dt}$, а в правой части — изменение W_k вследствие излучения и поглощения этих волн всеми возможными механизмами (тормозные, затухание Ландау, черенковское излучение), перекачки энергии по спектру и трансформации волн из одной моды в другую.

В многомодовой турбулентности составляется система таких уравнений с зацепляющимися членами, описывающими переход энергии от одной моды к другой. Кроме того, в полную систему уравнений плазменной турбулентности включаются и кинетические уравнения для функций распределения частиц плазмы по импульсам.

Во многих случаях можно пренебрегать теми или иными уравнениями, например, считать, что функция распределения частиц основной плазмы максвелловская. Очень часто встречается случай, когда возбуждены до больших плотностей энергии только один или два типа плазменных волн. В этих случаях проблема заметно упрощается. В последующих главах, посвященных рассмотрению конкретных объектов, мы решим несколько таких самосогласованных задач, здесь же рассмотрим несколько простейших примеров, когда можно считать функцию распределения частиц заданной, а турбулентность — возбужденной лишь на одной или двух типах волн.

Турбулентность ленгмюровских волн (продольных плазмонов). С точки зрения плазменной астрофизики — это один из наиболее важных примеров турбулентности в плазме. Кроме того, анализ турбулентности продольных плазмонов можно провести сравнительно просто.

Не будем сразу выписывать полные уравнения этой задачи. Нагляднее и проще рассматривать их «по частям».

Предположим, что некоторым источником, который не будем специализировать, возбуждаются ленгмюровские волны в небольшом интервале волновых чисел Δk_g около значения k_g ; назовем эту величину волновым числом генерации турбулентности. Предположим, далее, что фазовая скорость этих волн больше bv_{Te} (тогда можно пренебречь нелинейным рассеянием на электронах), но меньше $130 v_{Te}$ (тогда нелинейное рассеяние на ионах имеет дифференциальный характер).

После возбуждения продольные плазмоны могут: поглотиться из-за столкновений; перекачаться в область меньших волновых чисел; превратиться в поперечные плазмоны; сливаясь с другими продольными плазмонами, образовать электромагнитные волны на частоте $\sim 2\omega_{pe}$; испытать четырехплазмонное взаимодействие; распасться на другой продольный плазмон и низкочастотную плазменную волну; поглотиться быстрой частицей и ускорить ее.

Разумеется, нет пужды в рамках одной задачи учитывать все эти возможности. Ограничим ее постановку. Предположим, что среда прозрачна для поперечных плазмонов, тогда плотность их энергии мала; индуцированной конверсией продольных плазмонов в поперечные можно пренебречь (противоположный случай будет рассмотрен в § 8), а спонтанная конверсия всегда меньше, чем затухание из-за столкновений. Предположим также, что среда «прозрачна» и для быстрых частиц; тогда потери на ускорение также несущественны.

Нелинейное рассеяние и четырехплазмонное взаимодействие сравнимы по своей эффективности только в узком интервале волновых чисел около некоторого значения k_s . Вне этого интервала следует учитывать либо только нелинейное рассеяние (при $k > k_s$), либо, в основном, только четырехплазмонное взаимодействие ($k < k_s$). Далее, величину k_s следует сравнить с волновым числом k_* (3.22).

Если $k_s < k_* < k_g$, то спектр турбулентности состоит из интервалов: дифференциальной перекачки энергии при нелинейном рассеянии на ионах ($k_* < k < k_g$); интегральной перекачки энергии при рассеянии на ионах ($k_s < k < k_*$); области четырехплазмонного взаимодействия ($0 < k < k_s$). Если $k_s < k_*$, то интегральная перекачка при рассеянии на ионах мало существенна. При индуцированной перекачке энергии волновое число продольных плазмонов только уменьшается: поэтому, если в плазме возбуждаются волны с $k < k_g$, индуцированной перекачки энергии в области спектра с $k > k_g$ нет. Но спонтанная перекачка энергии в эту область спектра возможна. Здесь спонтанное нелинейное рассеяние на ионах мало существенно, поскольку при каждом акте рассеяния изменение волнового числа мало, но нелинейное рассеяние на электронах, хотя и сильно ослабленное компенсацией компто-

новским рассеянием, в силу его интегрального характера все же может далеко «продвинуть» некоторый уровень энергии плазменных волн в область больших k .

Будем рассматривать каждый интервал волновых чисел отдельно. В интервале $k_g > k > k_*$ (предположим, что $k_* > k_s$) основными процессами являются: нелинейная индуцированная перекачка энергии вдоль спектра [инкремент (3.17)], потеря плазмонов на слияние с образованием электромагнитной волны $\omega \approx 2\omega_{pe}$, уходящей, по условию, из области турбулентности [декремент (3.32)], и затухание из-за столкновений. Поэтому основное кинетическое уравнение турбулентности продольных плазмонов в этом интервале имеет такой вид:

$$\frac{dW_k^l}{dt} = Q_k^l - \nu_e W_k^l - \beta^l \left(\frac{W_k^l}{k} \right)^2 + \alpha^l W_k^l \frac{\partial W_k^l}{\partial k}. \quad (4.5)$$

Здесь Q_k^l — спектральная мощность источников турбулизации. Эта величина считается заданной. Зависимость Q_k^l от волновых чисел обычно достаточно сложна (как ее рассчитывать, мы опишем ниже), но она сейчас не представляет особого интереса. Достаточно считать, что

$$\left. \begin{aligned} Q_k^l &\neq 0 && \text{при } k_g \leq k \leq k_g + \Delta k_g, \\ Q_k^l &= 0 && \text{при } k < k_g, k_g + \Delta k_g < k. \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

Начнем исследование уравнения (4.5) со стационарного случая $\left(\frac{dW_k^l}{dt} = 0 \right)$. В спектральной области генерации продольных плазмонов $k_g \leq k \leq k_g + \Delta k_g$ их поглощение должно быть слабым, иначе не будет и самой генерации. Опустим поэтому для этой области второй и третий члены в (4.5) и оставим только возбуждение плазменных волн и откачку их из этого интервала из-за нелинейных взаимодействий. Поскольку откачка идет в сторону меньших волновых чисел, то, пренебрегая пока спонтанным рассеянием в область больших k , примем $W_k^l = 0$ при $k > k_g + \Delta k_g$.

Тогда, решая (4.5), находим

$$W_k^l = \sqrt{\frac{2}{\alpha^l} \int_{k_g}^{k_g + \Delta k_g} Q_k^l dk}. \quad (4.7)$$

Здесь учтено, что α^l не зависит от волновых чисел.

При $k \approx k_g$ спектральная плотность энергии продольных плазмонов достигает первого максимума:

$$\begin{aligned} W_{k_g}^l &= \sqrt{\frac{2}{\alpha^l} \int_{k_g}^{k_g + \Delta k_g} Q_k^l dk} = \sqrt{\frac{2}{\alpha^l} Q^l} = \\ &= \sqrt{\frac{54m_i}{\pi m_e} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \left(\frac{Q^l}{n_e l' e \omega_{pe}}\right)^{1/2} \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}} n_e T_e} = \\ &= \sqrt{\frac{6}{\pi} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}}\right)^{1/2} \frac{n_e T_e}{k_*}} \approx 3 \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}}\right)^{1/2} \frac{n_e T_e}{k_*}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

В последнем равенстве принято $T_e = T_i$. Хотя в космических условиях вполне возможна и неизотермическая плазма, но, как отмечалось в § 3, тогда вместо пелипейного рассеяния перекачка определяется распадным процессом $l \rightarrow l \pm s$ и величина $1 + T_e/T_i$ все равно не слишком отличается от единицы.

В области меньших волновых чисел $k < k_g$ генерации продольных плазмонов уже нет, но остается поглощение, которое будет уменьшать W_k^l в процессе дальнейшей перекачки по спектру волновых чисел. Если это поглощение слабое, то спектр W_k^l мало меняется при уменьшении k до $k_* = 1/130 d_e$ и остается близким к (4.8). Это простое решение, полученное в работе Липеровского и Цытовича (1969), часто будет использовано в дальнейшем.

Электронно-ионные столкновения приводят к некоторому наклону кривой спектральной плотности продольных плазмонов, т. е. к линейному уменьшению W_k после достижения первого максимума. Действительно, оставляя в (4.5) второй и четвертый члены, имеем

$$\frac{\partial W_k^l}{\partial k} = \frac{108}{\pi} m_i l' T_e \omega_{pe} = \frac{v_e}{\alpha^l}. \quad (4.9)$$

Любопытно, что величина этого наклона не зависит от параметров возбуждения турбулентности. Если $k_g \frac{\partial W_k}{\partial k}$ много меньше спектральной плотности энергии плоского спектра, т. е. если

$$\frac{Q^l}{k_g^2} \gg \frac{54}{\pi} \frac{m_i v_{Te} \omega_{pe}^2}{N_d}, \quad (4.10)$$

то столкновительное затухание турбулентности продольных плазмонов несущественно. В противном случае турбулентность практически не успеет развиваться.

Поглощение продольных плазмонов при слиянии их с образованием поперечной волны $\sim 2\omega_{pe}$ становится существенным только при малых волновых числах (поскольку эффект пропорционален k^{-2}). Из-за различной зависимости от k можно разделить области столкновительного и радиационного затухания. Для последнего имеем, оставляя в (4.5) третий и четвертый члены [Цытович (1969б)]:

$$\begin{aligned} W_k^l &= W_{k_g}^l \exp \left[-\frac{\beta^l}{\alpha^l} \left(\frac{1}{k} - \frac{1}{k_g} \right) \right] = \\ &= W_{k_g}^l \exp \left[-k_r \left(\frac{1}{k} - \frac{1}{k_g} \right) \right], \end{aligned} \quad (4.11)$$

где $W_{k_g}^l$ определяется плоским спектром, а параметр радиационного затухания:

$$k_r = \frac{\beta^l}{\alpha^l} = \frac{108 \sqrt{3}}{5} \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^4 \frac{\omega_{pe}}{c}. \quad (4.12)$$

При $k < k_r$ спектр круто обрывается и экспоненциально спадает. В этом случае большая часть энергии турбулентности продольных плазмонов уходит не в тепло, а в излучение.

Рассматриваемый пример представляет собой, вероятно, один из наиболее эффективных механизмов генерации лучистой энергии на частотах $\sim 2\omega_{pe}$. Правда, условия для осуществления радиационного спектра (4.11) достаточно жесткие. Во-первых, такое слияние продольных плазмонов имеет место, если их волновые числа велики,

т. е. $k_r \gtrsim \sqrt{3\omega_{pe}}/c$. Сопоставляя это условие с (4.12), имеем

$$\frac{108}{5} \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^4 \gg 1. \quad (4.13)$$

Во-вторых, слияние должно быть заметным в области дифференциальной перекачки. Полагая $k_r \gg k_*$, находим второе условие, которое фактически совпадает с (4.13). Оба критерия выполняются только в горячей плазме. В частности, для изотермической водородной плазмы из (4.13) следует:

$$T_e \approx T_i \gg 3 \cdot 10^7 \text{ град}. \quad (4.14)$$

В солнечной короне такой горячей плазмы нет, но в других объектах она возможна. Однако, если (4.13) не выполнено, это еще не значит, что турбулентность не может быть радиационной. Просто это означает, что радиационные потери не смогут поглотить энергию плазмонов в течение их трансформации вплоть до области интегральной перекачки.

И, наконец, рассматриваемый эффект радиационной турбулентности возможен только тогда, когда обратным распадом электромагнитных волн на два продольных плазмона можно пренебречь. Это означает, что размер области турбулентности должен быть достаточно мал. Критерий для размера области плазменной турбулентности имеет такой вид:

$$R < v_g^t / \gamma^t(k_r) \approx c / \gamma^t(k_r),$$

где $\gamma^t(k_r)$ — декремент затухания электромагнитных волн из-за распада на продольные плазмоны, определенный формулой (3.35) при $k_1 = k_r$.

В реальных астрофизических условиях плазменная турбулентность имеет плоский спектр, обрывающийся при $k = k_r$, если температура плазмы велика, а размер области турбулентности не слишком велик. При более низкой температуре или относительно больших размерах этой области плоский спектр тянется в область больших фазовых скоростей до тех пор, пока не включатся другие механизмы перекачки энергии по спектру. При большой

роли столкновений становится заметным и наклон спектра.

Теперь перейдем в область малых волновых чисел и предположим сначала, что $k_s < k_*$. Не будем выписывать кинетических уравнений и ограничимся полуколичественным описанием физических явлений, сопровождающих плазменную турбулентность в этой области спектра.

Как только при $k \approx k_*$ становится эффективной интегральная перекачка, большая часть энергии продольных плазмонов начинает быстро переходить в область волновых чисел, близких к нулю. Величина W'_k будет расти. Очевидно, при этом становится эффективным и четырехплазмонное взаимодействие, пропорциональное $(W'_k)^3$. Оно как бы «расталкивает» плазмоны, скопившиеся в очень малом фазовом объеме вблизи $k \approx 0$, до тех пор, пока не установится некоторый спектр с максимумом при отличном от нуля волновом числе k_0 , которое можно назвать основным масштабом.

Спектр спадает как при $k < k_0$, так и при $k > k_0$. Численные расчеты и аналитические асимптотические решения показывают, что спектры продольных плазмонов здесь описываются соотношениями [Пикельнер, Цытович (1968); Жидков и др. (1970); Липеровский, Цытович (1969)]:

$$\left. \begin{aligned} W_k^l &\sim k^2 && \text{при } 0 < k < k_0, \\ W_k^l &\sim k^{-\nu} && \text{при } k_0 < k < k_*, \quad 2,84 \leq \nu \leq 4, \end{aligned} \right\} (4.15)$$

где показатель ν ближе к 2,84 при большом Q и увеличивается до 4 при уменьшении Q . Определить основной масштаб k_0 и величину спектральной плотности в максимуме около основного масштаба W_{k_0} из элементарных оценок трудно. Дело в том, что простые формулы (3.38) и (3.39) характеризуют только порядок величины четырехплазмонного взаимодействия. С изменением спектра эта величина заметно меняется. Иными словами, четырехплазмонное взаимодействие как бы «подстраивается» к получающемуся спектру, и поэтому оценки W_{k_0} придется получать при решении сложной самосогласованной задачи, хотя можно дать и простые качественные оценки k_0 .

Достаточно просто можно оценить полную плотность энергии продольных плазмонов, находящихся в рассматриваемой области спектра. Так как сюда перекачивается почти вся энергия турбулентности, то здесь она и «погибает», переходя либо в тепло из-за электронно-ионных столкновений (нагревная турбулентность), либо в электромагнитное излучение с $\omega \approx 2\omega_{pe}$ (радиационная турбулентность). Очевидно, что в первом случае:

$$W^l \approx \int_0^{k_*} W_k^l dk \approx \frac{Q^l}{v_e} \approx N_d \frac{Q^l}{\omega_{pe}}. \quad (4.16)$$

Как правило, в этой области спектра скапливается больше энергии плазменных волн, чем в области больших волновых чисел. Поэтому можно считать, что (4.16) дает оценку полной плотности энергии турбулентности продольных плазмонов. Отсюда:

$$\frac{W^l}{n_e T_e} \approx \frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} N_d. \quad (4.17)$$

Выше мы рассмотрели радиационную турбулентность при условии $k_r > k_*$. Если это неравенство не выполнено, то происходит преимущественное слияние продольных плазмонов с $k \ll \sqrt{3}\omega_{pe}/c$, так как теперь их много больше, чем плазмонов с большими волновыми числами. Предположим, что такое слияние удаляет продольные плазмоны из спектра турбулентности быстрее, чем затухание из-за столкновений [Цытович (1971а)]. Из (3.33) следует, что для этого необходимо выполнение условия:

$$v_e \ll \frac{\pi}{4\sqrt{3}} \frac{\omega_{pe}^2}{n_e m_e c^3} W^l \sqrt{3\omega_{pe}/c}. \quad (4.18)$$

Подставляя вместо $W^l \sqrt{3\omega_{pe}/c}$ спектр (4.8), имеем

$$\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} > \frac{1}{18\pi} \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{c}{v_{Te}} \right)^6 \frac{1}{N_d^2}. \quad (4.19)$$

Условию (4.19) нетрудно удовлетворить.

Полную энергию радиационной турбулентности продольных плазмонов получим, разделив Q^l на декремент (3.33):

$$\frac{W^l}{n_e T_e} \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{m_e}{\pi m_i}} \frac{c^3}{v_{Te}^3} \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} \right)^{1/2}. \quad (4.20)$$

В радиационной турбулентности основной масштаб, вблизи которого спектральная плотность энергии плазменных волн наибольшая, определяется формулой

$$\frac{k_0}{k_*} \approx \left[\frac{54 m_i}{m_e} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^6 \right]^{\frac{1}{2(\nu-1)}}. \quad (4.21)$$

В случае турбулентности со столкновительным затуханием (турбулентный нагрев) волновое число основного масштаба еще меньше, поскольку в радиационной турбулентности слияние плазмонов препятствует их переходу к малым волновым числам. В столкновительной турбулентности k_0 зависит, хотя и слабо, от мощности источников турбулизации, примерно как $Q^{-\frac{1}{2(\nu-1)}}$.

Теперь перейдем к области больших волновых чисел, т. е. к $k > k_g + \Delta k_g$. Часть продольных плазмонов с $k < k_g$ может перекачиваться и в эту область спектра, но только в процессе спонтанного нелинейного рассеяния на электронах, позволяющем заметно увеличить волновое число. В самом деле, из законов сохранения имеем

$$\omega - \omega' = \frac{3v_{Te}^2}{2\omega_{pe}} (k^2 - k'^2) = |k - k'| v_{Te}, \quad (4.22)$$

откуда следует возможность $k' \approx k + \omega_{pe}/3v_{Te} \approx 1/3 d_e$. Иными словами, нелинейное спонтанное рассеяние на электронах может в одном акте рассеяния «перебросить» плазмон сразу в область волновых чисел, сравнимых с величиной, обратной дебаевскому радиусу.

Расчет вероятности такого процесса усложнен необходимостью учета уже упоминавшейся компенсации нелинейного и комптоновского рассеяния. Приведем сразу окончательную формулу для коэффициента излучения продольных плазмонов при спонтанном рассеянии на электронах плазмонов с меньшими волновыми

числами ($k_* \ll k' \ll k$):

$$J_k(l + e \rightleftharpoons l' + e') = \frac{4v_{Te}k}{15(2\pi)^{3/2}n_e} \int W_k^l k'^2 dk'. \quad (4.23)$$

Естественно, что наряду с перекачкой продольных плазмонов от меньших волновых чисел к большим существует и обратная откачка — нелинейное поглощение этих плазмонов, декремент которого определен (3.24) при условии $k_* \ll k' \ll k$:

$$\gamma^l(l + e \rightleftharpoons l' + e') = -\frac{2\sqrt{2\pi}}{5} \frac{v_{Te}k}{n_e m_e \omega_{pe}^2} \int W_k^l k'^2 dk'. \quad (4.24)$$

Интегралы в (4.23) и (4.24) легко вычислить для спектра (4.8). Учитывая, что при $k > k_g + \Delta k_g$ спектральная плотность энергии плазмонов мала, ограничимся интегрированием до $k \approx k_g$. Ход W_k^l при малых k несуществен из-за множителя k'^2 в подынтегральном выражении. Получим для коэффициента излучения:

$$\begin{aligned} J_k(l + e \rightleftharpoons l' + e') &= \frac{4v_{Te}k_g^3 k}{45(2\pi)^{3/2}n_e} \sqrt{\frac{2Q^l}{\alpha^l}} = \\ &= \frac{4}{5} \sqrt{\frac{m_i}{3m_e}} \left(\frac{v_{Te}k_g}{\omega_{pe}} \right)^4 \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} \right)^{1/2} \frac{m_e \omega_{pe}^3}{2\pi^2} \frac{k}{k_g} \end{aligned} \quad (4.25)$$

и для декремента откачки

$$\begin{aligned} \gamma^l(l + e \rightleftharpoons l' + e') &= \\ &= -\frac{4}{5} \sqrt{\frac{3m_i}{m_e}} \left(\frac{v_{Te}k_g}{\omega_{pe}} \right)^4 \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} \right)^{1/2} \frac{k}{k_g} \omega_{pe}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Теперь нетрудно составить кинетическое уравнение для продольных плазмонов в области больших волновых чисел:

$$\frac{dW_k^l}{dt} = J_k^l - (v_e + |\gamma^l|) W_k^l + \alpha^l W_k^l \frac{\partial W_k^l}{\partial k}. \quad (4.27)$$

Опять будем рассматривать стационарные решения. В случае, когда нелинейной перекачкой при рассеянии на ионах и столкновительным затуханием можно

пренебречь, получаем постоянный спектр:

$$W_k^l = \frac{J_k^l}{|\gamma^l|} = \frac{m_e \omega_{pe}^2}{6\pi^2}. \quad (4.28)$$

В области очень больших k (но при $k \lesssim 1/3d_e$) этот спектр близок к спектру тепловых пульсаций:

$$W_k^l = \frac{k^2}{2\pi^2} T_e \approx \frac{m_e \omega_{pe}^2}{18\pi^2}. \quad (4.29)$$

Но, в отличие от теплового спектра, спадающего как k^2 с уменьшением k , спектр (4.28) остается постоянным (см. рис. 4).

Если плотность энергии плазменных волн велика, то возможно, что последний член (4.27) также окажется существенным и будет превышать члены с затуханием. Тогда перекачка плазмонов в область $k > k_g$ будет компенсироваться их постепенной откачкой из-за нелинейного рассеяния на ионах. В этом случае имеем

$$\begin{aligned} W_k^l &= \sqrt{\frac{2}{\alpha^l} \int_k^{1/3d_e} J_{k'} dk'} \approx \\ &\approx \sqrt{\frac{32\pi}{15} \left(\frac{3m_i}{m_e}\right)^{3/4} \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}}\right)^{1/4} \frac{m_e \omega_{pe}^2}{2\pi^2} n_e^{1/2} k_g^{3/2} d_e^3}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Соотношение (4.30) опять приводит к плоскому спектру, который тянется до волнового числа $k \approx k_g + \Delta k_g$, где он резко возрастает до спектра (4.8). При больших k плоский спектр (4.30) в изотермической плазме ($T_e \approx T_i$) тянется только до $v_p \approx 6v_{Te}$, определяемого соотношением (3.1); при еще больших k возникает падающий спектр $W_k \sim k^{-5/2}$ [Липеровский, Цытович (1969)]. В неизотермической плазме $T_e \gg T_i$ плато (4.30) тянется до $k \approx 1/3d_e$.

Величина скачка спектра при $k \approx k_g$ равна

$$\frac{W_{k > k_g}^l}{W_{k < k_g}^l} \approx 0,15 \left(\frac{k_g^3}{n_e}\right)^{1/2} \left(\frac{n_e T_e \omega_{pe}}{Q^l}\right)^{1/4}. \quad (4.31)$$

Противоположный случай рассеяния на электронах, когда $k \approx k_0 \ll k_*$, рассмотрен в § 8.

Если $k_g < 1/6d_e$, то спектр начинается с участка $W_k \sim k^{-5/2}$ из-за рассеяния на электронах, и лишь при $k \approx 1/6d_e$ превращается в плоский. Качественно ход спектра продольных плазмонов во всей области волновых чисел изображен на рис. 4.

До сих пор мы считали, что перекачка энергии по спектру в основном определяется нелинейным рассеянием на тепловых ионах. В сильно неизотермической плазме перекачка энергии плазмонов определяется распадом их с участием ионнозвуковых волн. При этом все соотношения остаются

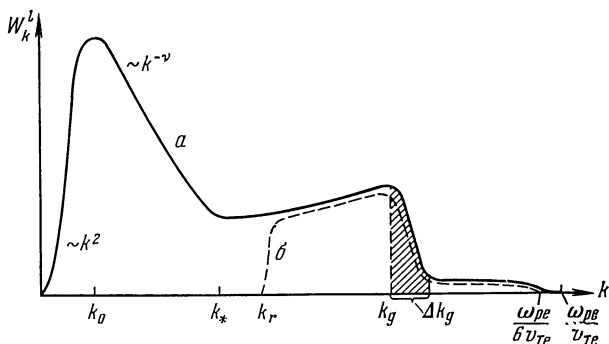


Рис. 1. (Спектр ленгмюровской турбулентности: а) случай слабого радиационного затухания или затухания из-за столкновений; б) случай сильного радиационного затухания в области дифференциальной перекачки.

прежними, только эффективность нелинейного взаимодействия больше в четыре раза, а следовательно, и уровень стандартного спектра ниже в два раза. Все другие соотношения меняются примерно таким же образом. Наиболее существенное изменение спектра при $T_e \gg T_i$ возникает при $k < 1/6d_e$, где исчезает участок с $W_k \sim k^{-5/2}$ и плоский спектр может тянуться до максимальных k .

Мы остановились на анализе спектра турбулентности продольных плазмонов так подробно по ряду причин. Во-первых, эти спектры легче всего исследовать. Во-вторых, для плазменной астрофизики наиболее важна именно турбулентность продольных плазмонов. И, в-третьих, на этом примере мы постарались показать, как исследовать спектры плазменной турбулентности в других случаях.

Теперь сделаем несколько замечаний о нестационарной турбулентности продольных плазмонов.

Как известно, одним из решений нестационарного уравнения типа (4.5), аналогичного уравнению гидродинамики, являются простые волны Римана, которые по мере распространения могут превратиться в ударные волны. Очевидно, можно использовать эту аналогию для исследования нестационарного уравнения (4.5). Проведем здесь только качественный анализ.

Пусть источник турбулизации Q^l включается в некоторый момент времени $t = 0$, затем сразу возрастает до полной мощности и дальше остается постоянным. Тогда на оси волновых чисел сразу образуется «скачок спектральной плотности», который движется по оси k со «скоростью»

$$\frac{dk}{dt} = \alpha^l W_k^l \approx \sqrt{2\alpha^l Q^l} \approx \sqrt{\frac{\pi m_e}{54 m_i} \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^2}{v_{Te}}}. \quad (4.32)$$

За фронтом этого скачка спектр W_k^l остается постоянным

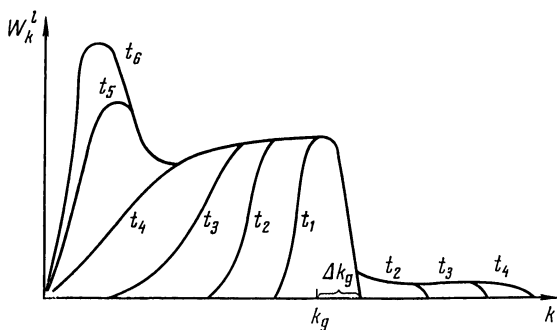


Рис. 5. Качественная иллюстрация динамики установления спектра турбулентности.

(если Q^l не меняется со временем при $t > 0$) и соответствующим спектру (4.8), что и учтено в (4.32). Ширина фронта скачка имеет порядок изменения Δk в одном акте рассеяния (аналог длины свободного пробега), т. е. $\Delta k \approx k_*$. Приближаясь к области интегральной перекачки, фронт «скачка спектральной плотности» расплывается (рис. 5).

Если рост мощности источников турбулизации Q^l со временем после их включения не мгновенный, а более

медленный, то скачок образуется не сразу у $k \approx k_g$, а дальше по оси волновых чисел. При еще более медленном росте Q^l скачок может вообще не образоваться и весь спектр продольных плазмонов будет расти одновременно с Q^l , если, конечно, роль параметров, приводящих к затуханию турбулентности, не окажется определяющей.

Области спектра с $k < k_*$ и $k > k_g$ образуются позже, после формирования спектра в области $k_* < k < k_g$. Характерное время образования спектра имеет порядок времени спектральной перекачки, и его легко оценить по (4.32).

В реальных астрофизических условиях, по-видимому, всегда успевают установиться более или менее стационарный спектр продольных плазмонов, во всяком случае в наиболее важных интервалах волновых чисел. Поэтому, хотя более полное исследование нестационарности спектра продольных плазмонов провести не слишком трудно, мы этого здесь делать не будем.

Дальнейшие свойства турбулентности продольных плазмонов будут рассмотрены в § 8.

Ионнозвуковая турбулентность и аномальное сопротивление плазмы. Генерация и распространение ионно-звуковых волн возможны только в неизотермической плазме, при $T_e \gg T_i$. Обычно астрофизики привыкли иметь дело с изотермической плазмой, но следует иметь в виду, что в области плазменной турбулентности всегда большая часть диссипируемой энергии переходит к электронам и при малой частоте столкновений обмен энергией между электронной и ионной компонентами идет медленно. Более того, как уже отмечалось, сама ионнозвуковая турбулентность создает неравенство температур.

Механизмов возбуждения ионнозвуковой турбулентности может быть много. Наиболее часто встречается случай ее возбуждения сильными электрическими токами или градиентами магнитных полей. Ниже более подробно будет рассматриваться именно этот случай.

Ионнозвуковая турбулентность возбуждается и другими видами плазменных волн. Например, при перекачке энергии по спектру продольных плазмонов из-за распадных процессов в ленгмюровской турбулентности в сильно неизотермической плазме одновременно генерируются и ионнозвуковые волны, т. е. наряду с ленгмюров-

ской возникает и ионнозвуковая турбулентность. Плотность энергии, перекачиваемой таким путем в ионнозвуковые волны, имеет порядок

$$\frac{W^s}{n_e T_e} \approx \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \left(\frac{Q^l}{n_e l' e \omega_{pe}} \right)^{1/2}. \quad (4.33)$$

В космических условиях эта величина обычно не очень велика.

В астрофизических условиях наиболее важен следующий механизм возбуждения ионнозвуковой турбулентности. Неоднородное магнитное поле создает в космической плазме электрические токи. Если плотность этих токов достаточно велика, то возникает плазменная неустойчивость. Причина ее появления заключается в том, что ток связан с дрейфом электронов относительно ионов. Если скорость дрейфа больше скорости ионнозвуковых волн, то возможна черенковская раскачка ионнозвуковой турбулентности. Наличие тока в плазме приводит и к появлению электрического поля, которое легко определить, если известна проводимость плазмы и ее зависимость от величины напряженности поля. В дальнейшем удобнее рассматривать ионнозвуковую турбулентность, считая известной величину электрического поля.

Пусть плазма находится в электрическом поле напряженностью E . Тогда электроны ускоряются силой eE . Вместе с тем они тормозятся при столкновениях с другими частицами. Сила трения равна $m_e \nu v_{\text{эфф}}$, где $\nu_{\text{эфф}} = \nu_e$, пока скорость электрона меньше тепловой, и $\nu_{\text{эфф}} = \nu_e = (v_{Te}/v)^3$ при больших скоростях электронов.

Если сила eE больше силы торможения, что имеет место для достаточно быстрых электронов, то такие электроны оказываются «убегающими» и они должны тормозиться другими причинами (например, при попадании на стенки приборов в лабораторной плазме). С увеличением электрического поля все большее число электронов оказывается «убегающими», и при полях, больших так называемого драйсеровского поля E_d , «убегают» и электроны со скоростью, близкой к тепловой. Для E_d имеем

$$E_d = \frac{m_e \nu_{Te} \nu_e}{e} = \frac{m_e \omega_{pe}^4}{en_e \nu_{Te}^2} = \frac{4\pi e \omega_{pe}^2}{v_{Te}^2} = \frac{4\pi e}{d_e^2}. \quad (4.34)$$

Появление в плазме такого электрического поля приводит к ряду важных следствий, возникающих, впрочем, и при полях, существенно меньших E_d (точнее, при $E_d \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$, если уже $T_e \gg T_i$).

Рассмотрим, как ведет себя электропроводность плазмы σ . Пока напряженность электрического поля мала, силу тока в плазме можно определить по обычному закону Ома:

$$j = \sigma E = \frac{\omega_{pe}^2}{4\pi\nu_e} E. \quad (4.35)$$

После того как электрическое поле станет бóльшим дрейсеровского, сопротивление плазмы току должно было бы, казалось, резко уменьшиться, а ток — сильно возрасти. Однако в действительности при $E > E_d$ сопротивление не только не уменьшается, а наоборот, сильно увеличивается (так называемое аномальное сопротивление). Этот эффект можно интерпретировать как соответствующее увеличение эффективной частоты столкновений ускоренных электронов.

Объяснение этого явления состоит в следующем. Электрическое поле $E > E_d$ вызывает движения электронов и ионов в разные стороны — дрейф. Скорость дрейфа u (определим ее ниже) является функцией напряженности электрического поля: с увеличением E растет и u . Когда скорость дрейфа оказывается больше скорости ионного звука v_s , то становится возможным черенковское возбуждение ионнозвуковых волн. Относительное движение ионов и электронов создает на функции распределения электронов участки с положительной производной $\frac{\partial f_p}{\partial p}$. Это означает, что возникает раскачка ионнозвуковых волн.

Поскольку инкремент раскачки и декремент затухания различаются только знаком производной $\frac{\partial f_p}{\partial p}$, то инкремент раскачки ионнозвуковых волн пропорционален взятому с обратным знаком декременту их затухания. Более точно:

$$\frac{\gamma^s}{\omega^s} = \sqrt{\frac{\pi m_e}{8m_i} \frac{u \cos \vartheta - v_s}{v_s}}, \quad (4.36)$$

где θ — угол между волновым вектором раскачиваемой волны и вектором электрического поля. Максимальный инкремент имеет место для волн, распространяющихся вдоль поля. Генерируемые ионнозвуковые волны заключены в пределах конуса Маха с углом $\theta_M = \arccos(v_s/u)$, а вне его волны только затухают. Возникает анизотропная турбулентность с волновыми числами до $k \approx 1/d_e$, где инкремент наибольший.

Когда уровень колебаний превысит некий предел, в игру могут вступить либо нелинейные взаимодействия, либо воздействие колебаний на электроны может так видоизменить их распределение, что инкремент (4.36) уменьшится. Мы начнем рассмотрение с первого случая и будем следовать последнему анализу, проведенному в работе Цытовича (1971б), а также базироваться на экспериментальных результатах [Хамбергер и др. (1969, 1970)].

Различные механизмы нелинейного взаимодействия (рассеяния на ионах и распадные процессы) приводят к одному и тому же виду спектра $W_k \sim 1/k$, но к несколько различным численным коэффициентам, которые к тому же зависят от углового распределения ионнозвуковых волн [Кадоццев, Петвиашвили (1962); Цытович (1971б)]. Если спектр устанавливается распадными процессами, то

$$W_k^s \approx \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8 m_i}} \frac{n_e T_e}{k} |\ln(k d_e)|. \quad (4.37)$$

В случае рассеяния на ионах появляется большой фактор порядка $9T_e/T_i$. Оценка полной плотности энергии ионнозвуковой турбулентности согласно спектральной функции (4.37):

$$\frac{W^s}{n_e T_e} \approx \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8 m_i}} |\ln(k_0 d_e)|^2 \approx 0,1 - 0,2. \quad (4.38)$$

Здесь k_0 — некоторое характерное волновое число, точное определение которого несущественно.

Теперь можно вернуться к электропроводности плазмы в сильном электрическом поле. После возникновения ионнозвуковой турбулентности ускоряемые электроны тормозятся при «столкновениях» с ионнозвуковыми волнами,

а не при столкновениях с другими частицами. Можно определить эффективную частоту «столкновений» электронов с ионнозвуковыми волнами $\nu_{эфф}$ как величину, пропорциональную скорости дрейфа:

$$\nu_{эфф} = \frac{\omega_{pe}}{100} \frac{u}{v_{Te}}. \quad (4.39)$$

Численный коэффициент определяется спектром (4.37). Подобная формула была получена теоретически в работах Сагдеева (1967) и Цытовича (1971б) из несколько различных предпосылок. В формуле Сагдеева имеется дополнительный множитель T_e/T_i , а в формуле Цытовича $\sqrt{\Delta\omega/\omega}$, где $\Delta\omega$ — корреляционная ширина. Во всяком случае она подтверждается экспериментально [Хамбергер, Янчарик (1971)].

Для определения скорости дрейфа u поступим следующим образом. Очевидно, что ее можно выразить через плотность электрического тока: $u = j/n_e e$. Вместе с тем плотность тока в рассматриваемом режиме можно вычислить по (4.35), если заменить ν_e на эффективную частоту «столкновений» электронов и ионнозвуковых волн. В результате получаем элементарное уравнение для определения скорости дрейфа, которое дает

$$u = 10v_{Te} \sqrt{\frac{E}{N_d E_d}}. \quad (4.40)$$

Отсюда следует выражение для аномальной проводимости:

$$\sigma = \frac{10\omega_{pe}}{4\pi} \sqrt{N_d \frac{E_d}{E}} \quad (4.41)$$

и соответствующее видоизменение закона Ома:

$$j = \omega_{pe} \sqrt{N_d E_d E}. \quad (4.42)$$

Указанный режим возбуждения ионнозвуковой турбулентности имеет место тогда, когда скорость дрейфа электронов больше v_s , но меньше v_{Te} . Поэтому из (4.40) находим пределы значений напряженности электрического поля, создающего интенсивную ионнозвуковую турбулентность:

$$\frac{m_e}{m_i} \frac{N_d}{100} E_d = E'_d < E < E''_d = \frac{N_d}{100} E_d. \quad (4.43)$$

Если $E'_d > E_d$, то в интервале напряженностей электрического поля $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} E_d < E < E'_d$ тоже происходит генерация ионнозвуковой турбулентности, правда, на более низком уровне, так что нелинейные эффекты сказываются слабо, а плотность энергии ионнозвуковых волн как бы «подстраивается» к условию $u = v_s$. При этом плотность силы тока почти не зависит от напряженности электрического поля [Рудаков, Кораблев (1966); Коврижных (1966б)]

$$j = n_e e v_s. \quad (4.44)$$

«Срыв» в аномальное сопротивление, если с самого начала $T_e \gg T_i$, происходит при меньших, чем E_d , напряженностях электрического поля тогда, когда сравниваются (4.44) и (4.35), т. е. при

$$E = \frac{v_s}{v_{Te}} E_d = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} E_d. \quad (4.45)$$

Вместе с тем, если с самого начала $T_e \approx T_i$, то скорость дрейфа из-за «убегания» всех частиц становится большей v_{Te} лишь при $E > E_d$. Однако непосредственного возбуждения ленгмюровской турбулентности не происходит, как можно было бы думать. Теоретический анализ и экспериментальные данные показывают, что здесь возникает так называемая бунемановская неустойчивость с очень большим инкрементом:

$$\gamma^b \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{m_e}{2m_i} \right)^{1/3} \omega_{pe}, \quad (4.46)$$

причем возбуждаются турбулентные пульсации на частотах такого же порядка, что и инкремент (4.46). Энергия этих пульсаций быстро переходит в тепловую, увеличивая v_{Te} , и система переходит в состояние ионнозвуковой турбулентности с $T_e \gg T_i$ и $u \leq v_{Te}$. Бунемановский режим на нелинейной стадии изучен еще плохо; экспериментальные данные показывают, что здесь закон Ома имеет вид

$$j = \frac{1}{2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3} \omega_{pe} E. \quad (4.47)$$

На рис. 6 и 7 приведены графики, иллюстрирующие ход изменения плотности тока и проводимости в зависимости от напряженности электрического поля.

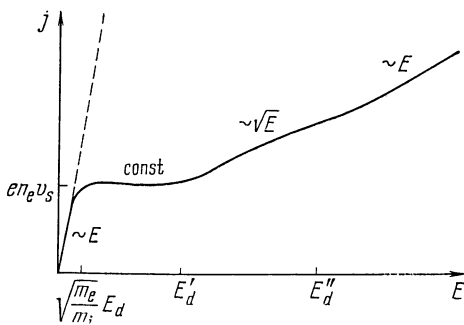


Рис. 6. Качественная зависимость плотности тока от величины приложенного электрического поля для случая $T_e \gg T_i$. Пунктиром нанесен случай столкновительного сопротивления.

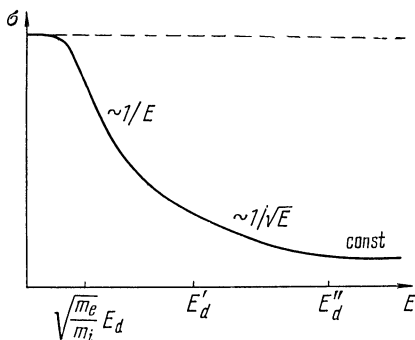


Рис. 7. Качественная иллюстрация зависимости электропроводности плазмы от величины электрического поля при $T_e \gg T_i$.

Магнитогидродинамическая плазменная турбулентность. Рассмотренные выше два примера плазменной турбулентности важны для астрофизических применений. Можно ожидать, что впоследствии окажутся интересными и турбулентности других мод.

Приведем здесь систему уравнений, описывающих взаимную перекачку энергии между альвеновской и маг-

нитозвуковой модами. В этом случае удобнее находить W_ω^a и W_ω^m , поскольку при перекачке частоты меняются мало, а волновые числа изменяются заметнее в силу различия дисперсионных соотношений. Кроме того, предположим, что источником турбулизации возбуждаются преимущественно альвеновские волны, а затухают в основном магнитозвуковые (это предположение часто оправдывается, поскольку $\gamma^a \ll \gamma^m$). Тогда система уравнений для усредненных по углам спектральных плотностей энергий имеет вид [Лившиц, Цытович (1970)]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dW_\omega^a}{dt} &= Q_\omega^a + \alpha^a \omega^2 W_\omega^a \left[3 \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega W_\omega^a) + 2 \frac{\partial}{\partial \omega} \omega W_\omega^m + W_\omega^m \right], \\ \frac{dW_\omega^m}{dt} &= -\gamma^m W_\omega^m + \alpha^a \omega^2 W_\omega^m \left[\frac{\partial}{\partial \omega} (\omega W_\omega^m) + 2 \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega W_\omega^a) - W_\omega^a \right], \end{aligned} \right\} (4.48)$$

где параметр нелинейной перекачки

$$\alpha^a = \frac{\pi}{3} \frac{1}{n_e m_i v_a^2 (1 + T_e / T_i)^2}. \quad (4.49)$$

Легко убедиться, что стационарная система (4.48) вообще говоря не имеет решения, при котором W_ω^a и W_ω^m остаются положительными во всем интервале частот. (Разумеется, решение с отрицательными спектральными плотностями энергии не имеет физического смысла.) Это означает, что в системе происходит непрерывная перекачка энергии от одной моды к другой, причем, например, в некотором заданном интервале частот в разные моменты времени плотность энергии различна. Образуются как бы «пульсации» спектра с характерной «частотой» $1/\tau$ и характерным средним по времени значением спектральной плотности энергии $\overline{W}_\omega^a \approx \overline{W}_\omega^m$, где

$$\overline{W}_\omega^a \approx \frac{1}{\omega} \sqrt{\int \frac{Q_\omega^a}{\alpha^a} \frac{d\omega}{\omega}} \approx \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\overline{Q}_\omega^a}{\alpha^a}}, \quad (4.50)$$

$$\frac{1}{\tau} \approx \omega^2 \alpha^a \overline{W}_\omega^a \approx \sqrt{\alpha^a \overline{Q}_\omega^a}. \quad (4.51)$$

С подобным поведением двухмодовой турбулентности мы встретимся в следующей главе, когда будем рассматривать турбулентность продольных и поперечных плазмонов в солнечной короне.

На этом мы закончим анализ спектров плазменной турбулентности. Некоторые другие примеры будут приведены в последующих главах.

Возбуждение плазменной турбулентности и плазменные неустойчивости. Как мы видели, по существу все параметры плазменной турбулентности могут быть выражены через одну величину Q — мощность источников турбулизации. То, что здесь достаточно одного задаваемого параметра, — большое достоинство теории, но вопрос заключается в том, как этот параметр определить.

В плазме встречаются различные механизмы возбуждения плазменной турбулентности. Большая часть их связана в той или иной мере с плазменными неустойчивостями. Как известно, таких неустойчивостей много и целесообразнее всего рассматривать их применительно к каждому конкретному случаю. Так мы и поступим. Однако некоторую общую классификацию плазменных неустойчивостей, встречающихся в проблемах астрофизики, мы здесь приведем.

Нас интересует не неустойчивость плазмы вообще, а такая неустойчивость, которая приводит к раскачке каких-либо плазменных волн в определенных интервалах частот. Это возможно, когда индуцированное излучение волн начинает преобладать над их поглощением, т. е. когда в соответствующем интервале волновых чисел инкремент раскачки $\gamma(k)$ будет, во-первых, существенно положительным, а во-вторых, заметно большим всех существующих здесь декрементов затухания.

Очевидно, что $1/\gamma(k)$ определяет характерное время раскачки турбулентности, а мощность энергии турбулизации равна

$$Q_k = \gamma(k) W_k \quad (4.52)$$

для значений волновых чисел, отвечающих интервалу положительных $\gamma(k)$. Величину W_k можно определить, составив уравнения баланса, учитывающие откачку энергии из этой области волновых чисел. Как это делается,

мы покажем на конкретных примерах в следующих главах.

В зависимости от причин, приводящих к положительности инкремента, т. е. к условию $k \frac{\partial f_p}{\partial p} > 0$, можно различать четыре наиболее важных типа плазменных неустойчивостей.

а) Пучковая неустойчивость, когда на функции распределения частиц имеется «горб», связанный с тем, что

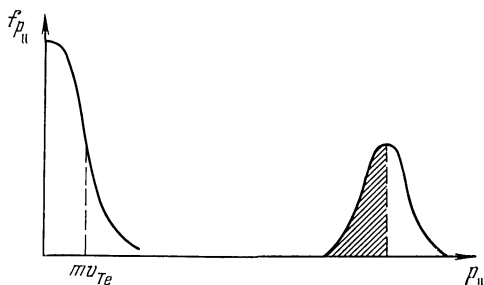


Рис. 8. Функция распределения электронов в плазме с пучком. Заштрихована неустойчивая часть.

часть частиц имеет некоторую компоненту направленной скорости. Типичный пример такой неустойчивости — пучок частиц, имеющих скорость v_0 , заметно большую тепловой скорости частиц основной плазмы (рис. 8) [Бом, Гросс (1949); Ахиезер, Файнберг (1951)]. В этом случае $\gamma \sim \frac{\partial f_p}{\partial p_{||}}$, т. е. инкремент пропорционален производной от функции распределения по оси пучка. Здесь чаще всего возбуждаются ленгмюровские волны, если $v_0 \gg v_{Te}$.

б) Неустойчивость электронно-ионного дрейфа, возникающего в том случае, когда все электроны плазмы имеют некоторую направленную скорость перемещения относительно ионов, т. е. если в плазме появляется достаточно сильный ток. Здесь возбуждаются преимущественно ионнозвукковые волны, как мы уже отмечали, рассматривая ионнозвукковую турбулентность. По физическому смыслу

неустойчивость электронно-ионного дрейфа аналогична пучковой неустойчивости.

в) Конусная неустойчивость, появляющаяся тогда, когда из общей функции распределения частиц «высыпаятся» частицы направления, скорости которых лежат в пределах конуса потерь [Розенблют, Пост (1965); Трахтенгерц (1968)]. Известно, что при движении в магнитном поле со сходящимися магнитными линиями частицы с малыми значениями компоненты импульса p_{\perp} , перпендикулярной к магнитному полю, свободно уходят вдоль силовых линий, а частицы с большими p_{\perp} отражаются от сгущения магнитных силовых линий и идут обратно. Здесь неустойчивость создается тем, что в функции распределения оказывается меньше частиц с малыми p_{\perp} . Инкремент пропорционален $\frac{\partial f_p}{\partial p_{\perp}}$; такая неустойчивость возникает преимущественно в сильных магнитных полях с $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$, поскольку только в этих случаях образуются магнитные ловушки. При конусной неустойчивости возбуждаются преимущественно замагниченные продольные волны с частотами $\omega_p |\cos \vartheta|$. Инкремент раскачки

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\omega_{pe}}{k v_{T\perp}} \right)^3 \frac{1}{\Theta}, \quad (4.53)$$

где n_* — концентрация частиц, имеющих анизотропное распределение, Θ — угол «конуса высыпания». Формула (4.53) справедлива при условии $\Theta > \omega_{pe}/k v_{T\parallel}$. Здесь, как обычно, k — волновое число возбуждаемых волн, T_{\parallel} и T_{\perp} — продольная и поперечная температуры.

г) Анизотропная неустойчивость, появляющаяся в том случае, когда функция распределения скоростей имеет различные дисперсии в разных направлениях, например, когда продольная температура не равна поперечной [Шафранов, Сагдеев (1960)]. Здесь инкремент пропорционален $\frac{\partial f_p}{\partial \theta}$, где θ — угол скорости частиц с направлением магнитного поля. При анизотропии температур для инкремента имеем $\gamma \sim (T_{\perp} - T_{\parallel})/T_{\perp}$. Анизотропия

электронной температуры приводит к возбуждению вистлеров, ионной — возбуждает альееновские волны.

Все эти виды плазменной неустойчивости, по существу, являются мазер-эффектами, т. е. обязаны инверсии заселенностей уровней энергии (по p_{\parallel} для пучковой, по p_{\perp} — для конусной неустойчивости, по θ — анизотропной и т. д.).

Раскачка плазменных волн при подобного рода неустойчивостях приводит к тому, что энергия возбуждающих частиц быстро уходит к плазменным волнам. Это вызывает также быстрое «выравнивание» всякого рода инверсностей в заселенности уровней (сглаживание «горба» пучка, заполнение «конуса высыпания») до тех пор, пока причина, возбуждающая неустойчивость, не исчезнет.

Этот процесс называется квазилинейной релаксацией, и он играет важную роль во всей физике плазмы. Эффекты квазилинейной релаксации будут рассматриваться в последующих главах. После релаксации исчезает и возбуждение плазменной турбулентности: чтобы ее поддерживать в течение заметного времени, необходимо постоянное восстановление плазменной неустойчивости.

В космических условиях для этого есть много возможностей. Например, пучки могут стабилизироваться, если быстро убирать плазменные волны из резонанса с пучком (см. § 8).

Достаточно сильное электрическое поле поддерживает дрейф электронов в течение долгого времени, а сильное магнитное поле продолжает «высыпать» частицы из конуса потерь, несмотря на его заполнение при квазилинейной релаксации. Конкретные обсуждения причин неустойчивости и роли квазилинейной релаксации в космических условиях мы проведем в последующих главах, а здесь изложим некоторые общие соображения.

Надо иметь в виду, что всегда присущая космическим объектам неоднородность и нестационарность неизбежно должна приводить к неустойчивостям. Правда, неоднородность системы дает слишком большие характерные времена для того, чтобы известные в физике плазмы неустойчивости типа желобковой или неустойчивости на дрейфовых волнах оказались бы непосредственным источником возбуждения плазменных волн. Например,

характерный инкремент желобковой неустойчивости $\gamma \approx (v_s/R) [\omega_{pi}^2/(\omega_{pi}^2 + \omega_{Hi}^2)]^{1/2}$ на много порядков меньше частоты столкновений. Однако такая неоднородность или нестационарность может создать хотя и небольшую, но все же заметную анизотропию функции распределения.

Рассмотрим, какая степень анизотропии функции распределения может приводить к раскачке. Декремент пропорционален $\omega f_p^{(0)}$, где ω — частота поглощаемых волн, а $f_p^{(0)}$ — изотропная (основная) часть функции распределения. Инкремент раскачки будет пропорционален анизотропной части функции распределения $f_p^{(1)}$ и характерной частоте, связанной с причиной анизотропии. Например, если анизотропия вызвана влиянием магнитного поля, то инкремент пропорционален $\omega_{He} f_p^{(1)}$. Таким образом, если возможно излучение волн на частотах $\omega < \omega_{He} f_p^{(1)}/f_p^{(0)}$, т. е. если декремент меньше инкремента, то действует постоянный источник возбуждения плазменных волн. В частности, при анизотропии температур в магнитном поле плазменная турбулентность возбуждается и поддерживается на частотах

$$\frac{\omega}{\omega_{He}} < 1 - \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}}. \quad (4.54)$$

Если учесть, что частота альвеновских волн много меньше ω_{He} и что эти волны слабо поглощаются, то отсюда следует, что даже слабая анизотропия температур приводит к почти универсальной неустойчивости на альвеновских волнах [Кеннел, Петчек (1966)]. Подобная анизотропия неизбежно имеет место при истечении вещества из тех или иных астрофизических объектов (например, она постоянно поддерживается в солнечном ветре).

Есть и такие механизмы возбуждения плазменной турбулентности, для которых эффекты квазилинейной релаксации практически не сказываются на генерации турбулентности.

Одним из существенных для плазменной астрофизики механизмов такого рода является распадный процесс при наличии достаточно сильного электромагнитного излучения [Криворучкий, Цытович (1969)].

В самом деле, высокочастотная электромагнитная волна с частотой $\omega \gg \omega_{pe}$, проходящая через плазму, может испытать в ней распад на плазменную волну и другую электромагнитную волну с частотой $\omega - \omega_{pe}$. Инкремент этого процесса в том случае, когда плотность энергии плазменных волн мала, определяется формулой (3.37). Помимо эффекта, описываемого (3.37), возможна спонтанная генерация продольных плазмонов этим механизмом. Она имеет место, в частности, и в том случае, когда высокочастотное электромагнитное излучение изотропно.

Из закона сохранения следует, что минимальная частота электромагнитных волн, способных возбуждать плазменные волны с данным волновым числом k , есть

$$\omega_{\min} = \frac{1}{2} kc = \frac{\omega_{pe} c}{2v_p}. \quad (4.55)$$

Очевидно, что мощность излучения плазменных волн определяется интегрированием вероятности распада электромагнитных волн по всему их спектру от ω_{\min} до самых больших частот. Опуская детали расчетов, приведем окончательный результат для мощности излучения ленгмюровских волн:

$$Q_k^l = \frac{\pi}{8} \frac{c^2 \omega_{pe}^4 k^3}{n_e m_e} \int_{\omega_{\min}}^{\infty} \frac{(W_{\omega}^t)^2 d\omega}{\omega^6} \left[1 + \frac{2\omega_{\min}^4}{\omega^4} - \frac{2\omega_{\min}^2}{\omega^2} \right]. \quad (4.56)$$

Как показывает эта формула, возбуждение продольных плазмонов происходит преимущественно на наибольших допустимых волновых числах, так что и здесь можно считать, что величина Q_k^l заметно велика лишь в узком интервале волновых чисел, как это предполагалось в разделе о турбулентности продольных плазмонов.

Для астрофизических приложений можно воспользоваться следующим упрощением. Пусть ω_* есть частота, на которой спектральная плотность энергии электромагнитных волн W_{ω}^t достигает максимума. Можно считать, что ленгмюровская турбулентность возбуждается на волновых числах порядка $k_g \approx \omega_*/c$ (если $\omega_*/c < 1/d_e$).

Полная мощность энергии турбулизации:

$$Q^l(t \rightarrow l + t') \approx \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_*^3} \frac{(W^l)^2}{n_e m_e c^2}, \quad (4.57)$$

где W^l — полная плотность энергии электромагнитных волн. Подобным образом могут возбуждаться и другие моды плазменных волн, но для них величина Q очень мала. Например, для ионнозвуковых волн $Q^s \approx (m_e/m_i) Q^l$, для вистлеров $Q^w \approx (\omega_{pe}/\omega_{He})^4 Q^l$. Величину (4.57) следует подставить во все формулы теории турбулентности продольных плазмонов для того, чтобы получить свойства этой турбулентности в том случае, когда она возбуждается изотропным высокочастотным излучением. Из (4.57) видно, что квазилинейный эффект уменьшения Q^l из-за действия возбужденных волн на электромагнитное излучение, уменьшающий мощность Q^l , мог бы состоять лишь в увеличении характерной частоты ω_* . Такой процесс действительно существует и мы его рассмотрим в следующем параграфе. Однако он весьма медленный в сравнении со многими другими нелинейными процессами, возникающими из-за возбуждения плазменных колебаний.

Здесь появляется и дополнительный механизм поглощения продольных плазмонов — обратное слияние их с высокочастотными электромагнитными волнами. Декремент этого затухания

$$\gamma^l(l + t \rightarrow t') \approx - \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_*^3} \frac{W^l}{n_e m_e c^2}. \quad (4.58)$$

Рассмотренный механизм возбуждения продольных плазмонов изотропным излучением является спонтанным. Несмотря на это, он может привести к очень высокому уровню турбулентности. Если электромагнитное излучение анизотропно, то оно действует как пучок и вызывает неустойчивость, похожую на пучковую, раскачивая ленгмюровские волны. Иными словами, при анизотропном электромагнитном излучении вместо декремента (4.58) появляется инкремент раскачки [Липеровский, Коврижных, Цытович (1966)]:

$$\gamma^l(t' \rightarrow t + l) \approx \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_*^3} \frac{W^l}{n_e m_e c^2} \frac{1}{(\Delta\theta)^2}, \quad (4.59)$$

где $(\Delta\theta)^2$ — угловой разброс волновых векторов электромагнитного излучения. Здесь преимущественно возбуждаются продольные плазмоны с волновыми числами, близкими к ω_{pe}/c . Методы расчета турбулентности продольных плазмонов при возбуждении пучком (независимо — частиц или электромагнитных волн) будут рассмотрены в § 8.

Конечно, этот беглый обзор не охватил всех возможных в космических условиях механизмов турбулизации плазмы. С другими механизмами мы встретимся в последующих главах. Вероятно, в процессе развития плазменной астрофизики будут обнаружены и многие новые механизмы возбуждения плазменной турбулентности.

§ 5. Диффузия заряженных частиц и электромагнитного излучения в поле плазменной турбулентности

С позиций плазменной астрофизики важнее всего знать взаимодействие с плазменной турбулентностью релятивистских частиц и высокочастотного электромагнитного излучения. Этим вопросам посвящена большая часть книги. Здесь же мы рассмотрим только характер уравнений, описывающих такое взаимодействие. Хотя это взаимодействие различно для частиц и излучения, в выводе уравнений и в их форме много общего.

Ускорение быстрых частиц в плазме. Если в плазме каким-либо способом возбуждена интенсивная плазменная турбулентность, то изотропно распределенные быстрые частицы, которые преимущественно поглощают плазменные волны, могут получить весьма заметное ускорение [Цытович (1966а)]. Иными словами, плазменная турбулентность как бы передает энергию от источников турбулизации к быстрым частицам, увеличивая их энергию еще более.

В сущности, все механизмы поглощения приводят к увеличению энергии частиц. Но этот рост энергии может быть распределен по всем частицам, — тогда следует говорить о турбулентном нагреве, — или передаваться только небольшому количеству быстрых частиц, — тогда мы имеем дело с ускорением в «чистом виде».

Легко понять, что, например, поглощение ионнозвуковых волн электронами при затухании Ландау приводит к турбулентному нагреву, ибо здесь почти все электроны

участвуют в поглощении. Изменение температуры электронного газа описывается очевидным соотношением

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{Q^s}{n_e}. \quad (5.1)$$

Вместе с тем поглощение типа затухания Ландау для ленгмюровских волн приводит уже и к ускорению частиц. В самом деле, продольный плазмон с некоторой фазовой скоростью v_p может быть поглощен в нетормозном механизме только такой частицей, скорость которой больше v_p , так что ускоряется только небольшое число частиц, уже имеющих большую энергию. С увеличением скорости такие частицы могут поглощать большее число плазмонов и, следовательно, даже увеличивать темп ускорения с ростом их энергии.

Если фазовая скорость продольных плазмонов мала, порядка v_{Te} , то они поглощаются большим количеством электронов, и вместо ускорения отдельных частиц более существенным оказывается турбулентный нагрев. Однако мы видели в предыдущем параграфе, что нелинейная перекачка «уводит» продольные плазмоны от малых к большим фазовым скоростям, тем самым ухудшая условия турбулентного нагрева и улучшая условия ускорения быстрых частиц.

Правда, на «пути» от малых к большим v_p часть энергии теряется, поскольку в каждом акте нелинейного рассеяния частота волны уменьшается и избыток энергии уходит к рассеивающим частицам. Такой нагрев плазмы принято называть стохастическим. В случае ленгмюровских плазмонов, частоты которых заключены в узком интервале, этот эффект невелик, но для других плазменных волн с более сильной зависимостью частоты от волнового числа стохастический нагрев может оказаться даже более существенным, чем нагрев при непосредственном поглощении плазменных волн.

Перекачка продольных плазмонов по спектру постепенно выводит их в интервал фазовых скоростей, больших скорости света. Такие плазмоны уже не поглощаются в черенковском механизме никакими частицами, и поэтому здесь опять исчезает ускорение. Остаются как стохастический нагрев, так и нагрев вследствие обычного столкновительного затухания.

Хотя турбулентный нагрев, особенно бесстолкновительный (из-за затухания Ландау), также важен во многих задачах плазменной астрофизики, все же наибольший интерес представляет процесс стохастического ускорения быстрых частиц. Наиболее эффективны при этом ленгмюровские плазмоны. Ионный звук, вистлеры и другие низкочастотные волны в некоторых условиях тоже могут оказать заметное действие, например как инжекторы частиц в механизме ускорения продольными плазмонами. Ионнозвуковые волны могут оказаться эффективными для ускорения тяжелых многозарядных ионов. Вистлеры из-за особенностей своей поляризации увеличивают главным образом поперечную по отношению к магнитному полю энергию частиц, помогая им удерживаться в магнитных ловушках.

Эти конкретные условия ускорения частиц разными модами мы будем разбирать в последующих главах. В частности, в главе III особое внимание будет уделено ускорению частиц при поглощении ими электромагнитных волн. По существу, этот эффект ускорения отличается от рассмотренного случая ускорения плазменной турбулентностью только механизмом поглощения энергии. В данном параграфе мы приведем только описание метода, которым рассчитывается ускорение частиц.

Составим уравнение для изменения во времени числа частиц в данном элементе фазового объема. При этом будем учитывать лишь индуцированные процессы излучения и поглощения плазменных волн, поскольку в турбулентной плазме они гораздо эффективнее по сравнению со спонтанными.

Легко понять, что изменение числа частиц в данном элементе фазового объема, т. е. величины f_p , определяется балансом между числом поглощенных и излученных этими частицами волн:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_p}{\partial t} &= \int N_k [u_{k,p} (f_{k+p} - f_p) - u_{k,p-k} (f_p - f_{p-k})] \frac{dk}{(2\pi)^3} = \\ &= \int N_k \left[k \frac{\partial}{\partial p} \left(u_k \left(k \frac{\partial f_p}{\partial p} \right) \right) \right] \frac{dk}{(2\pi)^3} = \frac{\partial}{\partial p_i} \left(D_{ij} \frac{\partial f_p}{\partial p_j} \right). \quad (5.2) \end{aligned}$$

Здесь учтены все «переходы» между уровнями энергии частиц как сверху, так и снизу. Кроме того, принято во

внимание, что изменение импульса частицы, равное импульсу волны, мало по сравнению с самой величиной импульса.

Легко проследить аналогию между (5.2) — диффузией частиц в пространстве импульсов — и обычным уравнением для диффузии частиц в геометрическом пространстве. В обоих случаях диффузия связана со статистическим, флуктуационным характером столкновений диффундирующих частиц с частицами среды в случае пространственной диффузии или с плазменными волнами при стохастическом ускорении. В последнем равенстве (5.2) введен тензор диффузионного ускорения частиц:

$$D_{ij} = \int k_i k_j u_k N_k \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}. \quad (5.3)$$

Поскольку вероятность излучения u_k зависит от импульса излучающей частицы, то соответственно и диффузионные коэффициенты зависят от импульсов ускоряемых частиц.

Мы не будем рассматривать диффузионные коэффициенты D_{ij} в общем виде. Здесь много трудностей, особенно если учесть неизотропность турбулентности и влияние магнитного поля. Приведем лишь наиболее важные для плазменной астрофизики соотношения.

Допустим, что функция распределения частиц является изотропной и что плазменная турбулентность также изотропна. Тогда в правой части (5.2) остается только одно слагаемое, и удобно перейти от f_p к $f_p = (p^2/2\pi^2) f_p$. В результате (5.2) примет такой вид:

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D_{\parallel} \frac{\partial (f_p/p^2)}{\partial p} \right), \quad (5.4)$$

где «продольный» коэффициент диффузии

$$D_{\parallel} = \int \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{p})^2}{p^2} u_k N_k \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \quad (5.5)$$

описывает изменение импульса (скорости, энергии) частицы в процессе поглощений и излучений плазменных волн. Аналогичным образом можно получить D_{\perp} , описывающий процесс изотропизации частиц и отличающийся от (5.5) тем, что вместо скалярного произведения $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{p})^2$ сюда входит их векторное произведение $[\mathbf{k} \times \mathbf{p}]$. Подставляя сюда, например, выражение для черенковско-

го коэффициента излучения ленгмюровских волн (2.24) и интегрируя, с учетом того, что ускорять могут лишь плазмоны с $\omega/k < v$, имеем

$$D_{\parallel}^l = \frac{2\pi^2 e^3 \omega_{pe}^2}{v^3} \int_{\omega_{pe}/v}^{1/d_e} W_k^l \frac{dk}{k^3} = \frac{\pi}{2} \frac{m_e \omega_{pe}}{n_e} \int_{\omega_{pe}/v}^{1/d_e} \left(\frac{\omega_{pe}}{kv}\right)^3 W_k^l dk. \quad (5.6)$$

Зависимость коэффициента диффузии от скорости здесь может быть и сильной и слабой, — это связано с характером спектра продольных плазмонов. Если спектр $W_k^l = \sqrt{(2/\alpha^l) Q^l}$ тянется до фазовых скоростей, близких к скорости света, то оценка интеграла (5.6) дает:

$$D_{\parallel}^l = \frac{\pi}{4} \frac{m_e \omega_{pe}^2}{n_e v} W_k^l = 3 \sqrt{\frac{3\pi m_i}{2m_e}} \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}}\right)^{1/2} \frac{v_{Te}}{v} m_e T_e \omega_{pe}, \quad (5.7)$$

т. е. $D_{\parallel}^l \sim 1/v$. Если речь идет об ускорении релятивистских частиц, то можно принять $v = c$, и тогда $D_{\parallel}^l = \text{const}$.

Зная зависимость коэффициента диффузии от скорости или энергии частицы, можно, как хорошо известно в теории диффузии, не решая самого уравнения, найти характерное изменение параметров со временем. Применим этот метод к релятивистским частицам, у которых импульс и энергия связаны соотношением $\varepsilon = pc$ и для которых согласно сказанному выше $D_{\parallel}^l = \text{const}$. Тогда, как известно, рост дисперсии (в данном случае — квадрата энергии частиц) есть

$$\overline{p^2} = \frac{\overline{\varepsilon^2}}{c^2} = 2D_{\parallel}^l t. \quad (5.8)$$

Отсюда можно получить следующие соотношения для среднего значения темпа ускорения частиц с заданной энергией:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{c^2 D_{\parallel}^l}{\varepsilon} = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{n_e} \frac{m_e c}{\varepsilon} W_k^l = \\ &= 3 \sqrt{\frac{3\pi m_i}{2m_e}} \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}}\right)^{1/2} \frac{v_{Te}}{c} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} T_e \omega_{pe}, \end{aligned} \quad (5.9)$$

а также для характерного инкремента увеличения энергии частиц:

$$\gamma^\varepsilon = \frac{c^2 D_{\parallel}^l}{\varepsilon^2} \approx \omega_{pe} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \frac{W^l}{n_e m_e c^2} \ln \frac{c}{v_{Te}}. \quad (5.10)$$

Здесь W^l — полная энергия продольных плазмонов с фазовыми скоростями, меньшими скорости света.

Аналогично, для нерелятивистских частиц при замене $p^2 = 2m\varepsilon$ имеем для темпа ускорения:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{D_{\parallel}^l}{m_e} = 3 \sqrt{\frac{3\pi m_i}{2m_e}} \left(\frac{Q^l}{n_e m_e \omega_{pe}} \right)^{1/2} \frac{v_{Te}}{v} T_e \omega_{pe} \quad (5.11)$$

и для инкремента ускорения:

$$\gamma^v \approx \frac{\omega_{pe}^2 W_k^l}{n_e m_e v^3} \approx 3 \sqrt{\frac{3\pi m_i}{2m_e}} \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{Te}}{v} \right)^3 \omega_{pe}. \quad (5.12)$$

Таким образом, темп ускорения частиц продольными плазмонами с плоским спектром падает с ростом энергии при нерелятивистских скоростях как $\varepsilon^{-1/2}$, а при релятивистских энергиях как ε^{-1} . В редком, но возможном случае, когда большая часть продольных плазмонов имеет фазовые скорости, заметно меньшие скорости света, темп ускорения может быть пропорционален $\varepsilon^{-3/2}$ для частиц с большими скоростями.

Можно найти и рост темпа ускорения с увеличением энергии, если в ленгмюровской турбулентности k_s — масштаб перехода от нелинейного рассеяния к четырехплазмонному взаимодействию — окажется в области фазовых скоростей, меньших скорости света. Тогда W_k^l растет как $k^{-\nu}$ ($2,84 < \nu < 4$), так что частицы с увеличением фазовой скорости по мере набора энергии смогут поглощать все больше плазменных волн. Поэтому здесь темп ускорения растет как $\frac{d\varepsilon}{dt} \sim \varepsilon^{(\nu-1)/2}$, т. е. в лучшем случае как $\varepsilon^{3/2}$ [Пикельнер, Цытович (1969)]. По-видимому, в реальных астрофизических условиях плоский спектр все же тянется до фазовых скоростей, сравнимых со скоростью света. Качественный ход темпа ускорения в зависимости от энергии частицы изображен на рис. 9.

Ускорение частиц низкочастотными плазменными волнами, как правило, не может довести их до очень больших, в частности релятивистских энергий. Но зато эти механизмы весьма эффективны как инжекторы, доводящие энергию частиц до порога, от которого начинается ускорение их ленгмюровскими волнами, т. е. до скоро-

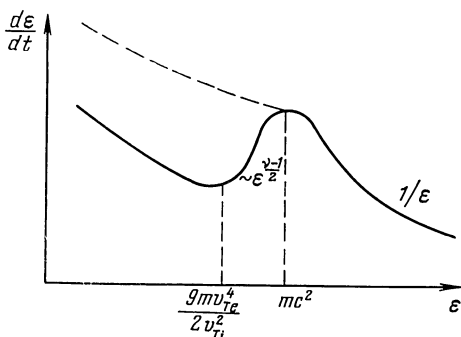


Рис. 9. Зависимость темпа ускорения от энергии частиц при не слишком больших энергиях. Сплошная кривая соответствует случаю $(T_e/T_i) < (2/9) (m_e/m_i) (c/v_{Te})^2$, штриховая — обратному неравенству.

стей, больших минимальной фазовой скорости продольных плазмонов. В самом деле, фазовые скорости низкочастотных волн в плазме малы, и поэтому они могут ускорять частицы с малыми энергиями. Кроме того, ими легче ускоряются и тяжелые ионы.

При ускорении низкочастотными плазменными волнами большое влияние может оказать и магнитное поле. В самом деле, ускорение связано с черенковским поглощением, а последнее возможно только тогда, когда длина волны много меньше ларморовского радиуса. Полная задача вычисления диффузионных коэффициентов ускорения плазменными волнами с учетом влияния магнитного поля рассмотрена в работе Каплана, Цытовича, Чихачева (1971). Здесь мы приведем лишь несколько диффузионных коэффициентов ускорения низкочастотными волнами, причем влияние магнитного поля учтем простым ограничением интервала волновых чисел плазменных волн, поглощаемых при ускорении.

Ускорение частиц вистлерами определяется диффузионным коэффициентом:

$$D_{\parallel}^w = \frac{\pi}{6} \frac{m_e \omega_{He}^2 c^2}{n_e \omega_{pe}^2 v} \int_{\omega_H/v}^{\omega_{pe}/c} W_k^w k dk \leq \frac{\pi}{6} \frac{m_e \omega_{He}^2}{n_e \omega_{pe}} \frac{c}{v} W^w. \quad (5.13)$$

Здесь ω_H — гирочастота вращения частицы в магнитном поле, равная eH/mc для нерелятивистской частицы и eHc/ϵ для релятивистской частицы. В неравенстве (5.13) предположено, что W_k^w растет с уменьшением k не быстрее, чем $1/k^2$. Электроны ускоряются вистлерами только в том случае, если их скорость больше $v_a \sqrt{m_i/m_e}$ (только тогда нижний предел интеграла (5.13) меньше верхнего предела).

Ионнозвуковые волны ускоряют частицы, скорость которых уже больше v_s . Диффузионный коэффициент ускорения:

$$D_{\parallel}^s = \frac{\pi}{2} \frac{m_e}{m_i} \frac{m_e \omega_{pe}}{n_e} \left(\frac{v_{Te}}{v} \right)^3 W^s. \quad (5.14)$$

Очевидно, что в ускорении принимают участие все ионнозвуковые волны. Малый множитель m_e/m_i уменьшает этот диффузионный коэффициент, но если учесть, что плотность ионнозвуковой турбулентности может быть велика, даже сравнима с тепловой энергией газа, то эффект ускорения ионнозвуковыми волнами оказывается существенным. В холодной плазме этот механизм начинает ускорять частицы от малых энергий.

Наконец, приведем выражение для диффузионного коэффициента ускорения альвеновскими волнами при $v \gg v_a$:

$$D_{\parallel}^a = \frac{\pi^2}{3} \frac{e^2 v_a^3}{(1+v_a^2/c^2)c^2 v} \int_{\omega_H v_a/v}^{\omega_{Hi}} W_{\omega}^a \frac{d\omega}{\omega} \leq \frac{\pi}{12} \frac{m_i \omega_{Hi}^2}{n_e \omega_H} W^a. \quad (5.15)$$

В правой части (5.15) из-под знака интеграла вынесена частота на нижнем пределе. Чем больше масса частицы, тем меньше ω_H и тем больше эффективность ускорения альвеновскими волнами [Мельрозе (1968)].

Используя приведенные здесь выражения для диффузионных коэффициентов ускорения низкочастотными вол-

нами, нетрудно определить темп набора энергии и инкременты ускорения, подобно тому как это сделано было выше для случая ускорения ленгмюровскими волнами.

Проблема ускорения частиц — одна из центральных проблем плазменной астрофизики, и мы к ней будем неоднократно возвращаться в последующих главах. Здесь мы ограничимся только следующими замечаниями.

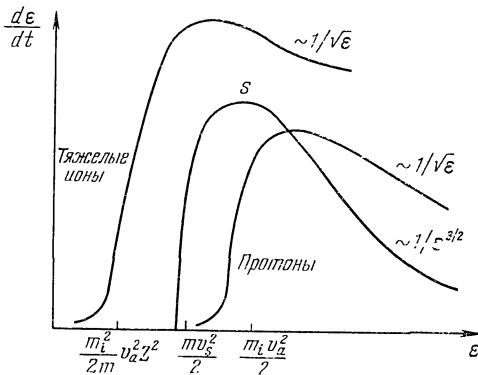


Рис. 10. Ускорение нерелятивистских ионов ионозвуковыми волнами (индекс s) и быстрыми магнитозвуковыми (без индекса).

Прежде всего отметим, что ускорение при поглощении черенковским механизмом плазменных волн — отнюдь не единственный механизм набора энергии частицей. Поглощение циклотронным механизмом увеличивает компоненту скорости движения, перпендикулярную к магнитному полю, и тем самым облегчает удержание частиц в ловушке. Мы упоминали об этом эффекте в связи с вистлерами, но циклотронное поглощение имеет место и для других волн в плазме. Например, высокочастотные электромагнитные волны также поглощаются циклотронным механизмом и дают аналогичный эффект. Синхротронное поглощение высокочастотных волн также приводит к существенному ускорению. Наконец, эффекты рассеяния, в том числе и эффект Комптона, тоже способны ускорять частицы.

Каждый механизм ускорения наиболее эффективен в «своих» интервалах скоростей и энергии. На рис. 10—12

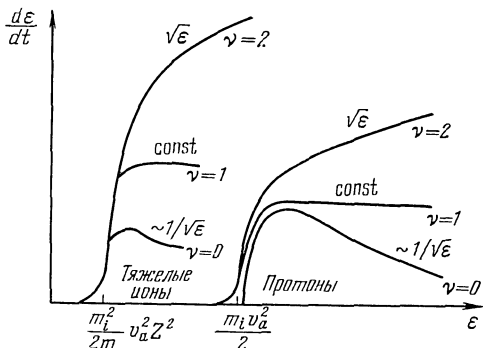


Рис. 11. Ускорение нерелятивистских ионов альвеновскими волнами со спектром $W_{\omega}^{\alpha} = \text{const}/\omega^{\nu}$ при разных значениях показателя ν .

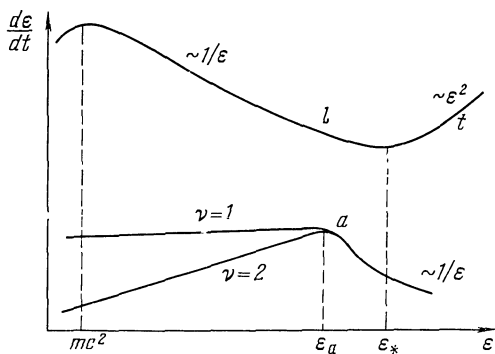


Рис. 12. Ускорение релятивистских частиц ленгмюровскими (индекс l), альвеновскими (индекс a) и поперечными (индекс t) волнами. ϵ_a — энергия, при которой ларморовский радиус сравним с наибольшей длиной альвеновских волн, ϵ_* — энергия, начиная с которой доминирует ускорение при поглощении электромагнитного излучения (гл. III).

приведены качественные графики, иллюстрирующие роль разных механизмов ускорения при различных условиях.

Вернемся к вопросу об условиях изотропии. Формулы (5.4)—(5.5), а также все последующие соображения существенно зависят от предположенной изотропии ускоряемых частиц. Насколько это важно?

Прежде всего можно отметить, что компоненты тензора диффузии, описывающие изменение направлений импульса частиц, как правило, заметно больше, чем компонента D_{\parallel} , характеризующая изменение абсолютной величины импульса. Поэтому всякому ускорению предшествует идущая более быстрым темпом изотропизация направлений скоростей частиц. Если скорость изотропизации мала, то практически нет и ускорения.

Вместе с тем пеизотропные распределения направлений скоростей частиц, как правило, неустойчивы, возбуждают интенсивную плазменную турбулентность, обратное действие которой на анизотропные распределения (квазилинейная релаксация) очень быстро их изотропизует. Анизотропное распределение в космических условиях существует недолго, а процесс ускорения требует заметного времени. Таким образом, предположение об изотропии, сделанное для оценки режима ускорения, достаточно хорошо соответствует реальным космическим условиям в тех областях плазмы, где это ускорение вообще имеет место.

Разумеется, рассматривая ту или иную конкретную модель плазменной турбулентности, необходимо включить в нее и вопросы ускорения, учитывая все факторы. Важно, однако, отметить, что вычисление темпов ускорения не требует введения новых параметров: они определяются той же мощностью источников турбулизации Q , что и сами спектры плазменной турбулентности. Интересно, что энергия быстрых частиц может в конечном счете стать большей энергии турбулентности, поскольку она постепенно накапливается, слабо диссипирует и не возвращается обратно в плазменную турбулентность. Этим можно объяснить большую плотность энергии быстрых частиц в астрофизических объектах.

Наблюдения показывают, что функция распределения по энергиям релятивистских частиц в космических условиях имеет, как правило, степенной характер, т. е. $f_p \sim \varepsilon^{-\gamma}$. Ускорение плазменной турбулентностью может привести

к созданию таких распределений, если ускорение частиц и потери ими энергии согласованы в том смысле, что одни и те же механизмы отвечают как за ускорение, так и за поглощение энергии. В случае «рассогласования» механизмов ускорения и торможения функция распределения приобретает вид либо максвелловской функции, либо ее модификации типа $f_p \sim \exp(-\text{const} \cdot \varepsilon^\alpha)$. Например, в случае, когда частицы ускоряются ленгмюровской турбулентностью, а теряют свою энергию при столкновениях, устанавливается максвелловское распределение с эффективной температурой

$$T_{\text{эфф}} \approx m_e c^2 N_d \sqrt{\frac{m_i}{m_e} \left(\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} \right)^{1/2}}. \quad (5.16)$$

Однако для быстрых частиц столкновения редки, они больше энергии тратят на излучение.

Более подробный анализ ускорения частиц плазменной турбулентностью применительно к конкретным астрофизическим объектам мы проведем в последующих главах.

Рассеяние электромагнитных волн в турбулентной плазме. Второй эффект, который здесь обсуждается, отличается физикой процесса от ускорения частиц, но также описывается уравнением диффузионного типа.

Рассмотрим перенос высокочастотного ($\omega \gg \omega_{pe}$) электромагнитного излучения в турбулентной плазме. Сначала для простоты ограничимся случаем, когда и волновое число электромагнитной волны много больше волновых чисел плазменной турбулентности ($\omega \gg (c/v_p) \omega_{pe}$). Потом мы укажем, к чему приводит снятие этого ограничения.

Очевидно, если интенсивность плазменной турбулентности велика, т. е. если плазменных волн в единице объема много, то велика вероятность слияния или распада электромагнитных волн с участием соответствующей плазменной волны. Физика этого процесса обсуждалась в § 3. Теперь применим эти рассуждения к рассматриваемой здесь задаче.

Пусть электромагнитный квант k испытывает слияние или распад с какой-либо плазменной волной k_1 , и возникает другой электромагнитный квант k' , частота и волновой вектор которого находятся из законов сохранения (3.29):

$$\omega = \omega' \pm \omega_1, \quad k = k' \pm k_1. \quad (5.17)$$

Поскольку фазовая скорость плазменных волн часто много меньше скорости света, относительное изменение разности волновых векторов электромагнитных волн заметно (в c/v_p раз) больше изменения их частот. Поэтому волновые векторы преимущественно поворачиваются, мало изменяя свою величину. Иными словами, высокочастотные электромагнитные волны в турбулентной плазме испытывают специфическое рассеяние по направлениям распространения и относительно небольшое изменение частоты.

Если k_1 сравним по величине с k , то уже в одном акте рассеяния волновой вектор электромагнитной волны повернется на угол порядка единицы — это интегральное рассеяние. Изменение частоты по-прежнему малó: $\Delta\omega \approx \approx \omega_1 \ll \omega$. Если же $k_1 \ll k$, то рассеяние тоже является дифференциальным по угловым переменным.

Вероятность излучения волны при слиянии была определена формулой (3.28). Теперь введем вероятность слияния u_{k, k', k_1} , отнесенную к единицам фазовых объемов волн k , k' и k_1 , так, чтобы

$$u_k = \int u_{k, k', k_1} N_{k'}^l N_{k_1} \frac{dk' dk_1}{(2\pi)^6}. \quad (5.18)$$

С помощью этой вероятности нетрудно составить уравнение баланса всех слияний и распадов электромагнитных и плазменных волн аналогично тому, как это сделано в уравнении (5.2). Учитывая закон сохранения (5.17), имеем [Каплан, Цытович (1968); Сахокия, Цытович (1968)]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_k^l}{dt} &= \int N_{k_1} [(N_{k-k_1}^l - N_k^l) u_{k, k-k_1, k_1} + (N_{k+k_1}^l - N_k^l) \times \\ &\times u_{k, k+k_1, k_1}] \frac{dk}{(2\pi)^3} = \int N_{k_1} \left[k_1 \frac{\partial}{\partial k} \left(u_{k, k, k_1} \left(k_1 \frac{\partial N_k^l}{\partial k} \right) \right) \right] \frac{dk_1}{(2\pi)^3} = \\ &= \frac{\partial}{\partial k_i} \left(\tilde{D}_{ij} \frac{\partial N_k^l}{\partial k_j} \right), \quad (5.19) \end{aligned}$$

где \tilde{D}_{ij} — диффузионный тензор рассеяния при слияниях и распадах:

$$\tilde{D}_{ij} = \int k_{1i} k_{1j} u_{k, k, k_1} N_{k_1} \frac{dk_1}{(2\pi)^3}. \quad (5.20)$$

В поле изотропной плазменной турбулентности все компоненты тензора \tilde{D}_{ij} выражаются через два параметра. Один из них описывает изменение частоты электромагнитной волны:

$$\tilde{D}_{\parallel}(k) = \int \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_1)^2}{k^2} u_{k, k, k_1} N_{k_1} \frac{d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^3}. \quad (5.21)$$

Будем называть эту величину продольной компонентой тензора. Другой параметр (поперечная компонента тензора) определяет изменение направлений волнового вектора:

$$\tilde{D}_{\perp}(k) = \int \frac{[\mathbf{k} \times \mathbf{k}_1]^2}{2k^2} u_{k, k, k_1} N_{k_1} \frac{d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^3}. \quad (5.22)$$

При известных вероятностях слияний и распадов (см. Приложение) эти величины легко вычисляются. Приведем окончательные выражения для поперечных компонент тензора рассеяния на разных модах изотропной плазменной турбулентности.

Рассеяние на турбулентности продольных плазмонов:

$$\tilde{D}_{\perp}^l(k) = \frac{\pi}{16} \frac{\omega_{pe}^2}{c^2 k^2} \int_0^k \frac{W_{k_1}^l k_1^3 dk_1}{n_e m_e c^2}; \quad (5.23)$$

рассеяние на ионнозвуковой турбулентности:

$$\tilde{D}_{\perp}^s(k) = \frac{\pi}{16} \frac{\omega_{pe}^4}{c^3 k^2} \int_0^k \frac{W_{k_1}^s k_1 dk_1}{n_e T_e}; \quad (5.24)$$

рассеяние на турбулентности магнитозвуковых волн:

$$\tilde{D}_{\perp}^m(k) = \frac{\pi}{16} \frac{\omega_{pe}^4}{c^3 k^2} \int_0^k \frac{W_{k_1}^m k_1 dk_1}{n_e m_i v_a^2}. \quad (5.25)$$

Коэффициент диффузионного рассеяния на альвеновских волнах очень мал; он отличается от (5.25) добавлением к подинтегральному выражению малого множителя $(k_1 c / \omega_{pi})^2$. Подобное рассеяние имеет место и на столкновительных звуковых волнах [Маханьков, Сахокия, Цытович (1969)].

В дальнейшем вместо \tilde{D}_\perp часто будем использовать эффективный коэффициент упругого рассеяния

$$\sigma_\perp = \frac{2\tilde{D}_\perp}{k^2}. \quad (5.26)$$

Рассмотрим несколько подробнее случай рассеяния на волнах ленгмюровской и ионнозвуковой турбулентностей. Если волновое число электромагнитной волны k меньше наибольшего волнового числа возбужденных продольных плазмонов k_g , то при плоском спектре плазменной турбулентности коэффициент упругого рассеяния постоянен, т. е. не зависит от частоты электромагнитных волн:

$$\sigma_\perp^l = \frac{2\tilde{D}_\perp^l}{k^2} = \frac{\pi}{32} \frac{\omega_{pe}^2 W_k^l}{n_e m_e c^3} = \frac{\pi}{32} \frac{\omega_{pe}^2}{n_e m_e c^3} \sqrt{\frac{2Q^l}{\alpha^l}}. \quad (5.27)$$

При больших частотах ($\omega > ck_g$) коэффициент упругого рассеяния спадает с частотой как $\sigma_\perp \sim \omega^{-4}$.

Коэффициент упругого рассеяния на волнах ионнозвуковой турбулентности всегда спадает с частотой. При $\omega \leq c/d_e \approx (c/v_{Te}) \omega_{pe}$ имеем [с учетом (4.37)]:

$$\sigma_\perp^s = \frac{\pi}{64} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8m_i}} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega^3} |\ln(kd_e)| \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega^3}, \quad (5.28)$$

а при больших частотах $\omega > (c/v_{Te}) \omega_{pe}$ также $\sigma_\perp^s \sim \omega^{-4}$.

Продольный коэффициент диффузии вычисляется сходным образом. Здесь вместо \tilde{D}_\parallel будем пользоваться эффективным коэффициентом неупругого рассеяния:

$$\sigma_\parallel = \frac{\tilde{D}_\parallel}{k^2}. \quad (5.29)$$

Для рассеяния на волнах изотропной ленгмюровской турбулентности имеем

$$\sigma_\parallel^l = \frac{\pi}{16} \frac{\omega_{pe}^4}{c^3 k^4} \int_0^k \frac{W_{k_1}^l k_1 dk_1}{n_e m_e c^2} = 2 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \sigma_\perp^l \quad (5.30)$$

для частот, меньших $\omega \approx ck_g$. В случае, когда волновое число электромагнитной волны больше максимального

волнового числа турбулентности продольных плазмонов, имеет место соотношение $\sigma'_{\parallel} / \sigma'_{\perp} = (v_p/c)^2$, где v_p — минимальная фазовая скорость продольных плазмонов. Таким образом, здесь коэффициент неупругого рассеяния всегда спадает с ростом частоты и, как правило, много меньше коэффициента упругого рассеяния.

В случае взаимодействия с ионнозвуковыми волнами отношение коэффициентов упругого и неупругого рассеяний постоянно:

$$\frac{\sigma_{\parallel}^s}{\sigma_{\perp}^s} = \left(\frac{v_s}{c}\right)^2 \ll 1. \quad (5.31)$$

Диффузионное уравнение (5.19) есть, по существу, уравнение переноса электромагнитного излучения. Его можно свести к обычному для астрофизики виду. Чтобы не усложнять запись, предположим, что коэффициенты упругого и неупругого рассеяний не зависят от угловых переменных (что всегда справедливо при рассеянии на волнах изотропной турбулентности). Кроме того, предположим дифференциальность рассеяния по угловым переменным. Тогда имеем

$$\frac{dI_{\omega}}{dt} = \frac{\partial I_{\omega}}{\partial t} + \mathbf{v}_g \frac{\partial I_{\omega}}{\partial \mathbf{r}} = \sigma_{\perp} \Delta_{\perp} I_{\omega} + \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\omega^4 \sigma_{\parallel} \frac{\partial I_{\omega}}{\partial \omega} \right), \quad (5.32)$$

где Δ_{\perp} — угловой оператор Лапласа,

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (5.33)$$

Для электромагнитных волн с $k = \omega/c$ порядка волновых чисел плазменной турбулентности рассеяние по угловым переменным имеет интегральный характер. Здесь вместо углового оператора Лапласа появляется обычное для теории переноса интегральное выражение [этот случай подробно рассмотрен в работе Каплана и Цытовича (1968)].

Заниматься решением (5.32) мы здесь не будем, но некоторые общие выводы можно сделать сразу.

Во-первых, если через турбулентную плазму проходит узконаправленное излучение, то его угловой разброс

$(\Delta\vartheta)^2$ расширяется по мере увеличения расстояния R :

$$\overline{(\Delta\vartheta)^2} = 2\tau_{\perp} t = 2\tau_{\perp} \frac{R}{c}. \quad (5.34)$$

Это соотношение может быть использовано для диагностики плазменной турбулентности в космических условиях [Цытович (1964); Гордон (1967)]. Например, если наблюдается какой-либо радиоисточник малого углового размера ϑ_0 , причем известно, что излучение проходит путь R в среде, где возможна турбулентность продольных плазмонов, то ее спектральная плотность энергии должна удовлетворять неравенству:

$$W_k^l \leq \frac{m_e^2 c^4}{e^3 R} \vartheta_0^2. \quad (5.35)$$

Аналогичным образом можно получить пределы для плотности энергии турбулентности других мод.

Во-вторых, если наблюдается очень узкая спектральная эмиссионная радиолиния, то подобным же образом можно оценить плотность энергии плазменных волн по неупругому рассеянию [Колгейт (1967); Каплан, Цытович (1969б)].

Здесь, однако, существенно, что коэффициент упругого рассеяния много больше, чем коэффициент неупругого рассеяния, поэтому и увеличение углового разброса намного заметнее. Только в том случае, когда угловой размер источника не слишком мал, а спектральная линия очень узкая, диагностика по неупругому рассеянию может оказаться более эффективной. В самом благоприятном случае, когда наблюдается узкая линия от источника небольшого углового размера, при заметном влиянии плазменной турбулентности можно было бы воспользоваться очевидным соотношением:

$$\overline{\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2} = \frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}} \overline{(\Delta\vartheta)^2} \quad (5.36)$$

для анализа свойств турбулентности.

Усиление высокочастотного электромагнитного излучения при распространении в плазменной турбулентной среде. В уравнении переноса (5.32) учтены только распадные взаимодействия. В общем случае в него надо добавить

члены, учитывающие спонтанные и индуцированные механизмы излучения и рассеяния. В плазменной турбулентной среде таких процессов много, и выписать уравнение переноса в общем виде трудно. Отдельные существенные для плазменной астрофизики случаи будут рассмотрены в последующих главах. Однако некоторые свойства подобного уравнения переноса отметим здесь, в общем изложении теории плазменной турбулентности.

Прежде всего важно, что электромагнитное излучение при распространении в турбулентной среде может усиливаться, т. е. в уравнение (5.32) добавляются члены вида $\gamma^l I_\omega$ с положительным значением инкремента раскачки γ^l . В турбулентной плазме существует много механизмов усиления излучения; ряд их будет рассмотрен в последующих главах.

В этом параграфе мы ограничимся описанием одного такого механизма, который качественно можно объяснить следующим образом [Цытович (1971в)]. Обычно затухание электромагнитной волны связано с тем, что электроны, раскачиваемые этой волной, теряют свою энергию на столкновения с другими частицами. В турбулентной плазме электроны чаще «сталкиваются» с плазменными волнами. Однако здесь они могут не только отдавать энергию, но и приобретать ее. Например, оказывается, что если волновые векторы электромагнитных и ионнозвуковых волн направлены в одну сторону и если плотность энергии ионнозвуковых волн больше некоторого минимального значения (см. ниже), то при раскачке электронов обеими волнами энергия передается от ионнозвуковой волны к электромагнитной. При противоположных направлениях волновых векторов энергия перекачивается от электромагнитных волн к ионнозвуковым. Существенно, что направление перекачки энергии зависит от анизотропии плазменной турбулентности. В случае строго изотропной турбулентности эффект усиления пропадает.

Инкремент или декремент взаимодействия электромагнитных и ионнозвуковых волн записывается в таком виде:

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\pi m_e}{8m_i}} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^3 \int \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_1)}{n_e m_e \omega_{pe}^2} W_{\mathbf{k}, d}^s d\mathbf{k}_1. \quad (5.37)$$

Заметим, что ионнозвуковая турбулентность, как правило, анизотропна, — например, волновые векторы ионнозвуковых волн, возбужденных электрическим полем, направлены преимущественно вдоль него. Если и электромагнитное излучение распространяется в этом направлении, то коэффициент его усиления

$$\frac{\gamma^t}{\omega_{pe}} \approx \sqrt{\frac{\pi m_e}{8 m_i} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \frac{v_{Te}}{c} \frac{W^s}{n_e T_e}}. \quad (5.38)$$

Поскольку усиление возможно лишь тогда, когда его инкремент больше всегда имеющего место декремента затухания из-за столкновений $(\omega_{pe}/\omega)^2 \nu_e$, то необходимая плотность энергии ионнозвуковых волн

$$\frac{W^s}{n_e T_e} \gg \sqrt{\frac{8 m_i}{\pi m_e} \frac{c}{v_{Te}} \frac{1}{N_d}}. \quad (5.39)$$

Для заметного усиления электромагнитных волн также необходимо, чтобы оптическая толщина по отношению к инкременту раскачки была много больше единицы, т. е.

$$\tau_\gamma = \frac{\gamma^t R}{v_g} = \frac{\gamma^t R}{c} \gg 1. \quad (5.40)$$

Условие (5.40) для разных механизмов усиления в небольших по размерам R астрофизических источниках может и не выполняться. Тем не менее, если в этих источниках есть интенсивная плазменная турбулентность, то усиление электромагнитного излучения возможно, как было показано Капланом и Цытовичем (1968), и при обратном (5.40) неравенстве. В плазменной турбулентной среде упругое рассеяние электромагнитных волн при распадных взаимодействиях, рассмотренное в предыдущем разделе, приводит к заметному удлинению действительного пути, пройденного волной, если $(\Delta\theta)^2$ становится больше единицы. Иными словами, электромагнитная волна «запутывается» в среде, проводит в ней больше времени и, следовательно, условия ее усиления становятся более благоприятными.

Существенное «запутывание» электромагнитной волны происходит в том случае, когда оптическая толщина по отношению к упругому рассеянию намного больше

единицы, т. е.

$$\tau_{\sigma} = \frac{\sigma_{\perp} R}{c} \gg 1. \quad (5.41)$$

Для усиления электромагнитных волн теперь необходимо выполнение условия:

$$\sqrt{\tau_{\sigma} \tau_{\gamma}} = \sqrt{\sigma_{\perp} \gamma^l} \frac{R}{c} \gg 1, \quad (5.42)$$

которое может выполняться и при $\tau_{\gamma} < 1$, если только τ_{σ} достаточно велико. Подобная интенсификация механизма усиления электромагнитных волн будет использована в последующих главах при анализе конкретных астрофизических объектов.

О некоторых нелинейных уравнениях переноса электромагнитного излучения. В последнее время нелинейные уравнения переноса излучения стали объектом многочисленных исследований. Существует много причин нелинейности уравнений, и общей теории нелинейного переноса пока нет. Например, нелинейность может быть связана с зависимостью населенностей уровней от поля самого излучения, с изменением в этом поле диэлектрической проницаемости и т. д.

Есть, однако, еще одна существенная причина появления нелинейности в уравнении переноса — это учет индуцированных процессов. В частности, для случая индуцированного комптоновского рассеяния на тепловых электронах плазмы подобное уравнение было получено Вейманом (1965) и Компанейцем (1965). Заметим, что это уравнение было использовано для ряда астрофизических исследований [Зельдович, Сюняев (1969); Сюняев (1971)].

В самом деле, при учете индуцированных процессов инкремент в дифференциальном приближении пропорционален производной от спектральной функции, и поэтому соответствующий член в уравнении переноса пропорционален произведению интенсивности на ее производную, или производной от квадрата интенсивности. В частности, в упомянутом уже случае уравнение переноса с учетом индуцированного комптоновского рассеяния содержит член

$$\gamma^l(t' + l \rightarrow t) I_{\omega} = \frac{2\pi^2}{3} \frac{\omega_{pe}^4}{n_e m_e c^3} \omega \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{I_{\omega}}{\omega} \right)^2. \quad (5.43)$$

В рамках нелинейной теории плазмы в условиях, когда все частицы плазмы принимают участие во взаимодействии, рассеяние на частицах мало по сравнению с распадным процессом [Цытович (1971a)]. Вместе с тем, именно распадные процессы приводят также к формуле (5.43).

В самом деле, составляя выражение $\gamma^t I_\omega$ с инкрементом распадного процесса $l' \rightarrow l + l$, определенным формулой (3.37), получаем в точности выражение (5.43). Вместе с тем возникает и существенное ограничение, связанное с тем, что указанное выражение справедливо только тогда, когда число поперечных волн в единице фазового объема много больше числа продольных волн также в единице фазового объема, т. е. при условии $N_k^t \gg N_{k_1}^t$. Только в этом случае интенсивность распадных процессов пропорциональна $N_k^t N_{k-k_1}^t$. Если же $N_k^t \ll N_{k_1}^t$, то интенсивность распадных процессов пропорциональна произведению $N_k^t N_{k_1}^t$, и уравнение переноса теперь оказывается линейным по отношению к интенсивности электромагнитного излучения, т. е. сводится к случаю рассеяния электрона на волнах плазменной турбулентности.

Условие $N_k^t \gg N_{k_1}^t$ применительно к космической плазме кажется достаточно жестким. Ведь мощное электромагнитное излучение, для которого может потребоваться учет нелинейности, само турбулизует плазму благодаря тем же распадным процессам. Если нелинейность существенно влияет на интенсивность электромагнитного излучения, то это означает одновременно и то, что значительная часть его энергии передается плазменным волнам [см. (4.56)], а поскольку энергия одной плазменной волны много меньше энергии электромагнитной волны, то отсюда следует $N_{k_1}^t \gg N_k^t$. Возможны, однако, случаи, когда плазменные волны интенсивно поглощаются, и поэтому уровень их энергии остается низким. Во всяком случае проблема нелинейного переноса электромагнитных волн в плазме, по-видимому, не может быть отделена от исследования возбуждения плазменной турбулентности и взаимодействия излучения с ней, в частности, рассеяния и увеличения частоты. Таким образом, эта проблема должна решаться в рамках задач плазменной астрофизики, с учетом целого ряда других нелинейных процессов, помимо процесса (5.43).

§ 6. Лабораторные исследования плазменной турбулентности и возможности моделирования явлений в космической плазме

Астрофизика плазменной турбулентности изучает объекты особого рода и условия, обычно невозпроизводимые в лабораторном эксперименте. Вместе с тем она не может не опираться на многочисленные экспериментальные исследования плазменной турбулентности в лабораториях. С одной стороны, существуют космические объекты, условия в которых во многом подобны тем, что реализуются в лабораторном эксперименте (например, плазма околоземного пространства или солнечная плазма), а с другой стороны, в лабораторных экспериментах часто проявляются многие качественнее особенности, которые в условиях космоса встречаются в больших масштабах. Поэтому на общих представлениях о природе плазменной турбулентности, исследуемой в лабораторных экспериментах, естественно основывается теоретический анализ процессов, характерных для космической плазмы и трудно реализуемых в лаборатории.

Хорошо известна особая роль космических лучей в астрофизической плазме. Поэтому в первую очередь следует рассмотреть вопрос о том, наблюдаются ли в лабораторном эксперименте эффекты, аналогичные генерации космических лучей. Другим важным вопросом, названным во введении, является сильное увеличение диссипативных процессов при наличии турбулентности (сильное возрастание энтропии); здесь мы также обратим внимание на существующие экспериментальные работы. Наконец, третий вопрос касается наблюдений аномального падтеплового излучения турбулентной плазмы, что представляет особый интерес для астрофизики. К этому вопросу примыкают также наблюдения аномально большого рассеяния электромагнитных волн турбулентной плазмой.

Прежде чем переходить к изложению наиболее важных с астрофизической точки зрения экспериментов, указывающих на большую эффективность указанных процессов ускорения, аномального излучения, аномальной диссипации и на распространенность турбулентного состояния плазмы, следует сделать два замечания.

Во-первых, имеется большое число экспериментальных работ, в которых наблюдались турбулентные процессы на очень низких частотах, в частности меньших частоты столкновений, или на частотах порядка дрейфовых. Эффекты ускорения частиц и аномального излучения при этом не обнаруживались. Что касается аномальной диссипации, то она всегда сопутствует турбулентности и наблюдается в большинстве экспериментов. В частности, с дрейфовой турбулентностью связана аномальная диффузия плазмы, препятствующая ее магнитному удержанию в экспериментальных устройствах. Мы не будем касаться здесь этих экспериментов, так как динамическая и дрейфовая турбулентности не являются предметом настоящего изложения и указанные типы турбулентности не приводят к аномальному ускорению и излучению, которое представляет особый интерес в астрофизике. Кстати, дрейфовая турбулентность до сих пор не поддается хорошему теоретическому описанию. Эффекты аномального ускорения и излучения хорошо наблюдаются и исследованы как раз в высокочастотной плазменной турбулентности, для которой разработаны удовлетворительные методы описания, понятны элементарные физические процессы, лежащие в их основе, и, как правило, эксперименты объясняются существующей теорией.

Во-вторых, следует подчеркнуть, что почти все методы создания лабораторной плазмы связаны также с одновременной ее турбулизацией. Так, большинство источников плазмы (за исключением, быть может, так называемых Q -машин, основанных на термоэмиссии) дает, по-видимому, турбулентную плазму. Более существенно, однако, другое: даже относительно слабые внешние воздействия на плазму приводят к ее турбулизации и возбуждению различных колебаний. Именно это имеется в виду, когда говорят, что плазма является чрезвычайно неустойчивой. Как правило, чем горячее плазма, тем легче ее турбулизовать. Так, при температуре 1 эв и плотности $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ уже поля с $E \approx 0,01 \text{ в-см}^{-1}$ приводят к интенсивному возбуждению ионнозвуковых колебаний. Интенсивная турбулентность возникает при воздействии даже слабых электронных пучков, при наличии слабой анизотропии в распределении частиц плазмы по углам, при воздействии высокочастотных электромагнитных полей достаточной

интенсивности на плазму и т. п. Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал, касающийся плазменной турбулентности, огромен, и поэтому приводимые ниже примеры носят фрагментарный и иллюстративный характер.

Некоторые экспериментальные данные об ускорении частиц в турбулентной плазме. Перейдем теперь к краткому обсуждению экспериментов по ускорению частиц в плазме. Нужно отметить, что почти во всех экспериментах, в которых наблюдалось возбуждение турбулентных пульсаций плазменного типа, наблюдалось и ускорение частиц. Более того, сейчас наблюдение быстрых частиц стало индикатором, используемым для диагностики развития плазменной турбулентности. В последнее время было выяснено, что предположение о том, что плазма в большинстве лабораторных установок двухтемпературна, т. е. содержит горячую (ускоренные частицы) и холодную компоненту, является хорошей рабочей гипотезой, позволяющей разобраться в результатах наблюдений. Это во многом качественно соответствует астрофизическим наблюдениям, где имеются холодная плазма и плазма космических лучей. Однако условия лабораторного эксперимента существенно отличаются от космических, с одной стороны, временными масштабами — турбулентность возбуждается на относительно короткие времена, в течение которых плазма еще удерживается в установке, — и, с другой стороны, пространственными масштабами — ускоренные частицы могут удерживаться магнитным полем лишь до тех пор, пока их ларморовский радиус не сравнится с размером установки. Поэтому в лабораторных экспериментах ускоренные частицы, как правило, не имеют релятивистских энергий. Вместе с тем в большинстве экспериментов, в которых наблюдалось возбуждение плазменной турбулентности, имелись и ускоренные частицы. Такие эффекты наблюдались, например, при взаимодействии электронных пучков с плазмой. Сама проблема взаимодействия пучков — плазма представляет сейчас большой раздел физики плазмы, которому уже посвящены книги и специальные ежегодные международные конференции. Накопилось уже большое количество экспериментальных данных по появлению ускоренных частиц. Среди них нужно отметить в первую очередь работы оте-

чественных коллективов под руководством Файнберга, Харченко, Завойского, Головина и многих других, и зарубежных коллективов, например, Смулина, Алексеева, Хопмана и др. [результаты экспериментов и обстоятельные обзоры содержатся в сборниках докладов на последних международных конференциях по термоядерному синтезу и явлениям в ионизованных газах — I (1967), II (1968), III (1968), IV (1969), V (1970)].

В разных экспериментальных устройствах наблюдались эффекты ускорения различными плазменными колебаниями, например, ленгмюровскими, вистлерами, ионнозвуковыми. Наблюдались как ускоренные электроны, так и ускоренные ионы. Мы более или менее произвольно выберем из этих экспериментов ряд наиболее наглядных, сознавая, что такая иллюстрация по необходимости будет несколько однобокой.

Возникновение энергичных электронов при плазменном пучковом взаимодействии было установлено в экспериментах Харченко, Файнберга и др. (1962). При первоначальной энергии пучка 5 кэВ энергия быстрых электронов составляла $80\text{--}100 \text{ кэВ}$ и их число — около 5% полного числа электронов плазмы [см. также обзор Файнберга (1968)]. В экспериментах Смулина (1968) пучок с относительной плотностью $n_*/n_e \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ ($n_* \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$) возбуждал интенсивные ленгмюровские колебания на частотах ω_{pe} , которые сопровождалось мощным излучением плазмы на частотах порядка ω_{pe} (разрешение ω_{pe} и $2\omega_{pe}$ невозможно из-за неоднородности плазмы, специфической для любого лабораторного эксперимента). Определенная по рентгеновскому излучению ускоренных электронов, падающих на боковые стенки газоразрядной камеры, энергия их была порядка 100 кэВ при энергии частиц пучка $7\text{--}10 \text{ кэВ}$. Плотность ускоренных частиц составляла около 0,1% плотности холодной плазмы, точные измерения которой были проведены с помощью маломощного детектирующего пучка. Основным механизмом ускорения являются ленгмюровские колебания. Характерно, что полная энергия ускоренных частиц весьма велика и сравнима с энергией холодной плазмы. В экспериментах Плахова и др. (1969) было подробно показано, что в условиях плазменного пучкового взаимодействия, возбуждаемого в магнитных ловушках, ускорение

электронов происходит в основном вне области взаимодействия пучка и плазмы (размеры пучка были ограничены). При этом из области пучкового взаимодействия диффундируют ленгмюровские колебания и частицы пучка, а их взаимодействие приводит к ускорению частиц ленгмюровскими колебаниями. В экспериментах Кархова

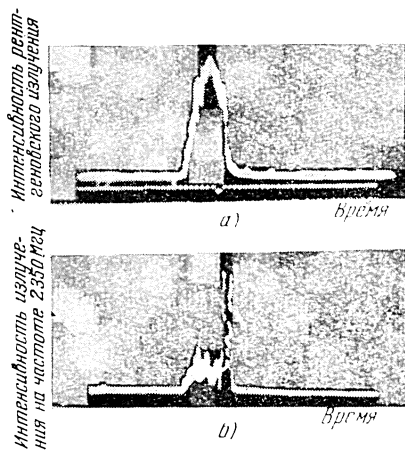


Рис. 13. Корреляция ускорения быстрых частиц и возбуждения плазменных колебаний. а) Осциллограмма рентгеновского излучения, генерируемого быстрыми электронами; б) осциллограмма плазменных колебаний на частоте $\omega = 1,28 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ в том же масштабе времени.

(1969) было показано, что ускорение особенно эффективно, когда гирочастота электронов кратна плазменной частоте, причем вначале возбуждаются интенсивные ленгмюровские колебания, которые еще вне магнитной ловушки конвертируют в вистлеры (точнее, в их высокочастотную часть, примыкающую к продольным колебаниям с частотой $\omega_{He} \cos \vartheta$). Условие кратности ω_{He} плазменной частоте, по-видимому, соответствует условию эффективной нелинейной конверсии ленгмюровских колебаний в вистлеры. В области магнитной ловушки имеются в основном вистлеры, которые эффективно ускоряют электроны. Спектры колебаний, как было установлено, возбуждаются

именно пучком, а не ускоренными электронами, и коррелируют с рентгеновским излучением (рис. 13), генерируемым ускоренными частицами. Энергия ускоренных электронов в 100 раз превосходила энергию частиц пучка. В экспериментах Незлина (1967) наблюдалось ускорение ионов, которое коррелировало с возникновением колебаний на ионной циклотронной частоте. Особенно эффективное ускорение ионов наблюдалось Завойским (1967) в условиях, когда выполнялось условие их резонанса с ионнозвуковыми колебаниями. Ускоренные ионы наблюдаются практически в большинстве экспериментов, в которых возникает ионнозвуковая турбулентность [например, в плазме во внешнем электрическом поле, Завойский, Рудаков (1967); экспериментах по бесстолкновительным ударным волнам, Алиханов и др. (1969)]. В экспериментах Геккера, Векслера и др. (1965) по взаимодействию высокочастотных интенсивных волн с плазмой наблюдались ускоренные ионы с максимумом энергии около 100 эв и последующим спадом, простирающимся до 10 кэв.

Конечно, эффекты ускорения могли бы быть связаны не с плазменной турбулентностью, а, например, с появлением неких потенциальных ям или горбов, на которых ускорялись частицы. Существенно, что имеются экспериментальные возможности для ответа на вопрос о природе наблюдаемого ускорения. Во-первых, развитие турбулентности означает достаточно интенсивный обмен энергией между различными модами и, следовательно, достаточно широкий спектр возбужденных колебаний. Во-вторых, частицы, ускоряемые стохастически на случайных полях турбулентных пульсаций, должны иметь достаточно широкий спектр энергий. В большинстве экспериментов оба указанных условия оказываются выполненными. Однако наиболее однозначное указание на ускорение турбулентными пульсациями дают эксперименты, в которых турбулентность по тем или иным причинам возбуждается периодически (например, из-за некоторых релаксационных процессов изменения параметров плазмы). Оказывается, что появление ускоренных частиц точно коррелировано в этих условиях с периодами турбулизации плазмы, а в ряде случаев — с появлением лишь определенного типа пульсаций. Это прямо подтверждает то,

что ускорение частиц связано с воздействием турбулентных колебаний плазмы на частицы.

Возможно также в ряде условий весьма эффективное ускорение частиц вистлерами; это связано исключительно с тем, что вистлер, распространяющийся в основном вдоль магнитного поля, увеличивает энергию частиц перпендикулярно к полю, что, например, в условиях магнитной ловушки способствует удержанию ускоряемых частиц. Однако, как правило, ускорение тем эффективнее, чем больше частота пульсаций (при той же энергии турбулентности). Ускорения наблюдались в магнитных ловушках и на ленгмюровских колебаниях. Ускоренные ионы возникают при воздействии интенсивных высокочастотных полей на плазму и при взаимодействии лазерного излучения с плазмой.

Другой отличительной чертой всех экспериментальных результатов является то, что ускоряется относительно небольшая доля полного числа частиц. Это, с одной стороны, указывает на существование мощных диссипативных процессов, сопровождающихся нарастанием энтропии в турбулентном режиме, а с другой стороны, отнюдь не означает, что полная энергия ускоренных частиц не может быть сравнимой с энергией холодной компоненты.

Достаточно длительное существование турбулентного режима может привести к тому, что полная энергия ускоренных частиц будет сравнима с энергией тепловых частиц. Более того, высказывались предположения о том, что измеряемый в экспериментах по турбулентному нагреву диамагнитный эффект, пропорциональный полной энергии частиц, может быть создан именно горячей компонентой. Дискуссия по этой проблеме интенсивно велась в 1965—1967 гг. Сейчас стало ясно, что в тех экспериментах, в которых достаточно четко удавалось разграничить горячую и холодную компоненты, обе они имеют сравнимые энергии. Так, в экспериментах Кархова (1969) энергия ускоренных частиц составила около 30% от энергии основной массы тепловых частиц. Можно сопоставить этот результат с хорошо известным из астрофизики примерным равенством энергии космических лучей и других форм энергии — тепловой энергии холодной космической плазмы и энергии магнитного поля.

Все описанные эксперименты с несомненностью свидетельствуют о том, что появление ускоренных частиц обязано взаимодействию частиц с турбулентными колебаниями плазмы, о том, что между лабораторными и космическими явлениями существует глубокое сходство, и, наконец, о том, что генерация быстрых частиц является общим свойством плазменной турбулентности.

Аномальная электропроводность плазмы. Перейдем теперь к экспериментам, указывающим на аномальное усиление диссипативных процессов при развитии плазменной турбулентности. Самым простым способом возбуждения плазменной турбулентности является воздействие достаточно сильных электрических полей. Турбулентный режим возникает в условиях, когда поля E больше дрейсеровского поля E_d , что уже отмечалось в § 4. При таком поле «убегающие» электроны тормозятся на волнах плазменной турбулентности.

Этот эффект получил название аномального сопротивления плазмы. Экспериментально он исследовался во многих работах [Супруненко (1964), Фанченко и др. (1964), Бурченко и др. (1969), Хамбергер и др. (1969), Пол (1969, 1970), Хамбергер, Янчарик (1971)]. Эффект аномального сопротивления наблюдался в тороидальных установках по магнитному удержанию плазмы, таких, как Токамак [Арцимович (1969)], а также в условиях, когда возникали так называемые нейтральные линии магнитного поля, вблизи которых напряженность магнитного поля меняет знак. Эти наблюдения представляют особый интерес для интерпретации хромосферных вспышек на Солнце, которые обычно возникают вблизи нейтральных линий. Естественно связать наблюдаемую аномальную диссипацию магнитных полей, происходящую во время хромосферных вспышек, с аномальным сопротивлением.

На рис. 14 приведены результаты экспериментального исследования зависимости средней электропроводности плазмы от электрического поля, полученное в последних экспериментах Хамбергера, Янчарика (1971). Приложенное электрическое поле было в пределах $100-1500$ в·см⁻¹ в водородной плазме с концентрацией $n_e \approx 10^{11} \div 10^{13}$ см⁻³. В этом диапазоне параметров как раз возможен переход от ионнозвуковой турбулентности, когда $u < v_{Te}$, к так

называемой бунемановской, когда $u > v_{Te}$. В соответствии со сказанным в § 4 аномальная электропроводность ме-

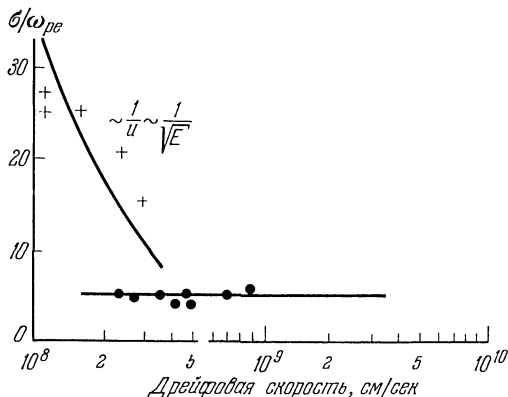


Рис. 14. Зависимость турбулентной электропроводности плазмы от величины относительной дрейфовой скорости u . Область $\sigma \sim 1/u$ соответствует ионнозвуковой турбулентности, область $\sigma \approx \text{const}$ — бунемановской неустойчивости.

няется от $\sigma \sim 1/u$ до $\sigma \approx \text{const}$ [см. (4.39) — (4.47)], что

наблюдается экспериментально. Переход от одного режима к другому сопровождается резким изменением спектра турбулентности. В ионнозвуковом режиме спектр пропорционален $1/k$ (рис. 15) и соответствует развитой теории, а при $u > v_{Te}$ он концентрируется около частот, примерно равных $(1/2)(m_e/m_i)^{1/2}\omega_{pe}$ [см. рис. 16 и формулу (4.46)]. В основном турбулентные пульсации распространяются вдоль приложенного электрического поля.

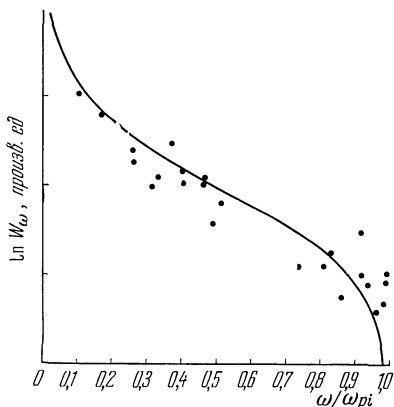


Рис. 15. Спектр ионнозвуковых колебаний в плазме в электрическом поле с параметрами $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $u = 10^8 \text{ см/сек}$. Сплошная кривая: $W_\omega \sim (1/\omega) \ln(\omega_{pi}/\omega)$.

Интенсивные ионнозвуковые колебания наблюдались в экспериментах Завойского и Рудакова (1967),

причем их уровень был не менее $10^{-2} n_e T_e$. Эффективные частоты столкновений соответствуют 10^9сек^{-1} , что на много порядков превосходит частоту электронно-ионных столкновений и непосредственно показывает, насколько эффективны диссипативные процессы в турбулентном режиме. В условиях, когда приложенное электрическое поле не в состоянии поддерживать неравенство $u > v_{Te}$ при том аномальном сопротивлении, которое возникает в этом режиме,

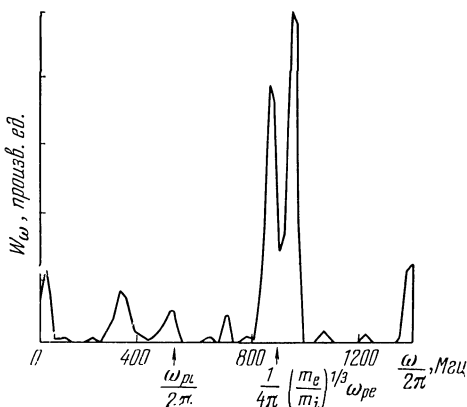


Рис. 16. Спектр плазменных колебаний в режиме бунемановской неустойчивости при $E = 60 E_d$, $u = 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Максимум спектра — на частоте $\nu = (1/4\pi) (m_e/m_i)^{1/3} \omega_{pe} > \omega_{pi}/2\pi$.

плазма автоматически переходит в ионнозвуковой режим из-за нагрева электронов. Это было экспериментально продемонстрировано Хамбергером (1969) (рис. 17). Характерное время перехода имеет порядок $(m_i/m_e)^{1/3} / \omega_{pe}$, т. е. весьма мало, что особенно важно для астрофизических приложений. Дело в том, что если $E > E_d$, но $T_e = T_i$, то ионнозвуковые колебания непосредственно возбуждаться не могут. Следовательно, появляются сначала «убегающие» электроны, затем при $u > v_{Te}$ происходит нагрев всех электронов плазмы и возникают условия, необходимые для развития ионнозвуковой турбулентности. Отсюда следует важный вывод о том, что в астрофизических условиях аномальное сопротивление чаще всего нужно связывать с ионнозвуковой турбулентностью. Эффекты аномального сопротивления имеют место во всех

случаях, когда в плазме возникает направленное движение электронов относительно ионов, какими бы силами оно ни вызывалось. Хотя одновременно с ионнозвуковыми при этом возбуждаются и другие колебания, вклад последних в эффект аномального сопротивления оказывается

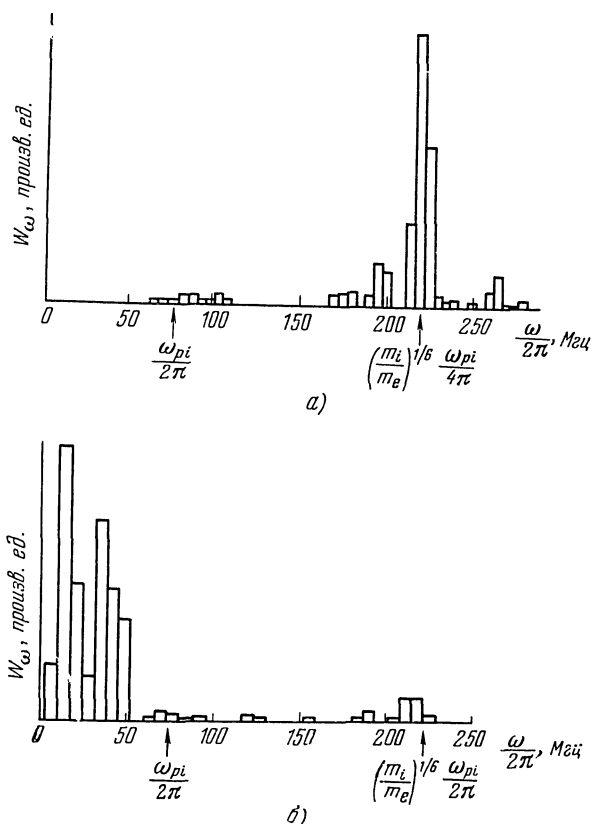


Рис. 17. Изменение спектра колебаний во времени в результате развития неустойчивости плазмы в сильном электрическом поле. а) спектр на начальном этапе (бунемановская неустойчивость); б) ионнозвуковой спектр на следующей стадии (спустя 70 нсек).

малым. Такую природу может иметь, например, возникновение магнитных возмущений в солнечном ветре.

Помимо аномально большого трения электронов относительно ионов, наблюдается и аномально быстрая изо-

тропизация распределений электронов и ионов. Такие эффекты возникают в отсутствие направленного движения электронов относительно ионов. Эффекты изотропизации приводят к аномально большим потерям частиц из магнитных ловушек.

В плазме с горячими ионами и холодными электронами причиной изотропизации при $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$ является возбуждение ленгмюровских замагниченных колебаний с частотами $\omega_{pe} \cos \vartheta$; при $\omega_{He} \ll \omega_{pe}$ изотропизация электронов в основном связана с возбуждением вистлеров, а ионов — с возбуждением бесстолкновительных альвеновских и ионнозвуковых колебаний. Эти эффекты важны для понимания явлений, протекающих в магнитосфере Земли, и турбулентности солнечного ветра, в котором наблюдается анизотропия распределения частиц. Процессами, способствующими появлению такой анизотропии, являются движения частиц плазмы в сторону спадающего магнитного поля, нагрев плазмы в магнитном поле и т. п.

Другим типом аномальной диссипации при развитии плазменной турбулентности является быстрый турбулентный нагрев плазмы. Его экспериментальному исследованию посвящено много работ, составляющих сейчас большой раздел физики плазмы. Эти вопросы исследуются в СССР коллективами под руководством Завойского, Файнберга, Харченко и др., а за рубежом — Алексеевым, Колбом, Хамбергером, Уортоном и др. В качестве примера мы здесь приведем результаты Завойского и др. (1968).

В опытах плазма плотностью $10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ нагревалась вихревым полем $E = 100 \div 250 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$. За время порядка $3 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$ достигалось значение $n_e T_e \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3}$. Нагрев сопровождался мощным излучением и появлением большого аномального сопротивления. Темп нагрева столь быстрый, что его никак нельзя объяснить парными соударениями. Возможность такого быстрого нагрева имеет важное значение для астрофизики, например, для проблемы хромосферных вспышек или для анализа нагрева плазмы в окрестности таких объектов, как пульсары и т. п. Наконец, при развитии плазменной турбулентности наблюдается аномально большие диффузия и теплопроводность плазмы. Если первая связана лишь с наличием

низкочастотных дрейфовых колебаний или, во всяком случае, колебаний, в которых участвуют ионы плазмы, то вторая может быть связана и с высокочастотными пульсациями, в которых участвуют только электроны плазмы. Это обусловлено тем, что теплопроводность обычно электронная. Изменения параметров плазмы — ее температуры, концентрации и т. п. — из-за аномального нагрева, диффузии и теплопроводности могут повлиять на характеристики динамической турбулентности, что следует учитывать при интерпретации астрофизических наблюдений.

Аномальные бесстолкновительные диссипативные процессы играют важную роль в образовании бесстолкновительных ударных волн. Известно, что для возникновения ударных волн необходимы нарастание энтропии на ее фронте или определенный механизм диссипации. Если ширина фронта меньше длины свободного пробега частиц, то таким механизмом может быть турбулентная диссипация, причем нелинейная волна в плазме в определенных условиях сама становится источником возбуждения турбулентных колебаний. Например, на фронте волны, распространяющейся поперек магнитного поля, направленно движущиеся электроны, создающие ток, могут иметь скорость больше средней их тепловой скорости. Возникает бунемановская турбулентность, которая быстро переходит в ионнозвуковую. Диссипация на фронте такой волны будет связана с аномальным сопротивлением плазмы. Другим примером является случай, когда на фронте волны при сжатии магнитного поля возникает анизотропия распределения частиц, приводящая к возбуждению вистлеров и бесстолкновительных магнитогидродинамических пульсаций. Если амплитуда нелинейной волны не очень велика, то аномальной диссипации не возникает. Экспериментально структура бесстолкновительных ударных волн изучалась многими исследователями, в частности, в СССР под руководством Сагдеева, Нестерихина, Завойского [см. Сагдеев (1964), Алиханов и др. (1968), Завойский и др. (1969)], а за рубежом — Полом (1970), Колбом (1969), Вудсом (1970) и др.

Ширина фронта ударной волны, распространяющейся как поперек внешнего магнитного поля, так и под углом к нему, при числе Маха $M < 2 \div 4$ определяется аномальным сопротивлением, а при $M > 4$ — ионной аномальной

вязкостью. На рис. 18 приведен пример структуры ударной волны при $M > 4$, измеренной в экспериментах Алиханова и др. (1968). В экспериментах Пола (1970) были подробно исследованы спектры турбулентных колебаний, возбуждаемых на фронте ударной волны, распространяющейся перпендикулярно к магнитному полю, путем рассеяния лазерного излучения (рис. 19). Этот спектр полностью соответствует случаю



Рис. 18. Профиль фронта бесстолкновительной ударной волны в водородной плазме ($n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$).

ионнозвуковой турбулентности. По смещению частоты лазерного излучения можно

заключить, что в основном ионнозвуковые волны распространяются в направлении электрического поля, возникающего на фронте волны.

Излучение плазменной турбулентности. Остановимся теперь на наблюдениях аномального излучения при наличии плазменной турбулентности. Эти эффекты очень ярко проявляются при взаимодействии пучков с плазмой и в экспериментах по турбулентному нагреву плазмы внешним электрическим полем. Так, в экспериментах Файнберга и др. (1965) мощное излучение наблюдалось на частотах, близких к измеренным частотам возбужденных плазменных колебаний.

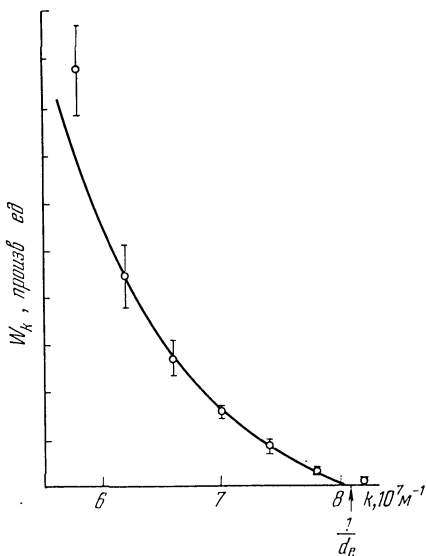


Рис. 19. Спектр ионнозвуковых колебаний на фронте ударной волны, измеренный методом рассеяния лазерного луча. Сплошная кривая:

$$W_k \propto (1/k) \ln(kd_e).$$

Этот результат говорит о том, что конверсия турбулентных пульсаций происходит без существенного

изменения частоты. В экспериментах Демидова, Елагина, Фанченко (1966) наблюдалось излучение на частоте $2\omega_{pe}$, когда в плазме возбуждались продольные плазмоны. Оно объясняется слиянием двух продольных плазмонов (см. § 3).

По интенсивности излучения может быть определена энергия турбулентности; результаты такого определения согласуются с другими независимыми измерениями. Однако в ряде случаев наблюдается непрерывное излучение вплоть до частот $6\omega_{pe}$, которое не может быть объяснено последовательными процессами слияния. Оно, по-видимому, обязано конверсии на быстрых частицах, так как только в этих условиях возможно существенное изменение частоты при конверсии. Как уже говорилось, энергия ускоренных частиц в космических условиях значительно выше, и этот эффект конверсии играет значительно большую роль, являясь одним из важных плазменных механизмов излучения. Особенно большое изменение частоты происходит при конверсии на релятивистских частицах.

Излучение плазмы, находящейся в режиме ионнозвуковой турбулентности, наблюдалось также Хамбергером и др. (1970). При $u < v_{Te}$ излучение в основном происходит на плазменной частоте. При переходе в режим $u > v_{Te}$ излучение резко возрастает и распространяется вплоть до $10\omega_{pe}$, что можно было бы связать с конверсией на ускоренных частицах.

Наряду с аномальным излучением, во многих экспериментах, в которых возбуждалась плазменная турбулентность, возникало аномальное рассеяние. В экспериментах по турбулентному нагреву такие наблюдения проводились Демидовым, Фанченко (1965), Хамбергером и др. (1969), Уортоном и др. (1969).

Когда посылаемая в плазму электронная волна достаточно монохроматична, в результате ее рассеяния появляются комбинационные частоты, отличающиеся от частоты исходной волны на частоту плазменных турбулентных колебаний. Такие эффекты отчетливо наблюдались в экспериментах Асколи-Бартоли и др. (1965) по взаимодействию лазерного излучения с плазмой.

Эти эффекты важны для детектирования плазменной турбулентности в астрофизических условиях и могли бы также послужить для диагностики плазмы, в частности

для определения ее концентрации путем измерения комбинационных частот.

Естественно, в приведенном кратком обзоре мы не могли, да и не ставили перед собой задачи сколько-нибудь полно осветить обширные экспериментальные исследования плазменной турбулентности, ведущиеся сейчас большими коллективами ученых. Мы хотели лишь указать на глубокую аналогию явлений в «земной» плазме и многих явлений, наблюдаемых в космических условиях.

Моделирование космических плазменных явлений в лабораториях. Для моделирования ряда явлений плазменной турбулентности в космических условиях желательно соблюдение определенных принципов подобия. Анализ возможностей такого моделирования был проведен Подгорным и Сагдеевым (1969), Шиндлером (1969) и в основном относился к ударной волне, образуемой с солнечной стороны магнитосферы Земли.

Проблема земной магнитосферы выходит за рамки настоящей книги, и поэтому мы лишь очень кратко коснемся и вопроса о моделировании ее взаимодействия с солнечным ветром, отсылая читателя к упомянутому обзору Подгорного и Сагдеева.

Оказывается, что «точное» (с точки зрения теории подобия) воспроизведение в лабораториях явлений в околоземном пространстве требует создания потоков плазмы с такой температурой и получения таких напряженностей магнитного поля, что их достижение означало бы фактически решение проблемы управляемого термоядерного синтеза. Иными словами, точное моделирование космических плазменных процессов пока невозможно, но ограниченное моделирование позволяет воспроизвести в лабораториях некоторые космические явления. Под ограниченным моделированием подразумевается следующее.

Безразмерные параметры порядка единицы в космических условиях должны быть того же порядка и в лаборатории. Безразмерные параметры много меньше единицы в космосе должны быть также много меньше единицы и в лаборатории, но если в космических условиях этот параметр меньше единицы на много порядков, то в лабораторных условиях можно ограничиться не столь большим различием. Например, отношение размера магнитосферы к длине свободного пробега в солнечном ветре

порядка 10^{-3} , а в лабораторном эксперименте это отношение можно взять порядка 10^{-1} .

Был проведен целый ряд экспериментальных исследований моделирования солнечного ветра; мы кратко укажем на эксперименты Подгорного и Манагадзе (1968). В этих опытах было доказано образование бесстолкновительной ударной волны и найден спектр турбулентных пульсаций $W_\omega \sim \omega^{-3}$, по-видимому, указывающий на то,

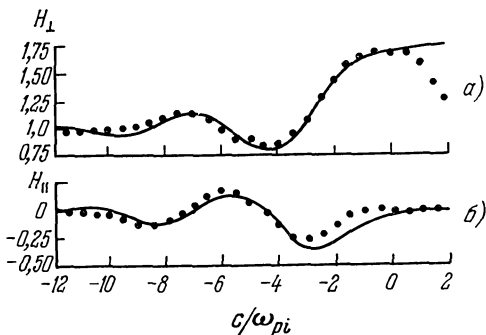


Рис. 20. Осцилляторная структура магнитного поля в ударной волне с числом Маха $M = 2$ ($n_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Расстояние отсчитывается от фронта ударной волны в единицах c/ω_{pi} , H — в единицах величины поля перед фронтом волны: а) компонента поля, перпендикулярная к скорости волны; б) компонента поля вдоль скорости

что механизм диссипации связан с возбуждением вистлеров из-за анизотропии распределения частиц. Заметим, что осцилляторная структура ударной бесстолкновительной волны была экспериментально исследована в лабораторных условиях, о чем говорилось выше (рис. 20). Ее ширина имела порядок нескольких единиц c/ω_{pi} , как и в эксперименте группы Подгорного. Эти результаты соответствуют развитым ранее теоретическим представлениям [Сагдеев (1961, 1964), Карпман (1963а) и др.].

В другой серии экспериментов группы Подгорного (1969) был промоделирован «хвост» магнитосферы с образованием нейтрального слоя магнитного поля; в последнем магнитное поле в 20—30 раз меньше, чем в среднем по всему «хвосту».

Исследование поведения плазмы вблизи нейтральных линий важно и для моделирования процессов, происходящих в хромосферных вспышках. Такие эксперименты

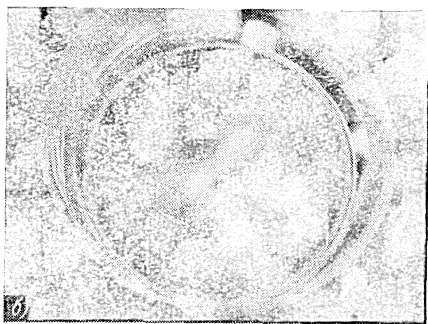
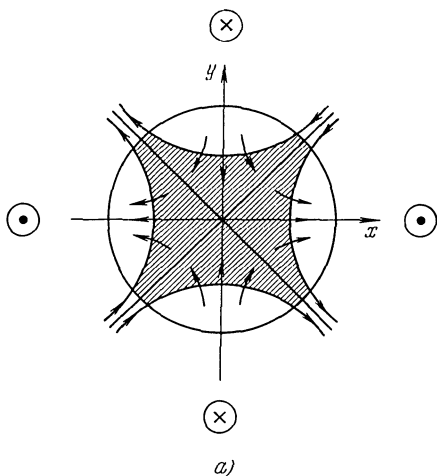


Рис. 21. Образование турбулентного токового слоя вблизи нулевой линии магнитного поля. а) Схема расположения проводников и направления деформации магнитных силовых линий, приводящие к образованию токового слоя; б) наблюдаемое свечение турбулентного токового слоя.

проводились Сыроватским, Франком и Ходжаевым (1970); в них магнитное поле сжималось к нейтральной области (рис. 21). Результаты экспериментов свидетельствуют

о том, что начальная стадия развития процесса соответствует картине магнитогидродинамической кумуляции в ламинарном режиме, теоретически разработанной Сыроватским (1966 а,б). Впоследствии возникают эффекты аномального сопротивления, т. е. развивается плазменная турбулентность, благодаря которой и происходит усиленная диссипация магнитных полей. Роль аномального сопротивления в динамике хромосферных вспышек подробно обсуждалась Фридманом и Хамбергером (1968, 1969).

Интересный круг проблем связан с возможностью моделирования таких процессов, в которых существенную роль играет излучение турбулентной плазмы. Для этих целей необходимо, чтобы оптическая толщина для излучения быстрых частиц была больше единицы, и желательно, чтобы частицы были релятивистскими. Это требует достаточно большой плотности быстрых частиц и еще более высокой плотности холодной плазмы. Сейчас эксперимент существенно продвинулся в область больших плотностей плазмы — вплоть до 10^{20} — 10^{22} см⁻³, и вместе с тем созданы мощные пучки релятивистских электронов. В результате открываются возможности для «механического» создания двухкомпонентной плазмы и исследования в ней радиационных процессов, приводящих к мощным ускорениям частиц и их излучению. Эти вопросы представляют большой интерес для проблем моделирования плазменных процессов в таких объектах, как квазары и пульсары.

Глава II

СПОРАДИЧЕСКОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА (ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЕ)

Наиболее ярким проявлением плазменной турбулентности является спорадическое радиоизлучение Солнца, обнаруженное Хеем еще в 1942 г. Первые соображения о природе этого излучения [Шкловский (1946); Гинзбург (1946); Мартин (1947)] можно считать началом плазменной астрофизики. Было предложено много гипотез и теорий, объясняющих различные особенности этого явления, и мы не можем все их рассматривать. Твердо установившихся взглядов здесь еще нет. Авторы книги излагают свою точку зрения. Цель наша, однако, не столько в том, чтобы найти «единственно верное» объяснение явлений спорадического радиоизлучения Солнца, — вероятно, сейчас это и невозможно сделать, — сколько в решении некоторых задач плазменной астрофизики. Постановка этих задач базируется на анализе наблюдательных данных, а их решение поможет в интерпретации тех сложных явлений, которые происходят в солнечной атмосфере и имеют своим следствием спорадическое радиоизлучение Солнца и другие проявления солнечной активности. Мы начнем с краткой сводки наблюдательных данных.

§ 7. Наблюдательные данные о спорадическом радиоизлучении Солнца

Будучи ограничены рамками объема этой книги, мы не можем дать даже краткую сводку результатов наблюдений всех проявлений солнечной активности. Тем более мы не можем останавливаться на результатах многочисленных

конкретных наблюдений. Читатель найдет интересующие его подробности во многих книгах и обзорах [Шкловский (1962); Железняков (1964); де Ягер (1962); Пикельнер (1965, 1966); Свит (1969); Каплан (1966а)]. Мы приведем лишь общую сводку характерных явлений солнечной активности, заведомо связанных с плазменной турбулентностью. Вообще говоря, еще недостаточно ясно, где и когда может иметь место плазменная турбулентность на Солнце. Возможно, например, что образование солнечной короны и ее нагрев также связаны с плазменной турбулентностью. Но пока эта связь не прослежена, и проблема нагрева короны до сих пор является одной из важнейших проблем физики Солнца. Поэтому мы ограничимся только такими явлениями на Солнце, в которых эта связь несомненна.

Распределение электронной концентрации и температуры в верхней атмосфере Солнца. Распределение электронной концентрации и температуры в атмосфере Солнца необходимо знать для того, чтобы представлять себе «сцену», на которой «разыгрываются» турбулентные процессы.

К сожалению, эти данные, которые могут быть получены только из наблюдений, а не на основании теоретических расчетов, мало надежны. Особенно плохо известно распределение этих величин над активными областями Солнца — как раз там, где развивается плазменная турбулентность.

В таблице 1 приводятся некоторые данные, считающиеся более надежными. По известным n_e и T_e вычислены и важные для плазменной астрофизики величины ω_{pe} , v_{Te} , v_e и N_d . К сожалению, магнитное поле в солнечной короне трудно наблюдать. Оценки, основанные на той или иной интерпретации спорадического радиоизлучения Солнца, пока не заслуживают особого доверия.

Солнечная корона неизотропна, и электронная концентрация в ней зависит от состояния активности нижележащей области. По-видимому, плазменная турбулентность развивается там, где электронная концентрация больше. Поэтому в табл. 1 приведены максимальные оценки n_e и соответственно ω_{pe} .

Электронная температура в солнечной короне более или менее однородна. Но в нижних слоях, в хромосфере,

Таблица 1

Распределение электронной концентрации, температуры и других параметров по высоте

| Высота над уровнем фото- сферы (см) | n_e (см ⁻³) над актив- ными обла- стями | ω_{pe} (сек ⁻¹) | T_e (град) | v_{Te} (см·сек ⁻¹) | d_e (см) | N_d | ν_e (сек ⁻¹) |
|---|--|---------------------------------------|------------------|-------------------------------------|-------------------|----------------|---------------------------------|
| 0 | $1 \cdot 10^{14}$ | $6 \cdot 10^{11}$ | $4,4 \cdot 10^3$ | $2,6 \cdot 10^7$ | $4 \cdot 10^{-5}$ | 6 | 10^{11} |
| $4 \cdot 10^8$ | $1 \cdot 10^{12}$ | $6 \cdot 10^{10}$ | $1 \cdot 10^4$ | $4 \cdot 10^7$ | $6 \cdot 10^{-4}$ | 200 | $3 \cdot 10^8$ |
| $6 \cdot 10^8$ | $1 \cdot 10^{11}$ | $2 \cdot 10^{10}$ | $2 \cdot 10^4$ | $5 \cdot 10^7$ | $3 \cdot 10^{-3}$ | $3 \cdot 10^3$ | $1 \cdot 10^7$ |
| $1 \cdot 10^9$ | $3 \cdot 10^9$ | $3 \cdot 10^9$ | $1 \cdot 10^5$ | $2 \cdot 10^8$ | 0,06 | $7 \cdot 10^5$ | $4 \cdot 10^3$ |
| $4 \cdot 10^9$ | $1 \cdot 10^9$ | $2 \cdot 10^9$ | $1 \cdot 10^6$ | $4 \cdot 10^8$ | 0,2 | $1 \cdot 10^7$ | 200 |
| $1 \cdot 10^{10}$ | $3 \cdot 10^8$ | $1 \cdot 10^9$ | $2 \cdot 10^6$ | $5 \cdot 10^8$ | 0,5 | $3 \cdot 10^7$ | 30 |
| $4 \cdot 10^{10}$ | $3 \cdot 10^7$ | $3 \cdot 10^8$ | $2 \cdot 10^6$ | $5 \cdot 10^8$ | 1,5 | $1 \cdot 10^8$ | 3 |
| $7 \cdot 10^{10}$ | $3 \cdot 10^6$ | $1 \cdot 10^8$ | $2 \cdot 10^6$ | $5 \cdot 10^8$ | 5 | $4 \cdot 10^8$ | 0,4 |
| $1,4 \cdot 10^{11}$ | $3 \cdot 10^5$ | $3 \cdot 10^7$ | $1 \cdot 10^6$ | $4 \cdot 10^8$ | 10 | $3 \cdot 10^8$ | 0,1 |

на одной и той же высоте есть области с сильно различающейся температурой — от 6000° в холодных областях до $30\,000^\circ$ в горячих. В табл. 1 даны средние ее значения. Возможно, что в короне ионная температура меньше электронной, но достоверно это неизвестно.

Рассмотрение табл. 1 позволяет сделать ряд выводов, существенных для дальнейшего. Во-первых, по данным таблицы можно заключить, что эквивалентная высота l_n (расстояние, на котором концентрация изменяется в e раз) растет с удалением от поверхности, меняясь от $1,4 \cdot 10^7$ до $1 \cdot 10^{10}$ см.

Во-вторых, по этим данным можно судить о выходе электромагнитных волн из солнечной короны. Очевидно, что излучение с данным значением частоты ω (или соответствующего волнового числа k) может без особых потерь выйти из короны, если на расстоянии эквивалентной высоты l_n оптическая толщина имеет порядок единицы. Излучение будет ослаблено, например, на два порядка, если оптическая толщина

$$\tau \approx \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \frac{v_e l_n}{v_g} \approx \frac{v_e l_n \omega_{pe}^2}{c^2 k (\omega_{pe}^2 + c^2 k^2)^{1/2}} \approx 5. \quad (7.1)$$

Формула (7.1) определяет минимальное волновое число электромагнитных волн, выходящих из короны. По данным табл. 1 находим, что из области на высоте 10^9 см выходит излучение с $k \gtrsim 100 \omega_{pe}/c$. Излучение, генерируемое на высоте 10^{10} см (дециметровый диапазон), выходит уже при меньших волновых числах $k \gtrsim 0,5 \omega_{pe}/c$. Излучение короны (метровый диапазон), генерируемое, например, на высоте $7 \cdot 10^{10}$ см, имеет нижний предел волновых чисел $k \gtrsim 0,2 \omega_{pe}/c$. Надо подчеркнуть, что эти условия накладывают существенные ограничения на условия выхода излучения из области плазменной турбулентности. Предельные значения k могут даже оказаться более высокими, если учесть рефракцию, наклонное распространение волн и т. д.

Хромосферные вспышки. Первопричиной большей части спорадического радиоизлучения Солнца являются так называемые хромосферные вспышки. Пока нет ясного представления, что при этом происходит. Наблюдается следующее: в хромосфере на высотах порядка от $2 \cdot 10^8$

до $5 \cdot 10^9$ см (обычно ниже $2 \cdot 10^9$ см) образуются яркие «узелки» (размерами $\sim 10^8$ см), затем — быстро растущие ленты, копусы, бугры. Видимое свечение распространяется на площадь порядка 10^{19} см². Свечение возникает в линиях водорода H_α, кальция Ca II и редко в непрерывном спектре. Самые крупные вспышки превосходят по яркости в непрерывном спектре невозмущенную фотосферу в 25 раз. Несмотря на заметное увеличение яркости, температура плазмы в области хромосферной вспышки увеличивается немного, до $1,5 \cdot 10^4$ град, электронная концентрация тоже повышается до 10^{13} см⁻³. По мнению многих исследователей, видимое свечение хромосферной вспышки — вторичное явление.

В области вспышки наблюдаются различные движения. Сама эта область перемещается медленно — радиальные скорости светящегося газа имеют порядок 10^6 см·сек⁻¹, но тангенциальные скорости могут быть больше, до $2 \cdot 10^7$ см·сек⁻¹. Сначала возмущение возникает в верхних слоях хромосферы, потом оно распространяется вниз со скоростью до $5 \cdot 10^6$ см·сек⁻¹. Очень важно, что многие вспышки сопровождаются выбросами газа. Более сильные выбросы сопровождаются внезапным дополнительным увеличением яркости («взрывная» фаза). Скорости выбросов могут быть не больше $\sim 10^7$ см·сек⁻¹, — тогда вещество впоследствии возвращается в область вспышки. Другие выбросы имеют скорость до $1,5 \cdot 10^8$ см·сек⁻¹, и их действие на другие корональные образования заметно на расстояниях $6 \cdot 10^{10}$ см.

Объем массы газа, охваченного движением и свечением, — порядка 10^{27} см³. При концентрации $n_e \approx 10^{13}$ см⁻³ это дает массу 10^{16} г. Кинетическая энергия движений газа — порядка 10^{30} эрг, примерно такая же энергия высвечивается за время вспышки, т. е. за 10^3 сек.

Сложные траектории движения газа явно показывают, что оно контролируется магнитным полем. Однако непосредственно наблюдать магнитные поля на тех уровнях хромосферы, где происходят вспышки, пока не удается. Магнитные поля наблюдаются в фотосфере и в нижних слоях хромосферы. Как правило, магнитное поле под вспышками имеет сложную структуру. Первые вспыхивающие «узлы» часто наблюдаются вблизи нейтральных линий магнитного поля.

По-видимому, хромосферные «узелки» связаны с областями максимального градиента магнитного поля (наблюдаются градиенты до $10^{-6} \text{э} \cdot \text{см}^{-1}$), т. е. областями наибольшей плотности электрического тока. Наблюдается пере замыкание магнитных силовых линий: возможно, здесь имеет место аномальная электропроводность, приводящая к нарушению «принципа вмороженности». После вспышки структура магнитного поля в активной области на поверхности Солнца иногда несколько упрощается и градиенты сглаживаются. Если магнитное поле в области вспышки — порядка 10^2э , то полная энергия магнитного поля в области вспышки — порядка 10^{30}эрг , т. е. сравнима с энергией движения газа и его излучения.

Главная особенность хромосферных вспышек — появление большого количества быстрых частиц. Эти частицы наблюдаются по их рентгеновскому излучению, по влиянию на земную атмосферу (солнечно-земные связи), и, наконец, обнаруживаются прямыми измерениями на ракетах. Сильная хромосферная вспышка ускоряет $10^{36} \div 10^{37}$ электронов до энергий в интервале от 10 до 100 *кэв* (т. е. от 10^{-9} до 10^{-8}эрг) и примерно $10^{31} \div 10^{33}$ электронов до энергий от 0,1 до 3 *Мэв* ($10^{-9} \div 3 \cdot 10^{-6} \text{эрг}$).

Функция распределения электронов по энергиям, по-видимому, имеет вид

$$f_{\epsilon} = \text{const} \cdot e^{-\epsilon/\epsilon_0}, \quad (7.2)$$

где $\epsilon_0 \approx 200 \text{кэв} = 3 \cdot 10^{-7} \text{эрг}$.

Электроны ускоряются очень быстро, за время порядка 1 *сек*, причем за время жизни одной вспышки возможно повторение акта ускорения частиц несколько раз. Ускоряются во вспышках и протоны. Они приобретают соответственно своей массе бóльшую энергию (от $5 \cdot 10^{-7}$ до $3 \cdot 10^{-2} \text{эрг}$), но и за больший промежуток времени — порядка 10^3сек .

Итак, полная энергия, освобождаемая при хромосферной вспышке преимущественно в виде быстрых частиц в течение 10^3сек , имеет порядок 10^{30}эрг . Эта энергия может быть запасена в области будущей вспышки в виде магнитного поля.

Быстродрейфующие радиовсплески (III, V и U типов). Первоначальная классификация всплесков солнечного радиоизлучения была предложена тогда, когда механизмы

их возбуждения были еще не ясными. Поэтому в изложении наблюдательных данных мы не будем придерживаться исторической последовательности, а сгруппируем свойства всплесков в соответствии с их физическими особенностями.

Наиболее ярким проявлением спорадического радиоизлучения Солнца являются радиовсплески III типа. Область их излучения перемещается в солнечной короне со скоростью от $0,2c$ до $0,8c$, что проявляется в наблюдаемом уменьшении частоты излучения (частотный дрейф). Средняя скорость перемещения $v_0 \approx 0,33c = 1 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$. Отметим, что случаи движения со скоростями, меньшими $0,2c = 6 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, не наблюдались (рис. 22).

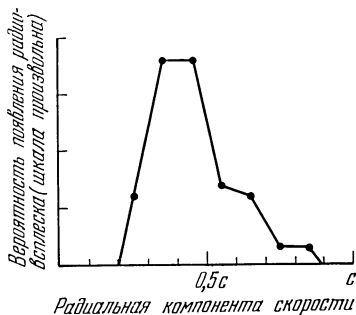


Рис. 22. Вероятность появления радиовсплесков III типа в зависимости от скорости дрейфа.

На каждом «мгновенном уровне» (расстоянии от фотосферы) излучение генерируется на частотах, близких

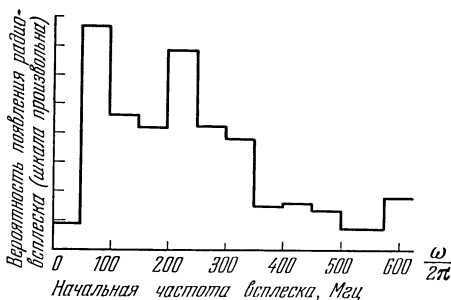


Рис. 23. Вероятность появления радиовсплесков в зависимости от начальной частоты.

к ленгмюровской и удвоенной ленгмюровской (вторая гармоника) частотам, соответствующим электронной концентрации на этой высоте. Чаще всего излучение начинает выходить из короны с уровней, отвечающих частотам от $\omega_{pe} \approx 6 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ до $\omega_{pe} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ (т. е. с высот от

$4 \cdot 10^9$ см до 10^{10} см), но иногда высота, на которой начинается излучение, находится ниже, около $2 \cdot 10^9$ см (рис. 23). Ракетные наблюдения позволили проследить излучение этого типа до расстояний от Солнца порядка $3 \cdot 10^{11}$ см. Вторая гармоника обычно имеет частоту, немного меньшую удвоенной частоты первой гармоники: $\omega''/\omega' \approx 1,8 \div 2,0$ (рис. 24). Обе гармоники встречаются в большей части

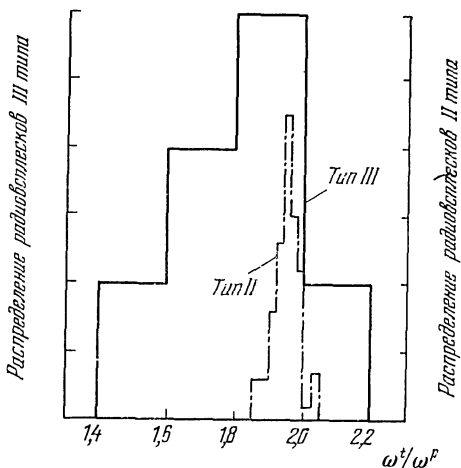


Рис. 24. Распределение радиовсплесков II и III типов в зависимости от отношения частот второй и первой гармоник.

радиовсплесков III типа, причем интенсивность излучения на обеих гармониках примерно одинакова. Телесный угол излучения на второй гармонике, вероятно, немного больше, чем на первой гармонике. Ширина полосы мгновенного излучения (т. е. в каждый данный момент времени) довольно велика и сравнима с соответствующей частотой излучения. Во всяком случае, $\Delta\omega/\omega \gtrsim 0,2$ (рис. 25).

Длительность всего события достигает 3—10 сек. Длительность излучения на высоких частотах, т. е. более низких уровнях в короне, может быть и малой, до 0,2 сек (при высоте $4 \cdot 10^9$ см), но на больших высотах длительность излучения возрастает до 5—10 сек и даже больше (на расстоянии $\sim 4 \cdot 10^{10}$ см от поверхности Солнца). На

каждой частоте заметны сначала быстрый подъем интенсивности, а затем медленный экспоненциальный спад. Иногда заметны перерывы в излучении на некоторой частоте, но спустя доли секунды излучение возникает вновь на несколько меньшей частоте (см. рис. 25).

Поляризация излучения всплесков III типа, как правило, не больше 50%, чаще эллиптическая, иногда

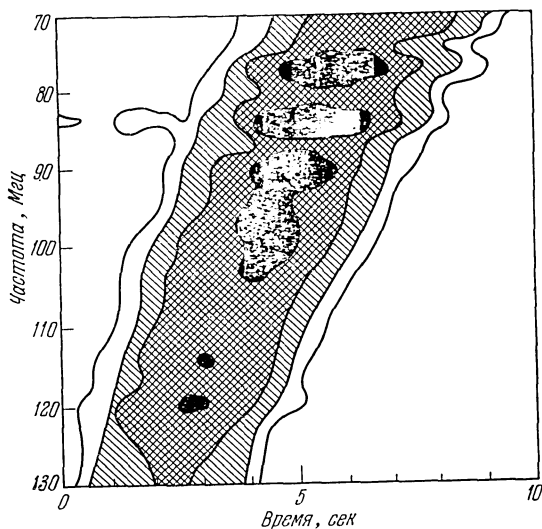


Рис. 25. Динамический спектр радиовсплесков III типа. Увеличение интенсивности излучения показано степенью штриховки.

линейная или циркулярная. Возможно, что она связана не с источником излучения, а с условиями распространения генерируемых им электромагнитных волн в короне.

Мгновенная область излучения состоит из небольшого ядра размерами на меньших высотах порядка 10^{10} см, а на больших — до $(2 \div 3) \cdot 10^{10}$ см, и гало, превышающего ядро по размерам в 4—5 раз (рис. 26). На низких высотах в ядре сосредоточена большая часть интенсивности излучения, а на больших высотах излучение «размазывается» по гало.

Интенсивность излучения различных всплесков меняется в широких пределах. Зафиксированы потоки порядка

$3 \cdot 10^{-18}$ *вт·м⁻²·гц⁻¹*, что при телесном угле источника $\Omega \approx 5 \cdot 10^{-7}$ *стер* соответствует спектральной интенсивности $I_{\omega} \approx 10^{-10}$ *эрг·см⁻²*. Эта интенсивность соответствует яркостной температуре порядка 10^{11} *град* (рис. 27, 28).

Указанное значение интенсивности относится к излучению высоких слоев короны Солнца ($\sim 5 \cdot 10^{10}$ *см*). Интенсивность излучения более низких слоев меньше в несколько раз; многие всплески имеют еще меньшую интенсивность.

После всплесков III типа в межпланетном пространстве обнаруживались электроны с энергией $(3 \div 6) \cdot 10^{-8}$ *эрг* (что соответствует их скорости $v_0 \approx 10^{10}$ *см·сек⁻¹*). Число таких электронов по очень грубой оценке — порядка $10^{32} \div 10^{35}$. Выход их в космическое пространство свидетельствует о том, что магнитное поле в верхних слоях короны незамкнуто. Однако, по-видимому, иногда это поле сильнее и возвращает поток частиц обратно, образуя радиовсплески U типа. Здесь частота излучения сначала умень-

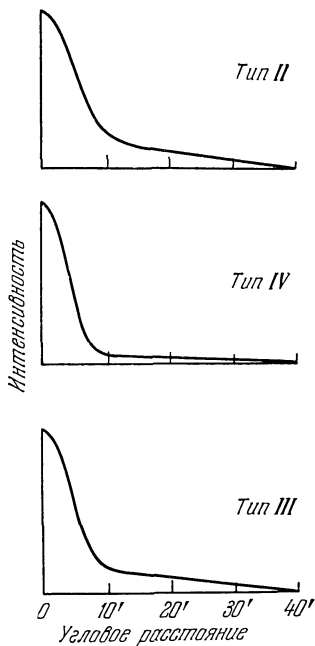


Рис. 26. Распределение интенсивности радиовсплесков II, IV и III типов в зависимости от углового расстояния до центра источника.

шается, как и у обычных всплесков III типа, затем ее изменение приостанавливается, после чего она начинает увеличиваться: область излучения перемещается вниз, обратно к поверхности Солнца. Частота в точке «возвращения» всплесков U типа — порядка $\omega_{pe} \approx (1 \div 3) \cdot 10^8$ *сек⁻¹* (т. е. высоты $(2 \div 4) \cdot 10^{10}$ *см*).

Часто после всплесков III типа наблюдаются всплески V типа. Их частоты всегда меньше 10^8 *сек⁻¹*. Излучение в них более широкополосное и сильнее поляризовано (эллиптически или линейно), чем во всплесках III типа. Здесь тоже есть более яркое ядро размером $\sim 10^{10}$ *см*

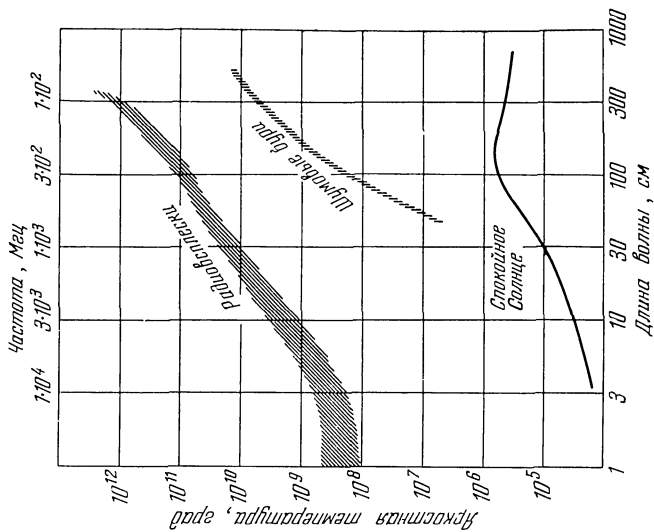


Рис. 28 То же, что и на рис. 27, но интенсивность перенесена в эффективные температуры.

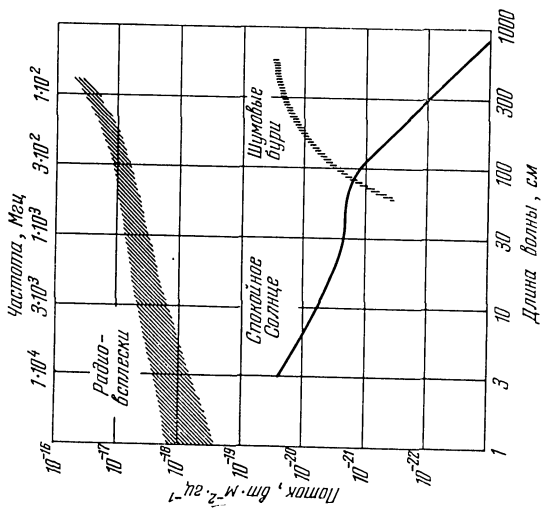


Рис. 27. Диаграмма зависимости интенсивности спорадического радиоизлучения Солнца от частоты или длины волны.

и протяженное гало. Область излучения также перемещается, но с меньшей скоростью, примерно до $3 \cdot 10^8$ см·сек⁻¹. Интенсивность излучения — того же порядка, что и во

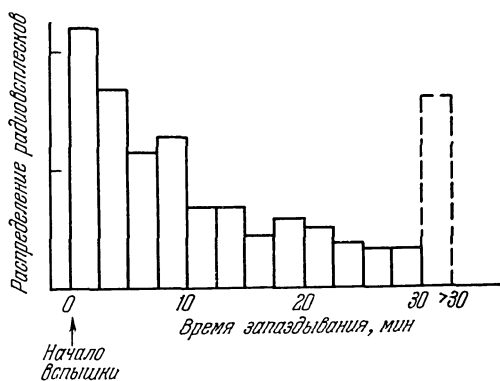


Рис. 29. Распределение числа радиовсплесков III типа относительно начала хромосферных вспышек.

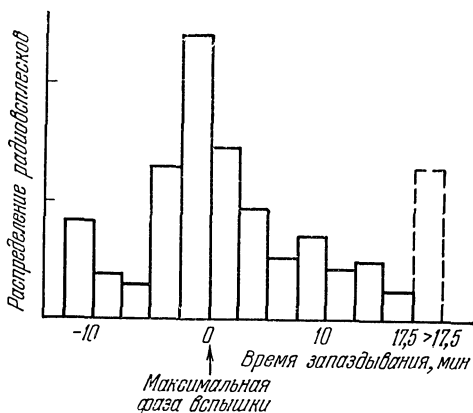


Рис. 30. То же, что и на рис. 29, но по отношению к максимальной фазе хромосферных вспышек.

всплесках III типа. Радиовсплески III типа всегда появляются после начала хромосферной вспышки, но могут опережать ее максимальную фазу (рис. 29, 30).

Из сказанного следует, что наиболее вероятное объяснение спорадического радиоизлучения этих типов состоит в следующем. Некоторое количество быстрых электронов, ускоренных в хромосферной вспышке за очень короткое время (~ 1 сек), образует пучок, пронизывающий солнечную корону со скоростью $v_0 \approx 10^{10}$ см·сек $^{-1}$ практически без потери энергии; разброс скоростей в пучке $\Delta v_0/v_0 \approx \approx 0,5$. (Существенно, что при скорости, меньшей $0,2c \approx \approx 6 \cdot 10^9$ см·сек $^{-1}$, пучок электронов, судя по данным наблюдений, не может пройти через корону.) По пути через корону пучок возбуждает плазменную турбулентность, излучение которой мы наблюдаем в виде радиовсплесков.

Анализу задачи о прохождении через корону Солнца пучка быстрых электронов, возбуждению им плазменной турбулентности и соответствующему электромагнитному излучению посвящен следующий параграф.

Медленно дрейфующие или неподвижные радиовсплески (II, IV и I типов, шумовые бури). Во всплесках II типа

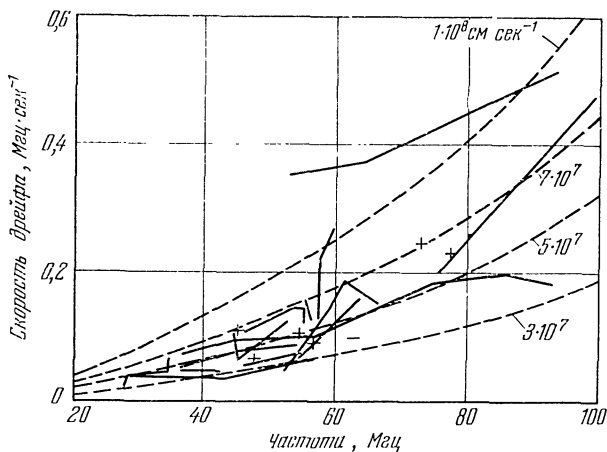


Рис. 31. Зависимость скорости дрейфа радиовсплесков II типа от частоты. Сплошные линии отвечают измерениям скорости дрейфа на нескольких частотах для отдельных радиовсплесков, крестики — измерениям на одной частоте; штриховые линии — кривые изменения скорости дрейфа при постоянной скорости движения источника излучения (например, ударной волны).

тоже наблюдается смещение частоты со временем, но более медленное. Скорость перемещения области турбулентности лежит в пределах от $3 \cdot 10^7$ до 10^8 см·сек $^{-1}$ (рис. 31, 32).

В отличие от всплесков III типа, здесь скорость может заметно меняться по мере подъема области турбулентности. Излучение начинается на частотах $\omega_{pe} \approx 6 \cdot 10^8 \div 10^9 \text{ сек}^{-1}$ (высота около $(1 \div 2) \cdot 10^{10} \text{ см}$) и оно заметно до пределов наблюдательных возможностей. Длительность всплеска — порядка 5—10 минут, иногда до 20 минут.

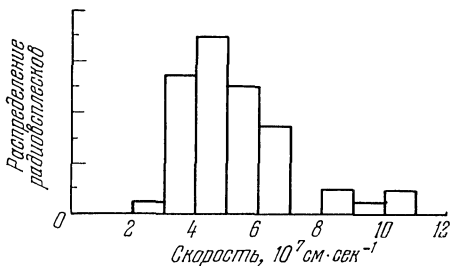


Рис. 32 Распределение радиовсплесков II типа в зависимости от скорости движения источника.

Вторая гармоника излучения появляется очень часто. Отношение частот обеих гармоник в среднем равно 1,95, но возможны значения от 1,90 до 2,05 (см. рис. 24). Интенсивности обеих гармоник в среднем равны, но часто вторая гармоника более интенсивна. На больших частотах ($\omega > 10^9 \text{ сек}^{-1}$) наблюдается преимущественно вторая гармоника.

Нередки случаи, когда излучение на обеих гармониках резко и притом одновременно обрывается.

Иногда спустя некоторое время излучение возобновляется на меньших частотах, причем с прежней скоростью дрейфа по частоте.

Особенностью излучения всплесков II типа является расщепление каждой из гармоник на две полосы. Расстояние между полосами первой гармоник чаще всего равно $(5 \div 10) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ (рис. 33). На второй гармонике это расщепление повторяется, часто даже в деталях, но расстояние в два раза больше. Часто его приписывают магнитному полю. Если приравнять частоту расщепления частоте ω_{Hc} , то получим для напряженности магнитного поля величину порядка одного эрстеда.

Ширина мгновенного частотного интервала, по-видимому, порядка $\Delta\omega \approx 0,2\omega$. Часто встречается своеобразная «елочная» структура всплесков II типа. От медленно дрейфующего всплеска отделяются и быстро дрейфуют как вверх, так и вниз широкополосные, но короткоживущие (меньше 1 сек) всплески. Эти маленькие всплески напоминают по своим свойствам всплески III типа, отличаясь от них тем, что распространяются и вверх и вниз от области всплеска II типа. Они не обязательно появляются парами; известны случаи, когда сам всплеск II типа затухает, а «елочная» структура остается. Такая структура или хотя бы ее следы наблюдаются в 20% всех всплесков II типа.

Наблюдаемая область всплеска II типа также состоит из яркого ядра и диффузного гало. Размер области ядра около $1,3 \cdot 10^{10}$ см, причем для разных всплесков или для одного всплеска на разных высотах эта величина более или менее постоянна. Размер гало в 6—7 раз больше.

Величина потока радиоизлучения от всплеска II типа также варьирует в широких пределах — от наблюдательного порога до значений выше 10^{-17} вт·м⁻²·гц⁻¹. Интенсивность излучения может достигать $I_\omega \approx 10^{-9}$ эрг·см⁻². Излучение, как правило, неполяризовано, даже в области упомянутого выше расщепления, приписываемого влиянию магнитного поля.

Всплески II типа встречаются гораздо реже, чем всплески III типа, но они коррелируют с ними. В 60% случаев всплески II типа либо опережаются, либо сопровождаются всплесками III типа. Очень тесно они связаны и с

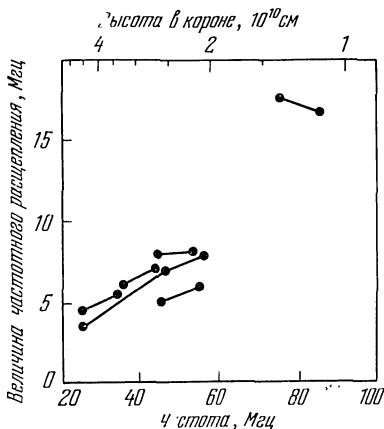


Рис. 33. Зависимость величины расщепления полосы всплесков II типа от основной частоты. Каждая из точек соответствует отдельному измерению. Линиями соединены точки, соответствующие одному и тому же всплеску.

хромосферными вспышками: 94% всплесков возникает при максимуме соответствующей хромосферной вспышки. Но только немногие хромосферные вспышки способны создать всплеск II типа. Как правило, интенсивность радиоизлучения всплесков II типа больше, чем интенсивность всплесков III типа.

Сравнительно узкополосный низкочастотный всплеск II типа тесно связан с очень широкополосным всплеском IV типа. Последний часто состоит из трех последовательных фаз (рис. 34).

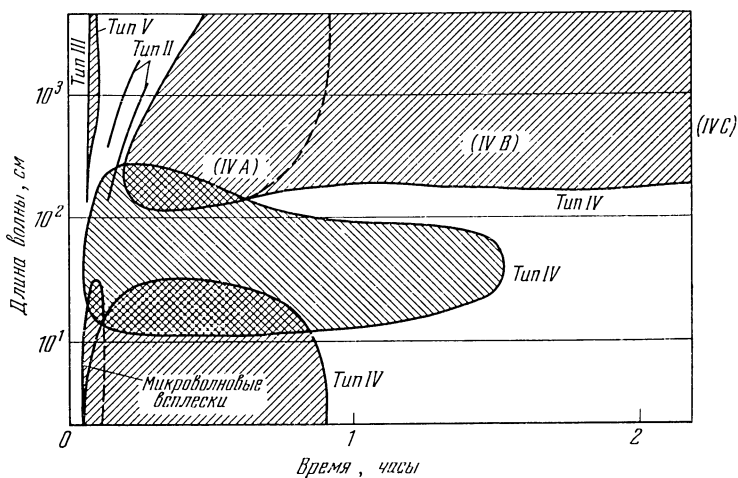


Рис. 34. Схема динамических спектров радиовсплесков разных типов. Штриховкой показаны интервалы длин волн и длительности радиовсплесков.

Первая фаза (тип IVA) представляет собой излучение небольшого источника (размером меньше 10^9 см), расположенного на высоте меньше $4 \cdot 10^9$ см. Движения источника незаметны. Он появляется за несколько минут до всплеска II типа, но излучение его может продолжаться от 10 минут до 2 часов, а иногда и до 6 часов. Иногда эти всплески появляются и без соответствующего всплеска II типа. Излучение генерируется в очень широком интервале частот, по крайней мере от $2 \cdot 10^9$ до $6 \cdot 10^{10}$ сек $^{-1}$. Излучение обнаруживает циркулярную поляризацию, степень кото-

рой уменьшается с понижением частоты. Излучение начинает генерироваться одновременно на всех частотах, и вариации интенсивности, обычно небольшие, также захватывают широкий интервал частот. Средняя интенсивность уменьшается с понижением частоты. Яркостная температура излучения меняется в пределах от 10^6 до 10^9 град.

Вторая фаза (IV B) появляется через несколько минут после всплеска II типа и также длится от 10 минут до 2 часов, обычно несколько дольше, чем первая фаза того же всплеска. Кроме того, эта фаза реже не сопровождается всплеском II типа. У этой фазы размер источника больше [порядка $(2 \div 3) \cdot 10^{10}$ см], и он перемещается в короне от высоты 10^{10} до 10^{11} см со скоростью порядка или больше 10^8 см·сек⁻¹. Излучение генерируется на меньших частотах, чем у фазы IV A (от $6 \cdot 10^8$ сек⁻¹ до наименьших регистрируемых частот). Заметна слабая круговая поляризация излучения. Временные вариации излучения небольшие. Вообще всплески IV типа относительно спокойнее, чем II типа, причем чем выше частота, тем слабее вариации интенсивности. Яркостная температура излучения находится в пределах от 10^7 до 10^9 град.

Третья фаза (IV C) также часто (но не всегда) следует за всплеском II типа, но уже спустя десятки минут после его пачала. Длительность излучения в ней велика — от нескольких часов до нескольких дней. Источник излучения — небольшой по размерам ($\sim 10^{10}$ см), движения его незаметны. В отличие от фаз IV A и IV B, здесь источник находится в короне, по-видимому, на том уровне, где его частота излучения соответствует ленгмюровской частоте.

Частоты излучения в IV C меньше $2 \cdot 10^9$ сек⁻¹, оно имеет довольно высокую степень циркулярной поляризации. У этих всплесков хорошо выражена направленность излучения. Поток излучения может быть больше 10^{-19} вт·м⁻²·гц⁻¹, что соответствует интенсивности $3 \cdot 10^{-11}$ эрг·см⁻² или яркостной температуре около 10^{10} град.

Наиболее частым явлением спорадического радиоизлучения Солнца являются шумовые бури: в период максимума солнечной активности они занимают до 13% всего времени. Это — сильное, переменное по времени излучение

в очень широком интервале частот от $2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ до наименьших наблюдаемых частот, т. е. меньше $6 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$) (рис. 35, 36). На это излучение накладываются короткодвигущие (около 1 сек) узкополосные всплески I типа ($\Delta\omega/\omega \approx 0,1$). Излучение последних может быть очень различным на частотах, разнесенных всего лишь на $\Delta\omega \approx 10^7 \text{ сек}^{-1}$

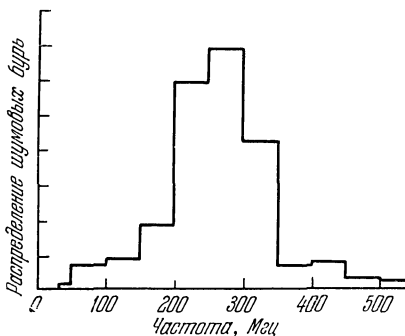


Рис. 35. Распределение шумовых бурь по средним частотам.

(рис. 37). Заметна очень сильная его циркулярная поляризация, достигающая до 100%.

Шумовые бури, по-видимому, возникают в источниках небольших размеров порядка 10^{10} см , а налагающиеся на эти бури быстрые всплески генерируются в еще меньших источниках размерами $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ см}$.

Смещение источников иногда можно заметить, но систематических скоростей, по-видимому, нет. Интенсивность излучения — такого же порядка, что и в других типах спорадического радиоизлучения; она может достигать до $I_{\omega} \approx 10^{-10} \text{ эрг} \cdot \text{см}^2$, а яркостная температура — до $10^9 \div 10^{10} \text{ град}$.

Источники широкополосных шумовых бурь и узкополосных спектров этого типа расположены высоко в солнечной короне (от $2 \cdot 10^{10} \text{ см}$ и выше), причем плазменная частота на уровне расположения источников заметно меньше частоты излучения, хотя возможно, что частоты некоторых короткодвигущих всплесков могут быть и близки к ω_{pe} .

Положение источников шумовых бурь и всплесков I типа очень тесно связано с магнитными полями на Солнце. Обычно источники расположены над большой группой пятен. Связь их с хромосферными вспышками выражена слабее.

В отличие от быстро дрейфующих всплесков III типа, где источник турбулизации плазмы — быстрые электроны — обнаруживается явно, объяснение медленно дрейфующих или неподвижных всплесков, как и всплесков II типа, сложнее. Позже мы будем детально обсуждать разные гипотезы и модели этих явлений. По-видимому, в них имеет место возбуждение плазменной турбулентности макроскопическими движениями (типа ударных волн), создающими резкие градиенты магнитного поля.

Наблюдаются и другие проявления активности Солнца, например, сантиметровые или дециметровые всплески, корональные конденсации и т. п. Однако их связь с плазменной турбулентностью, хотя и возможна, но пока не ясна, и эти явления мы рассматривать не будем.

Радиолокационные наблюдения Солнца. Радиолокация Солнца позволяет, по крайней мере в принципе, получить существенные данные о состоянии верхних слоев солнечной короны. Дело в том, что наблюдать отраженные

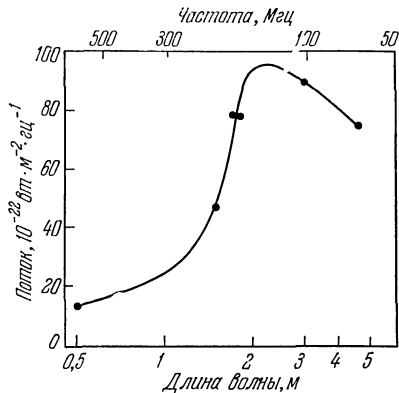


Рис. 36. Средний спектр излучения, построенный по наблюдениям 28 шумовых бурь.

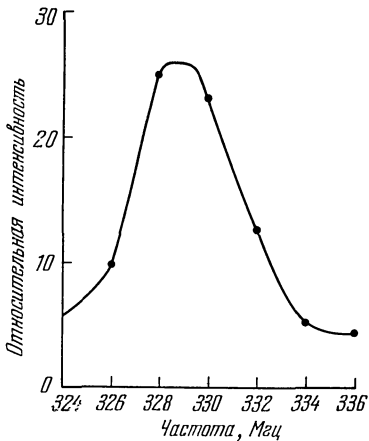


Рис. 37. Профиль линии узкополосного радиовсплеска I типа.

от Солнца радиосигналы можно только на частотах, меньших $6 \cdot 10^8 \text{сек}^{-1}$: более высокие частоты не столько отражаются, сколько поглощаются короной. Правда, можно ожидать и отражения на более высоких частотах от тонкого переходного слоя между короной и хромосферой, где n_e быстро растет с глубиной, и от областей с сильным магнитным полем, где высота уровня отражения может быть больше высоты слоя с $\omega \approx \omega_{pe}$.

Надежная радиолокация Солнца пока проводилась на частоте $\omega_0 = 2,4 \cdot 10^8 \text{сек}^{-1}$. Отражение зафиксировано от слоев короны на высотах $(3,5 \div 4,9) \cdot 10^{10} \text{см}$. Отраженные сигналы систематически смещены в коротковолновую сторону на $\Delta\omega = 2,5 \cdot 10^5 \text{сек}^{-1}$, что может быть приписано

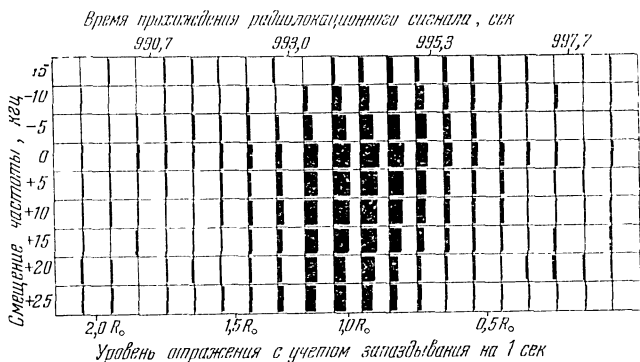


Рис. 38. Диаграмма зависимости интенсивности отраженного коронной сигналы от времени прохождения и частотного смещения. Запаздывание отраженного сигнала можно связать с уровнем отражения в короне, а частотное смещение — с доплеровским эффектом либо с изменением частоты при рассеянии. Размер зачерненной области соответствует интенсивности отраженного сигнала.

наличию в отражающем слое движений наружу со скоростью $v = 1,6 \cdot 10^6 \text{см} \cdot \text{сек}^{-1}$ (солнечный ветер). Кроме того, наблюдается большое симметричное уширение отраженного сигнала, всегда превышающее $\Delta\omega = 2 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$, а иногда достигающее $1 \cdot 10^7 \text{сек}^{-1}$ (рис. 38). Если оно связано с доплеровским эффектом, то отсюда следует наличие хаотических движений в короне на этих высотах со скоростями до $2,4 \cdot 10^7 \text{см} \cdot \text{сек}^{-1}$ и выше. Но возможно, что уширение отраженного сигнала обуславливается влиянием плазменной турбулентности на отражение и рассеяние радиоволн.

Эффективное сечение рассеяния, т. е. площадь отражения, меняется в широких пределах. Геометрическая площадь сечения на отражающем уровне короны равна $2,5\pi R_{\odot}^2$, но наблюдаемые эффективные сечения отражения радиолокационного сигнала оказываются и много меньше, и много больше этой величины (вплоть до $800\pi R_{\odot}^2$). Возможно, что и этот эффект связан с плазменной турбулентностью.

На этом мы закончим краткий обзор наблюдательных данных, свидетельствующих о возможных проявлениях плазменной турбулентности на Солнце. В последующих двух параграфах будет изложено решение нескольких задач плазменной астрофизики, на основе которых можно попытаться интерпретировать эти наблюдательные данные. Деталю интерпретации, а также обсуждению различных гипотез, будет посвящен последний параграф главы.

§ 8. Возбуждение турбулентности продольных и поперечных плазмонов пучковой неустойчивостью

Обычно принимаемое объяснение явления всплесков III типа заключается в том, что некоторое количество электронов, ускоренных в области хромосферной вспышки, проходит через солнечную корону, возбуждает в ней ленгмюровские волны, которые в свою очередь трансформируются в электромагнитное излучение на частотах, близких к ω_{pe} и $2\omega_{pe}$. Картину происходящих здесь процессов мы и рассмотрим в настоящем параграфе.

Квазилинейная релаксация пучков. Предположим, что через солнечную корону проходит пучок электронов со средней скоростью $v_0 \gg 3v_{Te}$ и небольшим разбросом скоростей по величине $\Delta v_0 \ll v_0$ и по направлениям $\Delta\theta_0 \ll 1$. Будем считать концентрацию частиц в пучке n_* очень малой по сравнению с концентрацией электронов в основной плазме n_e . Как было подробно объяснено в § 4, здесь возникает пучковая неустойчивость, приводящая к генерации продольных плазмонов с волновыми числами около k_g . В интервале Δk_g , где

$$k_g \approx \frac{\omega_{pe}}{v_0}, \quad \frac{\Delta k_g}{k_g} \approx \frac{\Delta v_0}{v_0}, \quad (8.1)$$

волновые векторы плазмонов направлены преимущественно вдоль направления движения пучка, где инкремент определяется формулой (2.37). Вне этого интервала волны возбуждаются под большим углом к оси пучка с инкрементом

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v^2} \frac{1}{(\Delta\Theta_0)^2}, \quad (8.2)$$

падающим с ростом волнового числа, и раскачивающего плазмоны вплоть до $k \approx \omega_{pe} / 3v_{Te}$, где начинается затухание Ландау. Если нелинейными процессами пренебрегать, то здесь имеет место так называемая квазилинейная релаксация [Веденов, Велихов, Сагдеев (1961—1962)]. Теория квазилинейной релаксации развита в настоящее время с достаточной полнотой и изложена во многих книгах и обзорах [см., например, Веденов (1963); Цытович (1967)].

Если ограничиться максимальным инкрементом (2.37) для волн, распространяющихся вдоль пучка, то можно использовать одномерную модель.

Индукцированное излучение продольных плазмонов генерируется частицами, находящимися на том склоне «горба», который соответствует меньшим скоростям, ибо только здесь $k \frac{\partial f_p}{\partial p} > 0$ (заштрихованная часть на рис. 8). Эти частицы поэтому быстро теряют свою энергию. В результате «внутренний склон горба» начинает продвигаться в область еще меньших скоростей. При этом склон становится круче [частицы с большей энергией ее быстрее и теряют; см. Иванов, Рудаков (1966)]. Частицы, соответствующие наружному склону горба, не излучают (здесь $k \frac{\partial f_p}{\partial p} < 0$), но практически и не поглощают, поскольку здесь мала плотность энергии продольных плазмонов — этот «склон горба» как бы стоит на месте.

В результате функция распределения частиц пучка из «колоколообразной» становится «столообразной», увеличивающейся по ширине в одну сторону, и соответственно уменьшающейся по высоте, поскольку полное число частиц в пучке сохраняется.

Заметим здесь, что функция распределения частиц пучка может расширяться и в сторону больших скоростей [Рютов (1969); Сайдл, Сунка (1969)], если пучок проходит через неоднородную плазму в сторону уменьшения электронной концентрации. В этом случае фазовая скорость плазменных волн, генерируемых пучком, увеличивается в соответствии с эффектом, описываемым уравнением (4.2). Такие плазмоны «обгоняют» пучок и оказываются в резонансе с частицами наружного склона горба. Теперь эти частицы поглощают энергию плазмонов и увеличивают свою энергию за счет уменьшения энергии более медленных частиц. Этот эффект существенно зависит от величины градиента электронной концентрации и в космических условиях, вероятно, не даст заметного ускорения частиц пучка.

Вернемся к эффекту квазилинейной релаксации в однородной плазме. Движущийся по оси скоростей «склон» уже столообразной функции распределения частиц пучка в конце концов достигнет функции распределения электронов основной плазмы. При этом на общей функции распределения образуется так называемое плато, и здесь исчезнут интервалы скоростей, где $k \frac{\partial f_p}{\partial p} > 0$ для плазменных волн с волновыми векторами, направленными вдоль оси движения пучка. В результате прекратится дальнейшая генерация этих плазменных волн. Образование плато и прекращение генерации плазменных волн и называется эффектом квазилинейной релаксации. Характерное время образования плато порядка

$$t_{pl} \approx 40 \frac{n_e}{n_* \omega_{pe}}, \quad (8.3)$$

где численный множитель, приближенно равный 40, появляется из-за того, что функция распределения частиц пучка сначала оказывается столообразной и лишь постепенно расширяется до образования плато. Появлением плато диссипация пучка, однако, не ограничивается. Правда, плазмоны с волновым вектором вдоль оси пучка уже не генерируются, но индуцированное возбуждение плазмонов с k , составляющим некоторый угол с осью пучка, вполне возможно, если только нет каких-либо

внешних причин (например, очень сильного магнитного поля), препятствующих генерации таких плазмонов. В результате вообще уменьшается концентрация всех надтепловых частиц и пучок диссипирует почти полностью. Время такой диссипации несколько больше (8.3) и по порядку величины можно принять

$$t_{\text{dis}} \approx 10^2 \frac{n_e}{n_* \omega_{pe}}. \quad (8.4)$$

Как мы увидим ниже, на Солнце характерное время (8.4) порядка одной секунды. Это — очень важное обстоятельство. Время t_{dis} в астрофизических условиях всегда (а не только в короне) малó по сравнению с космическими временными масштабами. Поэтому существование пучков может иметь место только тогда, когда подобная квазилинейная релаксация чем-то подавлена. Например, у ионного пучка характерное время распыливания в $m_i/m_e \approx \approx 10^3$ раз больше. Квазилинейная релаксация релятивистского пучка тоже требует большего времени (в $\epsilon_*/m_e c^2$ раз, где ϵ_* — средняя энергия его частиц).

Накопец, квазилинейная релаксация может быть оставлена нелинейными процессами. Этот эффект мы подробнее рассмотрим в следующем разделе.

Здесь мы приведем без подробного исследования основные уравнения, описывающие квазилинейную релаксацию. Обычно этот эффект рассматривают в рамках одномерной модели. Тогда плазменная функция распределения частиц пучка определяется диффузионным уравнением типа (5.2), которое в одномерном случае имеет вид

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p} \left(D^l \frac{\partial f_p}{\partial p} \right). \quad (8.5)$$

Коэффициент диффузионного взаимодействия быстрых частиц с одномерной плазменной турбулентностью тоже отличается от найденных в § 5 в предположении изотропной турбулентности. Здесь уже не будет интеграла по волновым числам, появившегося из-за того, что частица со скоростью v поглощает все плазменные волны с фазовыми скоростями $v_p < v$. Теперь частица со скоростью v может поглощать из одномерного спектра продольных плазмонов только волны с фазовой скоростью, равной $v_p = v$. По-

этому имеем для коэффициента диффузии по оси скоростей:

$$D^l(v) = \frac{\pi m_e \omega_{pe}}{n_e} k W_k^l = \frac{\pi m_e \omega_{pe}^2}{n_e v} W_{k=\frac{\omega_{pe}}{v}}^l. \quad (8.6)$$

Изменение дисперсии скоростей при одномерной диффузии

$$\frac{d}{dt} (\Delta v)^2 = \frac{2D^l}{m_e^2} = \frac{2\pi \omega_{pe}^2}{n_e m_e v} W_{k=\frac{\omega_{pe}}{v}}^l. \quad (8.7)$$

Строго говоря, формула (8.7) справедлива до тех пор, пока $(\Delta v)^2 \ll v^2$. Но для оценки ее можно использовать и при $(\Delta v)^2 \lesssim v^2$. Второе уравнение теории квазилинейной релаксации описывает изменение спектральной плотности энергии продольных плазмонов:

$$\frac{dW_k^l}{dt} = \gamma^l(k) W_k^l \approx \omega_{pe} \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{v}{\Delta v}\right)^2 W_{k=\frac{\omega_{pe}}{v}}^l. \quad (8.8)$$

Количественный анализ системы (8.7) — (8.8) приводит к характерной оценке времени квазилинейной релаксации (8.3) и показывает, что к моменту образования плато полная плотность энергии продольных плазмонов

$$W^l = \int_{\frac{\omega_{pe}}{v_0}}^{\frac{\omega_{pe}}{v_{Te}}} W_k^l dk \approx \frac{1}{6} n_* m_e v_0^2. \quad (8.9)$$

Для более точного анализа уравнение (8.7) заменяется кинетическим уравнением для функции распределения частиц пучка, а в уравнении (8.8) величина инкремента в явном виде выражается через производную от функции распределения частиц пучка $\frac{\partial f_p}{\partial p}$. [Подробное изложение этих вопросов см., например, Веденов (1963).]

Нелинейная стабилизация пучков. Причины для стабилизации пучков может быть несколько, но все они основаны на быстром уходе плазменных волн из резонанса с пучком [Цытович, Шапиро (1965)]. Поясним физику этого

явления на примере стабилизации пучка неоднородностью плазмы [Рютов (1969)], хотя, по-видимому, и не применимой к случаю солнечной короны.

Пусть пучок движется в неоднородной плазме вдоль градиента электронной концентрации. Тогда по мере движения пучка фазовая скорость плазменных волн все время меняется, а скорость частиц при отсутствии заметной релаксации остается постоянной. В результате плазменные волны все время уходят из резонанса с частицами пучка. Если инкремент раскачки γ^l оказывается заметно меньше обратной величины времени ухода из резонанса, то рост амплитуды плазменных волн прекращается и пучок перестает терять энергию на возбуждение плазменных волн. Обозначая через L характерный масштаб неоднородности, имеем критерии для стабилизации пучка неоднородностью плазмы

$$L < \frac{v_g}{\gamma^l} \lesssim \frac{n_e}{n_*} \frac{3v_{Te}^2}{v_0 \omega_{pe}}. \quad (8.10)$$

В условиях солнечной короны этот критерий не выполняется.

Разумеется, стабилизированы пучки в том случае, когда инкремент γ^l меньше декремента столкновительного затухания. Однако здесь имеет место только спонтанное возбуждение продольных плазмонов и плотность их энергии оказывается низкой.

Наиболее важным механизмом стабилизации пучков является перекачка энергии вдоль спектра продольных плазмонов из-за нелинейного рассеяния на тепловых ионах плазмы [Цытович, Шапиро (1965)]. Она действует двояко.

Во-первых, в процессе нелинейного рассеяния быстро меняются направления волновых векторов, и тем самым сразу нарушается резонанс плазмонов и частиц.

Во-вторых, перекачка по спектру волновых чисел (всегда в сторону уменьшения k) также выводит колебания из резонанса с частицами. Вероятность индуцированного излучения, пропорциональная числу резонансных плазмонов, уменьшается, и пучок стабилизируется. Надо, кстати, подчеркнуть, что стабилизация может быть частичной; размывание пучка все время имеет место, но со много большим

характерным временем. Возможна и полная стабилизация, если пренебречь парными столкновениями.

Поворот волнового вектора при нелинейном рассеянии дает некоторый эффект: при стохастических поворотах имеет место более или менее изотропное распределение направлений k . В результате окажется, что все время с пучком будет в резонансе часть волн. Относительная доля резонансных волн имеет порядок относительного разброса скоростей пучка по направлениям. В дальнейшем под γ^l будем понимать величину эффективного инкремента, учитывающего это уменьшение.

Нелинейная перекачка по спектру волновых чисел не только уводит плазмоны из резонанса с пучком, но и, в силу своей «односторонности», не возвращает их обратно в резонансную область. Поэтому этот эффект более существен. Для анализа также можно воспользоваться уравнением (8.7), так как максимальный вклад в коэффициент диффузии дают волны, возбуждаемые вдоль пучка. Однако уравнение (8.8) следует дополнить членом, учитывающим нелинейное рассеяние. Для случая дифференциальной перекачки при рассеянии на тепловых ионах имеем здесь уравнение (4.5), в котором Q_k^l заменено на $\gamma^l W_k^l$:

$$\frac{dW_k^l}{dt} = (\gamma^l - \nu_e) W_k^l - \beta^l \left(\frac{W_k^l}{k} \right)^2 + \alpha^l W_k^l \frac{\partial W_k^l}{\partial k}. \quad (8.11)$$

Предположим, что частичная стабилизация пучка действительно имеет место, т. е. будем считать, что $(\Delta v)^2$ меняется сравнительно медленно по сравнению с характерным временем $1/\gamma^l$. Тогда для определения W_k^l можно использовать квазистационарное решение уравнения (8.11), считая здесь γ^l медленно меняющейся величиной

и опуская $\frac{dW_k^l}{dt}$.

Полученное значение W_k^l подставляется в (8.7), что и позволит определить относительно медленное расплывание частично стабилизированного пучка.

Для подстановки в (8.7) необходимо знать W_k^l только в резонансной области спектра. Поэтому, если k_r из (4.12) меньше $k_g \approx \omega_{pe}/v_0$, можно в (8.11) опустить член

с β^l , и для квазистационарного значения W_k^l получим

$$W_k^l = \frac{\gamma^l - v_e}{\alpha^l} (k_g - k) = \frac{18}{\pi} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^2 \frac{n_e m_i v_{Te}^4}{\omega_{pe}^3} (\gamma^l - v_e) (k_g - k). \quad (8.12)$$

Здесь принято, что при $k > k_g$ нет индуцированного излучения и плотность энергии продольных плазмонов остается на низком уровне.

Подставляя (8.12) в (8.11), принимая для $k_g - k$ среднее значение этой величины в резонансном интервале, т. е. полагая $k_g - k \approx \Delta k_g / 2$, получим

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta v}{v_0}\right)^2 = 18 \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^2 \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{v_{Te}}{v_0}\right)^4 \frac{\Delta k_g}{k_g} (\gamma^l - v_e). \quad (8.13)$$

Принимая $\Delta k_g \approx k_g (\Delta v / v)$, перепишем это выражение в виде

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta v}{v_0}\right) = \left(\frac{v_*}{v_0}\right)^4 (\gamma^l - v_e), \quad (8.14)$$

где некоторая характерная скорость стабилизации пучка

$$v_* = \left(9 \frac{m_i}{m_e}\right)^{1/4} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2} v_{Te} = 11 \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2} v_{Te}. \quad (8.15)$$

В изотермической плазме $v_* = 16v_{Te}$. С увеличением отношения $\frac{T_e}{T_i}$ величина критической скорости стабилизации увеличивается, но при условии $T_e > 3T_i$ вместо нелинейного рассеяния на ионах откачка продольных плазмонов из области резонанса с пучком осуществляется распадным процессом $l \rightarrow l' + s$ (стабилизация ионнозвуковыми волнами). Этот случай описывается теми же соотношениями, но при замене $1 + T_e/T_i$ на единицу, так что здесь критическая скорость стабилизации уменьшается до $11v_{Te}$.

Дополнительное стабилизирующее влияние на пучки оказывает и процесс слияния продольных плазмонов с образованием поперечной электромагнитной волны с частотой $2\omega_{pe}$.

Из (8.14) следует, что если скорость пучка больше v_* , то время его релаксации больше, чем время возбуждения плазменных волн. Поскольку отношение v_*/v_0 входит в эту формулу в четвертой степени, то достаточно относительно небольшого превышения v_0 над v_* для того, чтобы эффект нелинейной стабилизации стал заметным.

Минимальное значение $v_* = 11v_{Te}$ (предположим случай неизотермической плазмы) в условиях солнечной короны равно $6 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1} = 0,2 \text{ с}$, что действительно близко к наблюдаемой минимальной скорости пучков, возбуждающих всплески III типа. Выражение (8.15) для критической скорости v_* носит оценочный характер, и точное значение численного коэффициента может несколько отличаться от приведенного здесь. Отсюда можно сделать заключение, что роль нелинейной стабилизации пучков в условиях солнечной короны может быть заметной. Однако для того, чтобы пучок прошел без заметного расплывания наблюдаемое расстояние, намного превышающее длину квазилинейной релаксации, необходимо $v_0 \gg v_*$. Правда, согласно (8.14) расплывание резко уменьшается с ростом v_0 , но для того, чтобы путь пучка, например, на два порядка превзошел квазилинейную длину, необходимо $v_0 \geq 3v_*$. Отметим, что в достаточно холодной плазме $v_0 \gg v_*$ (более точный критерий см. ниже) возможна и полная, а не частичная стабилизация.

Рассмотренная выше нелинейная стабилизация учитывает влияние на откачку продольных плазмонов из резонансной области волновых чисел только со стороны близлежащего спектра (т. е. случай дифференциальной перекачки). При этом форма остальной части спектра продольных плазмонов не учитывалась. Между тем, как мы видели в § 4, в реальных условиях ленгмюровской турбулентности часто имеет место накопление продольных плазмонов в области очень малых волновых чисел (основного масштаба k_0). Поэтому, если возможна интегральная перекачка продольных плазмонов, то волны основного масштаба очень интенсивно «откачивают» продольные плазмоны из резонансного интервала волновых чисел. Здесь и происходит абсолютная стабилизация, когда каждый плазмон, генерируемый в области $k \approx k_g$, немедленно перебрасывается в область $k \approx k_0$, так что W_{k_g} оказывается исчезающе малым.

Интегральная перекачка при рассеянии на тепловых ионах имеет место, если $k_g \leq k_*$ или $v_0 > 130 v_{Te}$. В условиях солнечной короны это неравенство не имеет места. Рассмотрим поэтому нелинейное рассеяние на тепловых электронах. Как известно, оно приводит к заметному изменению $\Delta k \lesssim 1/3d_e$ уже в одном акте нелинейного рассеяния. При трансформации энергии на сравнительно малые величины Δk нелинейное рассеяние на электронах малó по сравнению с нелинейным рассеянием на ионах, и поэтому, например, плоский участок спектра продольных плазмонов формируется рассеянием на ионах. Но при одноразовой переброске продольных плазмонов из одного конца спектра в другой, наоборот, роль рассеяния на ионах очень (экспоненциально) мала, и доминирует рассеяние на электронах. Далее, если в области основного масштаба плотность энергии продольных плазмонов становится большой, то однократная откачка резонансных плазмонов при рассеянии на электронах в основной масштаб может превзойти откачку, осуществляемую ионами из участка спектра, непосредственно примыкающего к резонансной области. В этом случае рассеяние на электронах приводит к абсолютной стабилизации [Рудаков (1970)]. Рассмотрим откачку резонансных плазмонов из-за рассеяния на электронах в область масштаба малых волновых чисел $k_0 < k_g (m_e/m_i) (v_0/v_{Te})^3$. Последнее неравенство практически всегда выполнено в солнечной короне для всплесков III типа, если k_0 соответствует основному масштабу турбулентности. Здесь инкремент перекачки не зависит от детального вида спектра плазмонов и определяется лишь их полной плотностью энергии [Цытович (1967)]:

$$\frac{\gamma^l (l + e \rightleftharpoons l' + e')}{\omega_{pe}} = \frac{2 \sqrt{2\pi}}{81} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^2 \left(\frac{\omega_{pe}}{k_g v_{Te}} \right)^3 \frac{W^l}{n_e T_e} \approx \approx \left(\frac{m_e}{3m_i} \right)^2 \left(\frac{v_0}{v_{Te}} \right)^3 \frac{W^l}{n_e T_e}, \quad (8.16)$$

где k_g — волновое число откачиваемых плазмонов.

Сравнивая (8.2) и (8.16), находим плотность энергии продольных плазмонов в области спектра основного масштаба, необходимую для стабилизации пучка

интегральным нелинейным рассеянием на электронах:

$$W^l \approx n_* m_e v_0^2 \left(\frac{3m_i}{m_e} \right)^2 \left(\frac{v_{Te}}{v_0} \right)^5. \quad (8.17)$$

Определение критерия стабилизации сводится к выяснению вопроса, какие максимальные значения W^l допустимы. Для неограниченного в пространстве пучка величина W^l , очевидно, не может превышать плотности энергии частиц самого пучка, т. е. $\frac{1}{2} n_* m_e v_0^2$. Поэтому здесь критерий стабилизации из-за нелинейного рассеяния на электронах имеет вид:

$$v_0 > \left(3 \sqrt{2} \frac{m_i}{m_e} \right)^{2/5} v_{Te} \approx 40 v_{Te}. \quad (8.18)$$

Положение меняется в случае учета ограниченности пучков. Здесь дело в следующем. Как было показано Файнбергом и Шапиро (1964), а также Цытовичем и Шапиро (1965), при вхождении пучка в ограниченную плазму на ее переднем фронте при квазилинейной релаксации происходит накопление энергии продольных плазмонов, причем здесь W^l в $v_p/v_g \approx \frac{1}{3} (v_p/v_{Te})^2$ раз превышает плотность энергии частиц пучка. Этот эффект носит общий характер и обязан различию скорости переноса энергии (групповой скорости) частиц пучка и плазмонов. Можно поэтому ожидать, что если ограниченный пучок продвигается в плазме, то за его фронтом образуется область с повышенной плотностью энергии продольных плазмонов порядка $\frac{1}{6} n_* m_e v_0^2 (v_p/v_{Te})^2$. Тогда нелинейное рассеяние на электронах могло бы быть существенным при

$$v_0 > \left(3 \sqrt{6} \frac{m_i}{m_e} \frac{v_{Te}}{v_p} \right)^{2/5} v_{Te} \lesssim 10 v_{Te}, \quad (8.19)$$

если принять, что согласно гл. I в области основного масштаба $v_p > \omega_{pe}/k_* = 130 v_{Te}$.

Если считать, что в области основного масштаба накопилась энергия (8.17), нужно также оценить время, в течение которого это произошло. Очевидно, что это время определяется отношением энергии W^l , соответствующей (8.17), к Q^l — мощности плазменной турбулизации. По-прежнему считая, что возбужденные плазмоны

в резонансном интервале волновых чисел на первом этапе возбуждения турбулентности откачиваются нелинейным рассеянием на ионах, имеем

$$Q^l \approx Q_k^l \Delta k_g \approx \gamma^l W_k^l \Delta k_g \approx \frac{(\gamma^l \Delta k_g)^2}{2\alpha^l}. \quad (8.20)$$

Отсюда

$$\frac{1}{t_{st}} = \gamma_{st} \approx \frac{Q^l}{W^l} \approx \frac{n_*}{2n_e} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^2 \frac{m_i}{m_e} \frac{v_0}{v_{Te}} \omega_{pe}. \quad (8.21)$$

Инкремент γ_{st} полной стабилизации меньше инкремента γ^l пучковой неустойчивости и становится порядка (8.4) — времени квазилинейной диссипации. Так, положив $v_0 \approx 15 v_{Te}$, получим $t_{st} \approx \frac{10^{2n_e}}{n_*} \omega_{pe}^{-1} \approx t_{dis}$, а в неизотермической плазме, когда множитель $(1 + T_e/T_i)^2$ в (8.21) следует опустить, — даже еще меньшую величину. Последнее значит, что достаточно предотвратить распывание пучка по энергиям лишь на время порядка времени квазилинейной релаксации. Согласно (8.14) это может быть осуществлено, если v_0 довольно близко к v_* .

Из сказанного выше можно заключить, что процесс стабилизации пучков в солнечной короне, если он действительно имеет место, должен быть довольно сложным по своему характеру и зависящим от условий формирования полного спектра продольных плазмонов, на которые, кстати, налагается и спектр поперечных плазмонов. Возможны также случаи, когда пучок стабилизируется только по отношению к возбуждению плазменных волн, идущих под углом к оси пучка.

К сожалению, условия в солнечной короне таковы, что простые оценки оказываются недостаточными для использования теории, построенной для предельных случаев стабилизованного или квазилинейно релаксирующего пучка, так как соответствующий параметр — порядка единицы. Однако несомненно, что нельзя пренебрегать нелинейными эффектами перекачки как на электронах, так и на ионах, а также эффектами квазилинейной релаксации на начальной стадии. Ясно, что с учетом ограниченности пучка и эффекта накопления, а также трехмер-

ности всех квазилинейных и нелинейных процессов решение полной задачи доступно лишь численными методами. Однако все физические процессы здесь четко определены и ясны, и можно надеяться, что такое исследование в недалеком будущем будет проведено.

Для дальнейшего изложения будем считать, что на первом этапе после прихода пучка в данную область короны происходит возбуждение плазменной турбулентности, причем резонансные плазмоны откачиваются нелинейным рассеянием на ионах. Длительность этого этапа немного меньше характерного времени квазилинейной релаксации (8.3), причем мощность турбулизации определяется соотношением (8.20), т. е.

$$Q^l \approx 9 \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^2 \left(\frac{n_*}{n_e}\right)^2 \frac{n_e m_i v_{Te}^4}{v_0^2} \omega_{pe}. \quad (8.22)$$

С помощью определения v_* имеем также

$$\frac{Q^l}{n_e T_e \omega_{pe}} \approx \left(\frac{n_*}{n_e} \frac{v_*^2}{v_{Te} v_0}\right)^2. \quad (8.23)$$

После накопления достаточной плотности энергии продольных плазмонов во всем спектре нелинейная перекачка на электронах ограничивает дальнейший рост W^l и приводит тем самым к стабилизации пучка. Плотность энергии продольных плазмонов в резонансной области определяется теперь балансом откачки (8.16) и переброски в эту область плазмонов из основного масштаба при спонтанном рассеянии, оцениваемой по формуле:

$$\begin{aligned} J_k^l (l + e \overleftarrow{\leftarrow} l' + e') = \\ = \frac{4 \sqrt{2\pi}}{27} \left(\frac{m_e}{3m_i}\right)^2 \left(\frac{\omega_{pe}}{kv_{Te}}\right)^3 \frac{m_e \omega_{pe}^3}{2\pi^2} \frac{W^l}{n_e T_e}. \end{aligned} \quad (8.24)$$

Разделив (8.24) на (8.16), находим спектр в резонансной области [см. также (4.29)]:

$$W_k^l = \frac{m_e \omega_{pe}^2}{6\pi^2}. \quad (8.25)$$

Эта величина больше теплового уровня, равного $W_k^l = T_e k^2 / 2\pi^2 = m_e \omega_{pe}^2 v_{Te}^2 / 2\pi^2 v_0^2$ в примерно $(v_0 / v_{Te})^2$ раз.

Поэтому расплывание пучка на этой стадии тоже имеет место, но с характерным временем порядка $(10/v_e) (v_0/v_{Te})^3$, т. е. порядка времени гибели пучка из-за парных соударений *).

На первой стадии формирования спектра и на второй стадии стабилизации пучка генерируется электромагнитное излучение. Мы дадим оценку интенсивности этого излучения ниже, а пока рассмотрим более общие свойства двухмодовой турбулентности продольных и поперечных плазмонов.

Турбулентность продольных и поперечных плазмонов. Резонансные продольные плазмоны, генерируемые непосредственно пучком, при нелинейном рассеянии на ионах не только откачиваются в область меньших волновых чисел, но и их энергия перекачивается к поперечным плазмонам. Если оптическая толщина как для поперечных, так и для продольных плазмонов много больше единицы, то внутри области турбулентности имеет место непрерывный обмен энергией между поперечными и продольными плазмонами, сопровождаемый переходом их к меньшим k . Для описания этого процесса составим кинетическое уравнение, воспользовавшись методом анализа турбулентности одних продольных плазмонов, подробно рассмотренной в § 4.

Система кинетических уравнений для области волновых чисел $k_* < k < k_g$ в единой шкале ($k_p = \sqrt{3} (v_{Te}/c)k$) имеет такой вид:

$$\frac{dW_k^l}{dt} = Q_k^l - v_e W_k^l - \beta^l \left(\frac{W_k^l}{k} \right)^2 + \alpha^l W_k^l \left[\frac{\partial W_k^l}{\partial k} + k \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{W_k^p}{k} \right) \right], \quad (8.26)$$

$$\frac{dW_k^p}{dt} = -v_e W_k^p + \alpha^l \frac{W_k^p}{k} \frac{\partial}{\partial k} (kW_k^l). \quad (8.27)$$

Отличие системы (8.26), (8.27) от уравнения (4.5) связано с учетом всех возможных инкрементов перекачки продольных и поперечных плазмонов при рассеянии на ионах [использованы инкременты (3.17), (3.19), (3.20)].

*) Именно это конкретное содержание следует вкладывать в понятие полной стабилизации пучковой неустойчивости.

Естественно было бы начинать исследование системы (8.26), (8.27) с поисков стационарного решения. Однако оказалось, что стационарное решение уравнений (8.26), (8.27), удовлетворяющее физическим граничным условиям в области перекачки, в данном случае не существует. Чтобы показать это, рассмотрим более простую систему, опустив в (8.26), (8.27) члены, описывающие потери из-за слияния (β^l) и при столкновениях электронов с ионами (v_e). Тогда в области перекачки $k_* < k < k_g$, т. е. при $Q_k^l = 0$, решение стационарной системы будет:

$$W_k^l = A \frac{k_g}{k}, \quad W_k^p = \frac{A}{2} \left(\frac{k}{k_g} - \frac{k_g}{k} \right) + B \frac{k}{k_g}, \quad (8.28)$$

где A и B — постоянные интегрирования (значения величин W_k^l и W_k^p при $k \approx k_g$). Из (8.28) следует, что никаким выбором A и B нельзя сделать W_k^p положительными для всего интервала от $k = k_g$ до $k = k_* \ll k_g$.

Однако система (8.26), (8.27) имеет квазистационарное решение, в котором W_k^l и W_k^p как бы пульсируют со временем при одновременном перемещении по оси волновых чисел. С подобным случаем мы уже встретились в § 4 при рассмотрении альвеоновской и магнитозвуковой турбулентности.

Это означает следующее. Пусть в некоторый момент времени зафиксировано распределение W_k^l и W_k^p . Через некоторое время энергия из одного интервала волновых чисел продольных плазмонов перекачается в соседний интервал волновых чисел поперечных плазмонов, а оттуда — в интервал еще меньших волновых чисел продольных плазмонов. По оси волновых чисел «бегут» волны с переходом энергии в разные моды. Характерный период этих «волн»:

$$\frac{1}{t_n} \approx 2\pi\alpha^l \frac{\partial W_k^l}{\partial k} \approx \omega_{pe} \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{v_0}{v_{Te}} \right)^2 \frac{W^l}{n_e T_e}. \quad (8.29)$$

Вообще двухмодовая плазменная турбулентность в рамках дифференциальной перекачки часто имеет «волнообразный» характер, в отличие от одномодовой, где возможно стационарное решение или нестационарное в виде скачка на оси волновых чисел.

При интегральной перекачке также нет эффекта волнообразной передачи энергии, поскольку плазмоны сразу

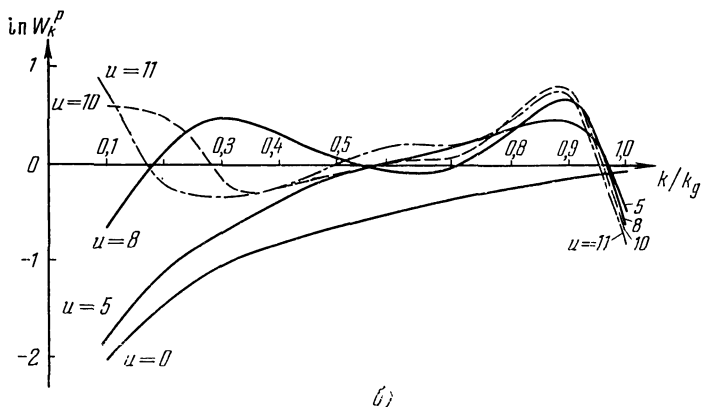
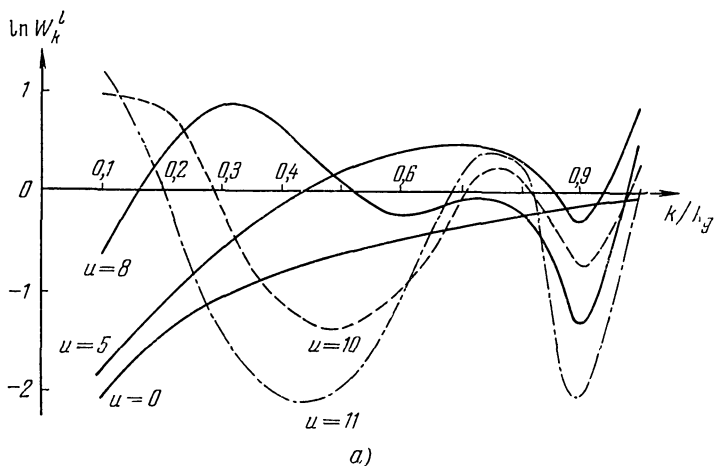


Рис. 39. Спектральные плотности энергии турбулентности продольных (а) и поперечных (б) плазмонов для случая дифференциальной перекачки турбулентности, возбужденной пучком с $v_0 = v_{Te}^2/3v_{Ti}$; для разных моментов времени $u = 2\gamma^4 t$.

переходят к области спектра малых волновых чисел. Все эти особенности иллюстрируются рис. 39—41, где приведены

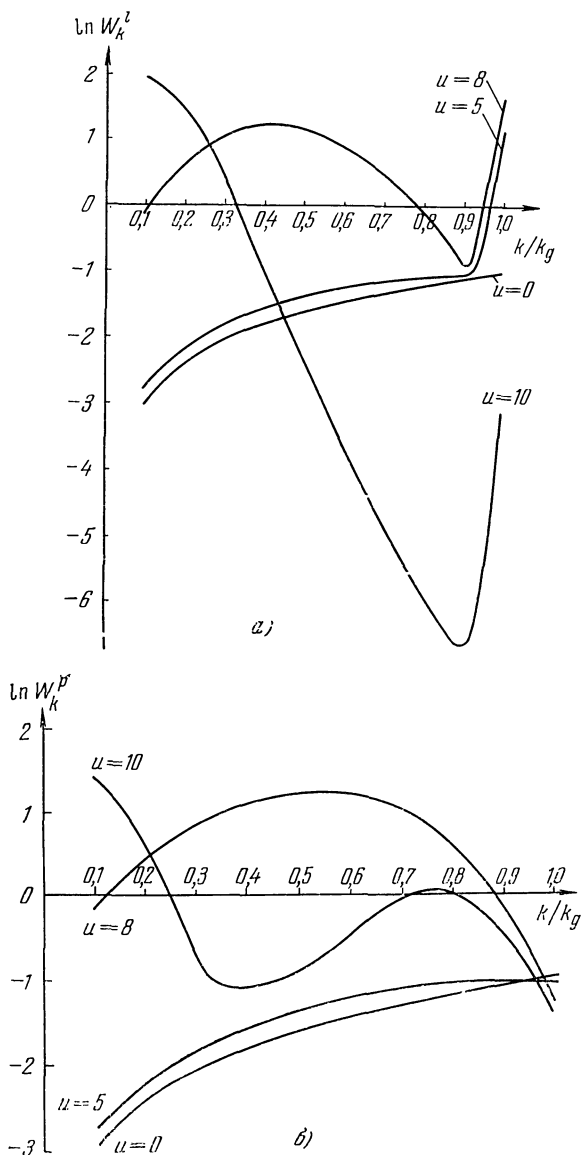


Рис. 40. То же, что и на рис. 39, но для больших скоростей пучка $v_0 = v_{Te}^2/v_{Ti}$ на границе между областями дифференциальной и интегральной перекачки турбулентности.

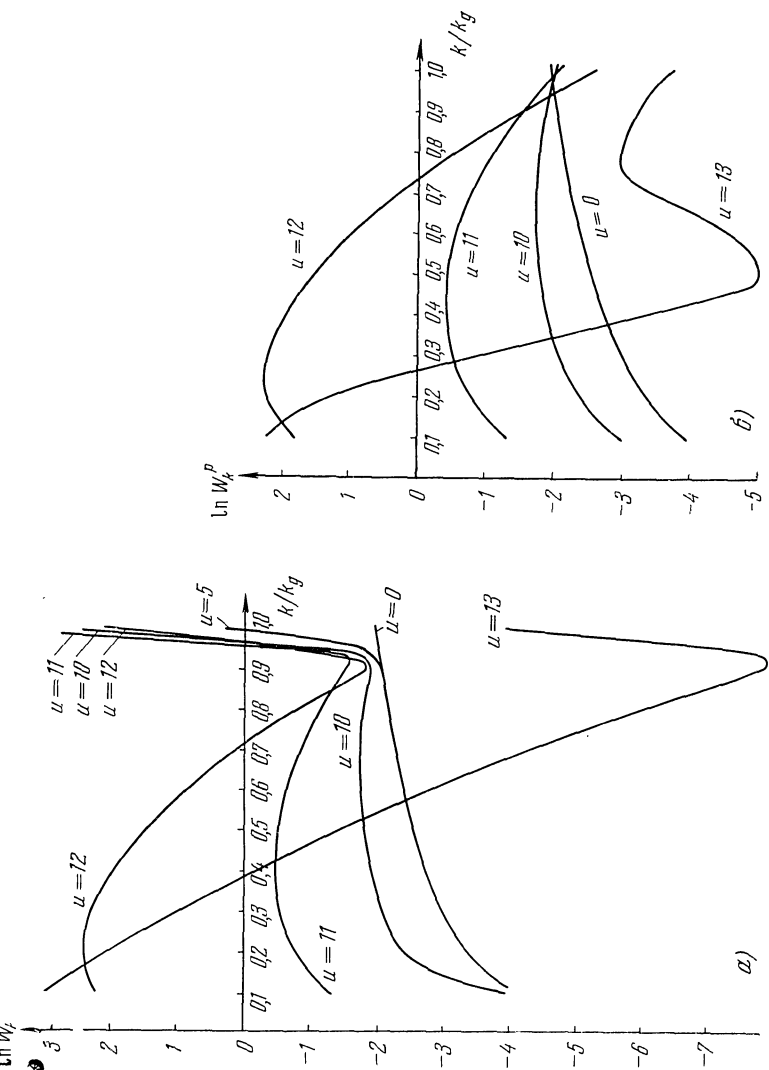


Рис. 1. То же, что и на р.с. 39, но для случая интегральной перекачки с $v_0 = 3vT_e^{1/2}T_i$.

спектры турбулентности продольных и поперечных плазмонов, полученные в результате численного решения общих кинетических уравнений, учитывающих возможность как дифференциальной, так и интегральной перекачки [Каплан, Цытович (1967а)].

Основной характеристикой является средняя по времени спектральная плотность энергии продольных и поперечных плазмонов. Как следует из общих соображений, основанных на равной вероятности перекачки из продольных плазмонов в поперечные и обратно, а также из рассмотрения рис. 39—41, можно ожидать, что средние значения W_k^l и W_k^p более или менее одинаковы и соответствуют уже полученному в § 4 плоскому спектру турбулентности продольных плазмонов [см. (4.8) и рис. 4]. Поэтому для области волновых чисел $k_* < k < k_g$:

$$W_k^l \approx W_k^p \approx \sqrt{\frac{Q^l}{\alpha^l}} \approx \frac{\gamma^l \Delta k_g}{\alpha^l} \approx \frac{n_* m_e v_*^4}{\omega_{pe} v_0}. \quad (8.30)$$

После подстановки Q^l из (8.23) или γ^l из (8.2) для поперечных плазмонов в собственной шкале волновых чисел имеем

$$W_{k_p}^p \approx \frac{n_* m_e c v_*^4}{\omega_{pe}^p T_e v_0}. \quad (8.31)$$

Полная плотность энергии продольных плазмонов в интервале волновых чисел, соответствующих плоскому спектру, равна

$$W^l \approx W_k^l k_g \approx n_* m_e v_*^2 \frac{v_*^2}{v_0^2}. \quad (8.32)$$

В области спектра очень малых волновых чисел (основной масштаб) плотность энергии продольных плазмонов определяется условиями стабилизации пучка. Этот вопрос подробно обсужден в предыдущем разделе. Здесь можно ожидать, что в этой области спектра плотность энергии продольных плазмонов много больше оценки (8.32) [см., например, формулу (8.17)].

С другой стороны, в области больших волновых чисел $k > k_g$ спектр энергии продольных плазмонов падает

из-за уменьшения инкремента (8.2). Пользуясь той же методикой определения спектра плазмонов при известном инкременте, находим для продольных и поперечных плазмонов в единой шкале волновых чисел

$$W_k^l \approx W_k^p \approx \frac{n_* m_e v_0^2}{k} \left(\frac{v_*}{v_0} \right)^4. \quad (8.33)$$

До больших волновых чисел этот спектр простирается не может, так как здесь оказывается существенной обратная откачка плазмонов в область волновых чисел порядка k_g при нелинейном рассеянии на электронах. Подставляя в (4.26) величину Q^l из (8.23), находим инкремент этой откочки:

$$\gamma^l(l + e \rightleftharpoons l' + e') \approx \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{v_*}{v_0} \right)^4 k v_{Te}, \quad (8.34)$$

т. е. он растет с увеличением k . Сравнивая (8.34) и (8.2), находим, что спектр (8.33) тянется до

$$k_{\max} \approx \frac{\omega_{pe}}{v_{Te}} \left(\frac{v_0}{v_*} \right)^{2/3} \left(\frac{v_{Te}}{v_*} \right)^{2/3} \approx \frac{\omega_{pe}}{4v_{Te}} \left(\frac{v_0}{v_*} \right)^{2/3}. \quad (8.35)$$

В области $k > k_{\max}$ спектр продольных плазмонов описывается формулой (4.29) или (4.30). Этой энергии уже недостаточно для возникновения индуцированных процессов, в частности для перекачки энергии в поперечные плазмоны. Спонтанное излучение поперечных плазмонов также не дает здесь плотности энергии, заметно превышающей тепловой уровень.

На первом этапе развития турбулентности в области больших волновых чисел, при $k_p \lesssim \omega_{pe}/3c$ спектр энергии поперечных плазмов в собственной шкале следует из (8.33):

$$W_{k_p}^p \approx \frac{n_* m_e v_0^2}{k_p} \left(\frac{v_*}{v_0} \right)^4. \quad (8.36)$$

Однако в действительности формула (8.36) дает завышенное значение, поскольку здесь роль перекачки на ионах от продольных к поперечным плазмонам заметно уменьшается.

На втором этапе развития турбулентности, когда проявляется стабилизация рассеянием из основного мас-

штаба, общая мощность генерации резко падает и спектры (8.33), (8.36) еще больше уменьшаются.

Грубые количественные оценки могут быть получены по приведенным выше формулам, но следует подчеркнуть желательность более тщательного анализа происходящих здесь процессов.

Выход радионизлучения из области турбулентности плазмы. Очевидно, что турбулентность продольных и поперечных плазмонов должна генерировать электромагнитное излучение как на частотах, близких к ω_{pe} (выход поперечных плазмонов), так и на частотах, близких к $2\omega_{pe}$ (слияние продольных плазмонов). Получим оценки интенсивности для обоих видов электромагнитного излучения.

Хотя плотность энергии поперечных плазмонов в области плазменной турбулентности и очень велика, но вероятность их выхода из среды очень мала. В самом деле, как было показано в § 7, только поперечные плазмоны с относительно большими волновыми числами (например, $k_p > 0,2\omega_{pe}/c$) могут выйти из солнечной короны при не слишком сильном поглощении. Отсюда получаем верхнюю оценку интенсивности излучения на частоте, близкой к

ω_{pe} : для $k_p \approx 0,2 \frac{\omega_{pe}}{c}$:

$$I_{\omega}^p \approx \frac{W_{k_p}^p}{4\pi} \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{c}{\omega_{pe}} n_* m_e v_0^2. \quad (8.37)$$

Наблюдаемая интенсивность меньше этого значения, вероятно, на два порядка за счет учета поглощения в верхних слоях.

По мере перемещения области турбулентности в короне величина I_{ω}^p (8.37) уменьшается пропорционально ω_{pe}^{-1} (при $n_* = \text{const}$), что качественно соответствует наблюдениям.

Интенсивность излучения на частоте, близкой к $2\omega_{pe}$, может быть вычислена по соотношению (3.30). Здесь ограничение на волновые числа электромагнитных волн, выходящих из области турбулентности, слабее, чем в случае излучения на частоте, близкой к ω_{pe} , но все же больше вероятность выйти из среды для излучения с максимальными волновыми числами. Если сохранить в (3.30) только второй интеграл, считая $W_k^l = \text{const}$ (плоский

спектр), то получим

$$J^t = \int J'_\omega d\omega \approx \frac{4\omega_{pe}^3}{n_e m_e c^4} (W_k^l)^2 \approx \frac{4\omega_{pe}^3 Q^l}{n_e m_e c^4 \alpha^l} \approx \frac{4n_*^2 m_e v_0^8}{n_e c^4 v_0^2} \omega_{pe}, \quad (8.38)$$

где для W_k^l использовано соотношение (8.30).

Спектральный коэффициент излучения по порядку величины может быть оценен как $J'_\omega \approx J^t/\omega_{pe}$. Полагая также $v_* \approx v_0/2$, имеем

$$J'_\omega \approx \frac{n_*^2 m_e v_0^6}{400 n_e c^4}. \quad (8.39)$$

Область плазменной турбулентности обычно оптически тонка по отношению к распаду волны $2\omega_{pe}$ на два продольных плазмона. Обозначая через R характерный размер области, в которой происходит слияние, имеем для спектральной интенсивности:

$$I'_\omega \approx \frac{J'_\omega R}{4\pi} \approx 8 \cdot 10^{-4} \frac{n_* m_e v_0^6}{n_e c^4} R. \quad (8.40)$$

С увеличением высоты области в короне интенсивность излучения на частоте $\sim 2\omega_{pe}$ растет, как $1/n_e \sim 1/\omega_{pe}^2$. На этот эффект накладывается нарастание интенсивности излучения во времени с заданного уровня при накоплении плазмонов в основном масштабе (первый член (3.30)). Указанное накопление, однако, начинает подавлять плотность плазмонов с $k \approx \sqrt{3}\omega_{pe}/c$ из-за рассеяния на электронах [см. (3.30), (8.16)]. Полная интенсивность излучения не намного превосходит (8.40). Рост интенсивности на частоте $2\omega_{pe}$ с высотой и его запаздывание по отношению к излучению на частоте ω_{pe} находятся в качественном согласии с наблюдениями.

Влияние магнитного поля на турбулентность продольных и поперечных плазмонов. Наблюдаемая поляризация всплесков III типа свидетельствует о том, что магнитное поле оказывает определенное влияние на свойства плазменной турбулентности в солнечной короне, хотя возможно, что до некоторой степени наблюдаемая поляриза-

ция связана с условиями распространения радиоволн в солнечной короне.

Как правило, в солнечной короне выполнено неравенство $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$. Поэтому сначала рассмотрим влияние слабого магнитного поля на турбулентность продольных и поперечных плазмонов. Затем кратко остановимся и на случае сильных магнитных полей, когда $\omega_{pe} \ll \omega_{He}$. Хотя подобного рода плазменной турбулентности в солнечной короне и нет, она вполне возможна в других объектах солнечной системы, например, в ионосферах планет с сильным магнитным полем, таких как Юпитер.

Как следует из формулы (1.23), учет влияния магнитного поля на продольные плазмоны при $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$ сводится к замене величины ω_{pe}^2 в дисперсионном соотношении на $\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2 \sin^2 \vartheta$. Эта, казалось бы, малая поправка, приводит, однако, к существенным изменениям характера турбулентности. В самом деле, основная особенность нелинейной перекачки энергии по спектру турбулентности заключается в том, что в процессе такой перекачки частоты уменьшаются. Если магнитного поля нет, то уменьшение частоты возможно только при уменьшении волновых чисел. В магнитном поле частота продольного плазмона может уменьшаться и из-за уменьшения угла ϑ , т. е. при выстраивании волновых векторов плазмонов вдоль магнитного поля.

Иными словами, в плазменной турбулентности при $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$ происходит следующее. Продольные плазмоны, генерируемые с большим значением волнового числа, сначала в процессе нелинейной перекачки уменьшают величину k до тех пор, пока величины $\omega_{He}^2 \sin^2 \vartheta$ и $3v_{Te}^2 k^2$ не станут сравнимыми. Затем нелинейная перекачка начинает уменьшать величину ϑ , так что турбулентность на меньших волновых числах будет стремиться к состоянию, в котором все волновые векторы направлены вдоль магнитного поля (в обе стороны). В первом приближении можно считать, что турбулентность продольных плазмонов сохраняет изотропный характер при волновых числах, больших

$$k_H \approx \frac{\omega_{He}}{\sqrt{3}v_{Te}} \approx \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \frac{1}{\sqrt{3}d_e}, \quad (8.41)$$

а при меньших волновых числах она в первом приближении одномерна. Разумеется, во всем спектре волновых чисел имеет место перекачка с уменьшением величины k .

Если $k_H > k_g$, то плазменная турбулентность почти одномерна и плазмоны заключены в некотором малом угле $\Delta\theta_l$ вдоль магнитного поля. Соотношения, полученные в предыдущем разделе, остаются справедливыми и здесь, за исключением интенсивности излучения на частоте $2\omega_{pe}$, которая уменьшается в $(\Delta\theta_l)^2$ раз. Остальные изменения практически сводятся к небольшим поправкам в численных коэффициентах (например, нелинейные эффекты возрастают в три раза из-за того, что $(k/k_1)^2/k^2k_1^2 \approx \approx 1$, тогда как и изотропном случае среднее значение этого выражения есть $1/3$). Напряженность магнитного поля в короне неизвестна, но если принять $H \approx 1$ э, то $\omega_{He} \approx 1,8 \cdot 10^7$ сек⁻¹ и $k_H \approx 1/20 d_e$, что сравнимо с величиной k_g , но существенно меньше $k \sim 1/4 d_e$, ответственных за излучение на частоте ω_{pe} . Таким образом, магнитное поле больше подавляет излучение на частоте $\sim 2\omega_{pe}$, чем на ω_{pe} . Впрочем, величина магнитного поля, влияющего на турбулентность, по-видимому, должна быть больше 1 э, так как поле порядка 1 э создается током самого пучка.

Дисперсионное соотношение для поперечных плазмонов с учетом магнитного поля:

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{1 \pm (\omega_{He}/\omega_{pe}) \cos \vartheta} + c^2 k^2. \quad (8.42)$$

Уменьшение частоты сопровождается изменением ориентации волнового вектора по отношению к магнитному полю. Обыкновенная волна (знак «плюс») стремится повернуть свой волновой вектор вдоль магнитного поля (увеличить $\cos \vartheta$), а необыкновенная волна (знак «минус») поворачивает свой волновой вектор поперек поля. Поскольку вероятность конверсии при нелинейном рассеянии пропорциональна $[k_p \times k_l]^2$, то отсюда следует, что при одномерной турбулентности продольных плазмонов больше вероятность возбуждения необыкновенных поперечных плазмонов.

Вообще, вся картина поляризации излучения поперечных плазмонов, генерируемых одномерной турбулент-

ностью в относительно слабом магнитном поле, требует еще подробного рассмотрения с учетом условий распространения волн в магнитоактивной плазме.

Теперь несколько замечаний о случае $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$. Подробное исследование нелинейных процессов в такой плазме проведено в работе Цытовича и Каплана (1969в). Турбулентность гирочастотных плазмонов рассмотрена Цытовичем (1971а). Здесь мы приведем только основные результаты, ограничиваясь случаем одномерной турбулентности, когда волновые векторы всех продольных плазмонов (в том числе и гирочастотных) направлены вдоль магнитного поля.

Инкремент пучковой неустойчивости возбуждения гирочастотных плазмонов (т. е. на частоте ω_{He}) определяется формулой:

$$\frac{\gamma^h}{\omega_{He}} \approx \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^4 \left(\frac{v_0}{\Delta v_0} \right)^2. \quad (8.43)$$

Обычным методом рассчитывается перекачка энергии вдоль спектра гирочастотных плазмонов и от гирочастотных плазмонов к электромагнитным волнам и обратно. Здесь лучше отнести спектральные функции не к интервалам волновых чисел, а к интервалам частоты ω . Более точно, будем считать функции W^h и W^l отнесенными к величинам

$$\Delta\omega = \omega - \omega_{He} - \frac{1}{6} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}}. \quad (8.44)$$

Для инкремента перекачки вдоль спектра гирочастотных плазмонов [аналог (3.17)] имеем оценку

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^h(h+i \rightleftharpoons h'+i')}{\omega_{He}} &= \\ &= \frac{\pi}{2(1+T_e/T_i)^2} \frac{\omega_{pe}^4}{n_e m_i v_{Te}^2 \omega_{He}^3} \frac{\partial}{\partial(\Delta\omega)} [(\Delta\omega) W_{\Delta\omega}^h]. \end{aligned} \quad (8.45)$$

Инкремент перекачки от гирочастотных плазмонов к электромагнитным волнам:

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^l(h+i \rightleftharpoons t+i')}{\omega_{He}} &= \\ &= \frac{\pi}{2(1+T_e/T_i)^2} \frac{\omega_{pe}^4}{n_e m_i v_{Te}^2 \omega_{He}^3} (\Delta\omega) \frac{\partial}{\partial(\Delta\omega)} W_{\Delta\omega}^h. \end{aligned} \quad (8.46)$$

В случае квазистационарного спектра энергия непрерывно перекачивается от гирочастотных плазмонов к электромагнитным волнам и обратно. Общая схема аналогична случаю $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$. Соответствующие спектры могут быть найдены из условия $\gamma^l \approx \gamma^h \approx 0$, откуда для гирочастотных плазмонов

$$W_{\Delta\omega}^h \approx \frac{\text{const}}{\Delta\omega}, \quad W_k^h \approx \frac{\text{const}}{k}. \quad (8.47)$$

Для электромагнитных волн получается белый спектр:

$$W_{\Delta\omega}^l \approx \text{const}. \quad (8.48)$$

Величины постоянных определяются мощностью источников энергии турбулизации.

В общем анализ гирочастотной плазменной турбулентности показывает, что здесь все линейные и нелинейные процессы идут с меньшей эффективностью, чем аналогичные процессы в плазме с $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$. Кроме того, здесь существенна и роль циклотронного поглощения.

Важно также следующее. В плазме с сильным магнитным полем всегда существуют две плазменные ветви — одна с частотой $\omega_{H\cdot}$, вторая с частотой ω_{pe} . Для второй ветви справедливы с точностью до множителей порядка единицы все соотношения, полученные для обычных ленгмюровских волн. Это означает, что если в плазму с сильным магнитным полем попадает электронный пучок, то он в первую очередь будет возбуждать ветвь продольных плазмонов с $\omega_{pe} |\cos \vartheta|$. Нестабилизованный пучок почти всю свою энергию передает ленгмюровской турбулентности, и уровень гирочастотной турбулентности окажется низким, почти тепловым. Стабилизированный пучок может возбудить и гирочастотную турбулентность до заметного уровня, поскольку здесь отношение инкремента пучковой неустойчивости к инкременту перекачки такого же порядка, что и у ленгмюровской турбулентности.

Продольные плазмоны с частотой $\omega^l \approx \omega_{pe} |\cos \vartheta|$ при нелинейной перекачке могут уменьшать свою частоту из-за уменьшения $\cos \vartheta$, т. е. ориентирования поперек поля. Уменьшение частоты ограничено условием:

$$\omega^l \gtrsim \sqrt{\omega_{He} \omega_{Hi}} \approx \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \omega_{He}. \quad (8.49)$$

Такие плазмоны быстро поглощаются. Подробное исследование пучковой неустойчивости и квазилинейной релаксации в плазме с сильным магнитным полем см. например в работах Ковнера (1960, 1961), Шапиро и Шевченко (1968) и др.

§ 9. Электромагнитное излучение ионнозвуковой турбулентности

В теории всплесков III типа удалось продвинуться вперед главным образом потому, что в этом явлении отчетливо наблюдается источник турбулизации — пучок быстрых частиц. Иными словами, во всплесках III типа пространственно разделены ускорение частиц и генерация ими турбулентности. Остальные типы спорадического радиоизлучения Солнца этой особенностью не обладают. В них и ускорение частиц, и возбуждение продольных и поперечных плазмонов происходят в одной и той же зоне или, по крайней мере, в пространственно близких областях.

Надо иметь в виду, что в условиях солнечной короны генерации интенсивного электромагнитного излучения на частотах $\sim \omega_{pe}$ должно предшествовать возбуждение турбулентности продольных и поперечных плазмонов. Вместе с тем для индуцированного излучения продольных плазмонов необходимо наличие достаточного количества электронов со скоростями больше $3v_{Te}$. По-видимому, процесс ускорения электронов до таких скоростей и последующее возбуждение ими турбулентности продольных и поперечных плазмонов и происходят во всплесках II типа, а также, возможно, и в других медленно дрейфующих или неподвижных всплесках.

Можно выделить два основных механизма ускорения. Один из них, стохастический, был подробно рассмотрен в § 5. Быстрые частицы, поглощая и излучая плазменные волны, увеличивают свою скорость при диффузии по «оси импульсов». Второй механизм ускорения связан с появлением в плазме достаточно больших напряженностей электрического поля. Оба механизма имеют большое значение для плазменной астрофизики, но действуют по-разному.

Стохастический механизм эффективен тогда, когда заряженные частицы находятся в области плазменной турбу-

лентности достаточно долгое время. Это имеет место, например, в плазменных котлах, которые подробно будут рассматриваться в последующих главах, или в магнитных ловушках. Ускорение электрическим полем не требует удержания частиц в замкнутой области в течение длительного времени, но зато для него нужны достаточно большие градиенты параметров, чтобы создать соответствующее электрическое поле. В условиях солнечной короны стохастический механизм ускорения эффективен лишь в области магнитных ловушек с достаточным уровнем энергии плазменной турбулентности. Ускорение частиц электрическим полем, по-видимому, более вероятно в тех местах солнечной короны и хромосферы, где есть достаточные градиенты магнитных полей.

Быстрые электроны в ударных волнах. В ударной волне в условиях солнечной короны возникает индукционное электрическое поле, величина которого может быть определена следующим образом. Изменение магнитного поля в ударной волне (и вообще в любой системе, где оно имеет место) связано с протеканием в плазме тока плотностью j следующим равенством:

$$\operatorname{rot} H = \frac{4\pi}{c} j = \frac{4\pi}{c} \sigma E = \frac{4\pi en_e}{c} u, \quad (9.1)$$

где u — скорость дрейфа электронов относительно ионов.

В § 4 подробно рассматривалась проводимость плазмы. Мы видели, что если u становится больше, чем v_s — скорость ионного звука, то развивается интенсивная ионнозвучковая турбулентность, плотность энергии которой достигает $0,1 \div 0,2$ плотности тепловой энергии плазмы.

Если по тем или иным причинам в хромосфере и короне Солнца образуется такой градиент магнитного поля, что

$$\frac{\partial H}{\partial t} \gtrsim \frac{4\pi en_e}{c} v_s, \quad (9.2)$$

то неизбежно возникает ионнозвучковая турбулентность, и вместе с тем здесь есть электрическое поле, напряженность которого определяется формулой (4.40) при подстановке

в нее (9.1):

$$eE = \frac{10^{-2}}{4\pi} \frac{c^2}{v_{Te} \omega_{pe} n_e} \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)^2. \quad (9.3)$$

Формула (9.3) справедлива, пока напряженность поля E удовлетворяет неравенству (4.43). Это поле ускоряет электроны. Вместе с тем ускорению препятствуют столкновения электронов как с ионами, так и с волнами ионно-звуковой плазменной турбулентности.

В условиях развитой турбулентности столкновениями с ионами можно, естественно, пренебречь, и остается лишь торможение электронов при их рассеянии на ионно-звуковых волнах. Частота таких столкновений для теплового электрона была определена формулой (4.39), и для электрона, движущегося с некоторой скоростью $v > v_{Te}$, имеем

$$\nu_s(v) = \frac{\omega_{pe}}{100} \frac{u}{v_{Te}} \left(\frac{v_{Te}}{v} \right)^3 = \left(\frac{v_{Te}}{v} \right)^3 \nu_{эфф}. \quad (9.4)$$

«Столкновение» заряженных частиц с ионнозвуковыми волнами имеет такую же зависимость от скорости, как и обычные кулоновские столкновения. Сила, действующая на электрон со стороны поля, есть eE , а сила торможения — $m_e v \nu_s(v)$. Электрон начнет «убегать», если

$$m_e v \nu_s(v) = m_e v_{Te} \left(\frac{v_{Te}}{v} \right)^2 \nu_{эфф} \leq eE. \quad (9.5)$$

Величину eE можно заменить на $m_e u \nu_{эфф}$, поскольку скорость дрейфа как раз определяется тем условием, что торможение основной массы электронов равно его ускорению. Отсюда находим, что электроны, имеющие скорость, большую некоторого значения

$$v_r = v_{Te} \left(\frac{v_{Te}}{u} \right)^{1/2}, \quad (9.6)$$

оказываются «убегающими» не только по отношению к обычным электронно-ионным столкновениям, но и по отношению к столкновениям с волнами ионнозвуковой турбулентности.

Если нет других механизмов торможения электронов с $v > v_r$, то за время пролета области ионнозвуковой

турбулентности они ускоряются до энергий

$$\varepsilon = eER \approx \frac{eEI}{\frac{\partial I}{\partial t}} \approx \frac{10^{-2}c^2}{v_{Te}\omega_{pe}n_e} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H^2}{8\pi} \right). \quad (9.7)$$

Однако чаще всего этого не происходит. Дело в том, что рассматриваемые электроны движутся преимущественно в одном направлении (вдоль электрического поля) и поэтому образуют пучок, эффективно возбуждающий турбулентность продольных плазмонов, ибо скорость ускоренных электронов $v_r > v_{Te}$.

Таким образом, конечным результатом всего процесса является возбуждение достаточно интенсивной ленгмюровской турбулентности в области, где уже возбуждена ионнозвуковая турбулентность. Оценим ее параметры. Для инкремента раскачки имеем $\gamma^l \approx \omega_{pe}n_r/n_e$, где n_r — концентрация «убегающих» электронов. Принято также, что $\Delta v_r \approx v_r$. Столкновительным затуханием можно пренебречь. Если скорость ускоренных электронов $v_r \approx \approx v_{Te}(v_{Te}/u)^{1/2} > 3v_{Te}$, т. е. $u < v_{Te}/9 \approx 5v_s$, то можно пренебречь и затуханием Лапдау.

Основным механизмом поглощения ленгмюровских волн в поле интенсивной ионнозвуковой турбулентности (при $N_k^l \ll N_k^s$) является индуцированная конверсия ленгмюровских волн в ионнозвуковые при нелинейном рассеянии на тепловых электронах плазмы. Эта конверсия сопровождается быстрым нагреванием электронного газа, поскольку почти вся энергия продольного плазмона переходит к рассеивающему электрону. Декремент этого процесса:

$$\frac{\gamma^l (l + e \gtrsim s + e')}{\omega_{pe}} = - \frac{\sqrt{2\pi}}{12} \int \frac{\omega_{pe}}{k_1 v_{Te}} \times \\ \times \exp \left[- \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{pe}}{k_1 v_{Te}} \right)^2 \right] \frac{W_{k_1}^s dk_1}{n_e \Gamma_e} \approx 10^{-2} \frac{W^s}{n_e T_e}. \quad (9.8)$$

Величина декремента практически не зависит от волнового числа продольного плазмона, но индуцированный процесс рассеяния идет с участием ионнозвуковых волн, имеющих большие значения волновых чисел, на которые приходится $\sim 0,1$ полной энергии ионнозвуковой турбулентности, что и учтено в численной оценке.

Поэтому раскачка ленгмюровской турбулентности электронами, ускоренными электрическим полем, возможна только тогда, когда концентрация этих электронов удовлетворяет неравенству:

$$\frac{n_r}{n_e} > 10^{-2} \frac{W^s}{n_e T_e} \approx 10^{-3}. \quad (9.9)$$

К сожалению, сейчас трудно дать надежную оценку величины n_r . Она зависит от функции распределения быстрых частиц и в разных условиях (ударные волны в сильном и слабом магнитном поле) определяется по-разному. Вероятно, для первой, очень грубой оценки можно принять, что функция распределения быстрых частиц остается максвелловской. Тогда

$$\frac{n_r}{n_e} = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{v_r}{v_{Te}} \right)^2 \right] = \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{v_{Te}}{u} \right). \quad (9.10)$$

Эта величина меняется от 10^{-9} при $u \approx v_s$ до 0,6 при $u \approx v_{Te}$. При наиболее вероятном значении $u \approx 0,1 v_{Te}$ (пренебрежение затуханием Ландау) имеем $n_r \approx 10^{-2} n_e$. Подобное значение относительной концентрации быстрых частиц наблюдается и в лабораторных установках при экспериментальном исследовании аномального сопротивления с $u \approx (4 \div 10) v_s$. В дальнейшем будет принята эта оценка: $n_r \approx 10^{-2} n_e$.

Покажем теперь, что беспрепятственное ускорение электронов полем (9.3) возможно только при очень больших градиентах. Очевидно, что для этого эффекта необходимо, чтобы характерное время ускорения $t \approx m_e v_r / eE$ было меньше характерного времени раскачки ленгмюровской турбулентности $n_e / n_r \omega_{pe} \approx 100 / \omega_{pe}$. Отсюда и из (9.3) имеем оценку градиента магнитного поля, создающего ускоренные, убегающие в полном смысле слова электроны:

$$\frac{\partial H}{\partial t} > \frac{4\pi}{c} n_e e \sqrt{v_r v_{Te}}. \quad (9.11)$$

В реальных условиях солнечной короны правая часть (9.11) порядка $0,1 \text{ э} \cdot \text{см}^{-1}$, что больше наиболее крутых наблюдаемых градиентов.

Можно считать поэтому, что весь избыток энергии убегающих электронов превращается в энергию продольных

плазмонов. Тогда

$$W^l \approx \frac{1}{2} n_r m_e (v_r^2 - v_{Te}^2) \approx \frac{1}{2} n_r T_e \left(\frac{v_{Te}}{u} - 1 \right) \approx 3 \cdot 10^{-2} n_e T_e, \quad (9.12)$$

если принять $v_{Te} \approx 9u$. По-видимому, как правило, возбуждение ионнозвуковой турбулентности электрическим полем сопровождается и генерацией ленгмюровской турбулентности с плотностью энергии, на порядок меньшей, чем у ионнозвуковой турбулентности. Волновые числа продольных плазмонов достаточно велики, $k_g \approx \omega_{pe}/v_r \approx \approx (\omega_{pe}/v_{Te}) (u/v_{Te})^{1/2}$, т. е. фазовые скорости всего в несколько раз больше тепловой скорости электронов.

Излучение на плазменных частотах из области градиентов магнитных полей (ударных волн). Процесс перекачки энергии от продольных плазмонов к поперечным в обсуждаемом здесь случае плазменной турбулентности существенно отличается от рассмотренного в § 8. Стабилизированный пучок создает более или менее стационарный спектр ленгмюровских плазмонов, существующий в течение времени, заметно большего обратной величины инкремента раскачки. Здесь же никакой стабилизации нет, и поэтому ускорение частиц сопровождается столь же быстрой квазилинейной релаксацией. Таким образом, ускорение частиц, возбуждение турбулентности продольных плазмонов происходит быстро, за времена порядка $100/\gamma^l \approx 10^4/\omega_{pe}$ в рассматриваемом случае. За столь короткие времена индуцированная перекачка энергии от продольных плазмонов к поперечным и полная изотропизация продольных плазмонов не успевают развиваться. Образуется более или менее одномерный (точнее, односторонний) спектр плазмонов, идущих примерно в направлении электрического поля, однако с широким разбросом. Они образуют постепенно расплывающийся (из-за относительно больших групповых скоростей $\sim v_{Te}/3$) «турбулентный след» за ударной волной.

Поэтому коэффициент излучения поперечных плазмонов в данном случае определяется формулой (3.13) для спонтанной перекачки:

$$J_{kp}^p (l + i \xrightarrow{\leftarrow} p + i') \approx \frac{m_e \omega_{pe}^3}{100} \frac{v_{Te}^2}{c^2} \frac{W^l}{n_e T_e}. \quad (9.13)$$

Отсюда имеем для интенсивности излучения, собираемого с длины R :

$$I_{\omega}^p \approx \frac{J_{kp}^p R}{4\pi c} \approx \frac{m_e \omega_{pe}^2}{(2\pi)^3} \frac{W^l}{n_e \Gamma_e} \frac{v_{Te}^2}{c^2} \frac{\omega_{pe} R}{5c}. \quad (9.14)$$

Учет нелинейных механизмов поглощения поперечных плазмонов, в том числе и их нелинейной конверсии в ионнозвуковые волны при рассеянии на электронах плазмы (процесс $p \rightleftharpoons l \pm s$) с декрементом, также равным (9.8), существен лишь в области ионнозвуковой турбулентности, но не «турбулентного следа».

Теперь определим интенсивность излучения на удвоенной плазменной частоте. Здесь механизм излучения тот же, что и рассмотренный в § 8, но теперь нужно учесть, что волновые числа продольных плазмонов относительно велики (примем $k_1 \approx \omega_{pe}/3v_{Te}$). Тогда имеем из (3.30) для коэффициента излучения в единице объема:

$$J^l(l + l' \rightarrow t) \approx 10^2 \frac{\omega_{pe} v_{Te}^3}{n_e m_e c^5} (W^l)_2 \frac{v_{Te}^2}{400c^2}, \quad (9.15)$$

где множитель $v_{Te}^2/400c^2$ учитывает долю волн, участвующих в слиянии.

Отсюда интенсивность излучения (по-прежнему для ширины частотного интервала принимается значение $\Delta\omega \approx \omega_{pe}$):

$$I_{\omega}^l \approx \frac{J^l R}{4\pi\omega_{pe}} \approx \frac{R v_{Te}^5 (W^l)_2}{16\pi n_e m_e c^7} \approx 2 \cdot 10^{-5} R v_{Te}^2 \frac{n_e m_e v_{Te}^7}{c^7}. \quad (9.16)$$

Здесь также использовано условие (9.12). Обсуждение этих соотношений мы продолжим в следующем параграфе.

Нужно подчеркнуть, что превращение энергии электрического поля, генерируемого градиентом магнитного поля, в электромагнитное излучение проходит здесь через несколько этапов. Сначала возбуждается ионнозвуковая турбулентность, затем ускоряются частицы, после создается ленгмюровская турбулентность и, наконец, продольные плазмоны превращаются в поперечные.

Возникает вопрос: нельзя ли «сократить» количество этих этапов перехода энергии? Может ли, например, ионнозвуковая турбулентность конвертироваться в электромагнитное излучение непосредственно?

Если бы такая конверсия происходила при рассеянии на тепловых электронах плазмы, то из закона сохранения

$$\omega^p = \omega^s + (k_p - k_s) v \approx k_s v_{Te} \quad (9.17)$$

следовало бы, что в этом процессе могут принимать участие только ионнозвуковые волны с самыми большими волновыми числами, количество которых относительно невелико. Но легко убедиться, что получить в этом процессе интенсивность излучения заметно выше тепловой без учета быстрых частиц вообще нельзя.

В самом деле, поскольку процесс рассеяния здесь должен идти с повышением частоты, то перекачка энергии от ионнозвуковых волн к поперечным плазмам при рассеянии на тепловых электронах должна быть спонтанной. Иными словами, в этом эффекте спонтанно излучают тепловые электроны, раскачиваемые ионнозвуковыми пульсациями. Как известно, в таком случае эффективная температура излучения не может быть больше кинетической температуры частиц. В некоторых астрофизических исследованиях был сделан противоположный вывод (о возможности эффективной конверсии ионнозвуковых волн в электромагнитные при рассеянии на тепловых флуктуациях), но он был основан на пренебрежении обратной конверсией электромагнитных волн в ионнозвуковые, которая здесь очень существенна. Правда, учет дрейфа электронов в электрическом поле делает возможным и индуцированное превращение ионнозвуковых волн в поперечные, так как перекачка с повышением частоты возможна в пемаксвелловской плазме, но, как показывает более детальное исследование, этот эффект тоже недостаточен, пока скорость дрейфа $u < v_{Te}$.

Делает возможной индуцированную перекачку с повышением частоты наличие в области ионнозвуковой турбулентности быстрых («убегающих») электронов, поскольку их скорость $v_r > v_{Te}$. Здесь существенно и то, что при этом частота электромагнитных волн может заметно превысить ω_{pe} . В самом деле, подставляя в (9.17) вместо v минимальную скорость быстрых электронов v_r и полагая $k_s \approx \omega_{pe}/v_{Te}$, имеем для частот электромагнитного излучения, генерируемого при конверсии ионнозвуковых

волн на «убегающих» электронах:

$$\omega^l \approx \omega_{pe} \left(\frac{v_{Te}}{u} \right)^{1/2} \leq 6,5 \omega_{pe}. \quad (9.18)$$

Коэффициент излучения при такой конверсии определяется концентрацией быстрых частиц. Можно получить следующую оценочную формулу:

$$J_k^l (s + e \rightarrow t + e') \approx \approx 10^{-3} \frac{n_r}{n_e} \frac{v_{Te}}{u} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^2 \frac{m_e \omega_{pe} \omega^2}{(2\pi)^3} \frac{W^s}{n_e T_e}. \quad (9.19)$$

Интенсивность излучения определяется временем существования ускоренных электронов, т. е. величиной $10^4/\omega_{pe}$. В результате получаем

$$I'_\omega \approx \frac{10^4 J_k^l}{4\pi \omega_{pe}} \approx 10 \frac{v_{Te}}{u} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^2 \frac{W^s}{n_e T_e} \frac{m_e \omega^2}{(2\pi)^3} \approx 10^{-3} \frac{m_e \omega^2}{(2\pi)^3}. \quad (9.20)$$

Эта величина заметно меньше даваемых выражениями (9.14) или (9.16), но важно то, что здесь излучается широкий спектр частот $\omega_{pe} < \omega \lesssim 6\omega_{pe}$. Интенсивность может быть и большей при постоянном пополнении числа быстрых частиц.

Накопление ионнозвуковой турбулентностью частиц в магнитных ловушках. Конфигурации магнитного поля на Солнце допускают образование магнитных ловушек. Накопление частиц в ловушках может объяснить ряд явлений солнечной активности. Мы опишем механизм, позволяющий интенсивной ионнозвуковой турбулентности заполнять ловушки частицами.

Прежде всего нужно отметить следующее. Частоты ионнозвуковых волн совпадают с частотами вистлеров (см. рис. 1). Поэтому энергия ионнозвуковых волн при нелинейном рассеянии на тепловых ионах и электронах перекачивается в вистлеры. Оценка инкремента этой перекачки дает:

$$\frac{\gamma^w (s + i \rightleftharpoons w + i')}{\omega_{He}} \approx 0,1 \frac{4\pi W^s}{H^2} \approx 0,1 \frac{n_e T_e}{H^2}. \quad (9.21)$$

Перекачка идет интенсивно и без помех, поскольку сопровождается уменьшением частоты.

В свою очередь вистлеры поглощаются частицами. При этом важно учесть, что поляризация вистлеров такова, что их поглощение раскручивает движение электронов поперек магнитного поля, иными словами, увеличивается лишь поперечная энергия частиц. Это означает, что частица, первоначально движущаяся вдоль магнитного поля и поэтому не удерживаемая в ловушке, может приобретать заметную компоненту скорости поперек поля, что вызывает ее отражение от сгущений силовых линий на торцах ловушки.

Скорость изменения поперечной энергии определяется уравнением, следующим из формулы, аналогичной (5.13):

$$\frac{d\varepsilon_{\perp}}{dt} = \frac{D_{\parallel}^w}{m_e} \approx \frac{\pi}{6} \frac{\omega_{He}^2 W^w}{n_e \omega_{pe}}. \quad (9.22)$$

Накоплению частиц в ловушках препятствуют ионно-звуковые волны, изотропизирующие направления скоростей частиц. Соответствующее изменение поперечной энергии равно:

$$\frac{d\varepsilon_{\perp}}{dt} = \frac{D_{\perp}^s}{m_e} = \frac{\pi}{4} \frac{\omega_{pe} W^s}{n_e} \frac{v_{Te}}{v}. \quad (9.23)$$

Сравнивая (9.22) и (9.23), находим условие, при котором возможно заполнение ловушек при помощи ионнозвуковой турбулентности:

$$\frac{W^w}{W^s} \gg \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2} \frac{v_{Te}}{v}. \quad (9.24)$$

В условиях солнечной короны это неравенство может быть выполнено в областях с сильным магнитным полем, где $\omega_{pe} \approx \omega_{He}$ и $W^w \approx W^s$. Естественно, что чем быстрее частица, тем легче она удерживается в ловушке. Кстати, условие $\omega_{pe} \approx \omega_{He}$ необходимо и для того, чтобы не было заметного рассеяния частиц из-за диффузии по «питч»-углам [см. Трахтенгерц (1971)].

Считая, что за время пробега через ловушку размером R частица изменяет свою поперечную энергию на величину порядка полной энергии, получим второй критерий

удержания частицы в ловушке:

$$\frac{\omega_{pe} v^3}{\omega_{He}^2 R v_{Te}^2} \leq \frac{W^w}{n_e T_e} \leq \frac{W^s}{n_e T_e} \leq \frac{v^4}{\omega_{pe} R v_{Te}^3}. \quad (9.25)$$

Численные оценки мы приведем в § 10.

§ 10. Обсуждение теории солнечных радиовсплесков

В предыдущих двух параграфах мы получили ряд соотношений, позволяющих интерпретировать по крайней мере основные наблюдательные особенности солнечных радиовсплесков. Возможно, что предлагаемая интерпретация является неоднозначной и дальнейшее накопление наблюдательных данных потребует ее пересмотра. Тем не менее, рассмотренные задачи представляют и самостоятельный интерес с точки зрения понимания физики плазменных процессов, происходящих в космических условиях. Ниже мы обсудим соответствие между теоретической схемой и наблюдательными данными, а также коротко остановимся на альтернативной интерпретации тех же явлений. Здесь рассматриваются лишь некоторые более поздние работы, основанные уже на теории плазменной турбулентности. Подробный анализ теории солнечного радиоизлучения, в частности полное исследование регулярной (не турбулентной) трансформации плазменных волн в электромагнитное излучение, развитой до 1964 г., содержится в книге Железнякова (1964).

Радиовсплески III, V и U типов. Рассмотренное в § 8 предположение о возбуждении радиовсплесков III типа пучком быстрых электронов, выброшенных из области хромосферной вспышки, обсуждалось еще в самых первых радиоастрономических работах Шкловского (1946), Гинзбурга (1946), Мартина (1947), Уайлда (1950). Первая количественная теория разрабатывалась Гинзбургом и Железняковым (1958). Однако в то время эффект квазилинейной релаксации пучков был не известен, и поэтому важнейший вопрос о свободном прохождении пучка через корону не обсуждался. Учет эффектов квазилинейной релаксации потребовал существенного пересмотра теории всплесков III типа. На это обстоятельство впервые было обращено внимание в работах Старрока (1966), а также Каплана и Цытовича (1967а).

С тех пор развитие теории всплесков III типа пошло по двум направлениям: с одной стороны, анализировались возможности возбуждения радиоизлучения при учете квазилинейной релаксации, т. е. в предположении быстрой диссипации пучков, а с другой стороны, рассматривалась возможность стабилизации пучков в солнечной короне.

По мнению авторов настоящей книги, ряд наблюдательных данных о всплесках III типа свидетельствует об отсутствии квазилинейной релаксации. Эти соображения можно сформулировать следующим образом.

1. Даже максимальная возможная длина квазилинейной релаксации пучков на два-три порядка меньше пути, который фактически проходит пучок в короне.

2. Пучки проходят через корону с примерно постоянной средней скоростью практически во всех наблюдаемых случаях.

3. Не наблюдается заметного увеличения ни продольных (из-за увеличения разброса скоростей при образовании плато), ни поперечных (из-за угловой релаксации) размеров источников излучения.

Однако интерпретация данных наблюдений, как правило, неоднозначная, и поэтому возможность существенной роли квазилинейной релаксации нельзя полностью исключить.

Рассмотрим сначала возможность стабилизации пучков. В первой модели для всплесков III типа с учетом эффекта стабилизации Старрок (1964) предположил, что она может быть связана с процессами слияния резонансных продольных плазмонов с ионнозвуковыми волнами, которые могут присутствовать в активных областях короны. Кстати, радарные исследования Солнца могут свидетельствовать в пользу предположения о более или менее постоянном уровне ионнозвуковой турбулентности в солнечной короне. Необходимый для стабилизации пучка уровень плотности энергии ионнозвуковой турбулентности может быть оценен при сравнении инкремента пучковой неустойчивости с инкрементом откачки при процессе $l + s \rightarrow l'$ согласно (9.8). Отсюда имеем

$$\frac{W^s}{n_e T_e} \gtrsim 10^2 \frac{n_*}{n_e} \approx 10^{-5}. \quad (10.1)$$

Недостатком этой модели является требование постоянного уровня ионнозвуковой турбулентности на всем пути пучка.

В нескольких работах рассматривалась стабилизация при нелинейном рассеянии на ионах [Каплан, Цытович (1967а); Железняков, Зайцев (1970); Смит, Фунг (1971)]. Результаты первой работы, дополненные некоторыми новыми соображениями, были даны в § 8. Как там подчеркивалось, характерные времена квазилинейной релаксации и нелинейной стабилизации, рассчитанные по некоторым грубым модельным представлениям, в условиях солнечной короны оказались одного порядка величины, причем они существенно меньше наблюдаемого времени прохождения пучка через корону. Поскольку физическая схема происходящих в случае стабилизации процессов подробно изложена выше, мы начнем здесь с обсуждения ряда работ [Железняков, Зайцев (1970); Зайцев, Митяков, Раппопорт (1971)], в которых была сделана попытка интерпретировать всплески III типа в рамках предположения о существенной роли квазилинейной релаксации и при пренебрежении нелинейными процессами.

В работах Железняка и Зайцева (1970) была предложена следующая схема генерации плазменных волн в плотных областях солнечной короны ($v_e > v_0/R$, где v_0 — скорость пучка быстрых электронов, R — размер области, занимаемой этими электронами). Предполагается, что квазилинейная релаксация уже размывает электронный пучок до состояния плато на его функции распределения. За счет «убегания» наиболее быстрых электронов с переднего фронта потока вновь появляется пучковая неустойчивость, которая опять быстро релаксирует, успев, однако, возбудить некоторую плотность энергии ленгмюровских волн в резонансной области спектра. В результате, по мнению Железняка и Зайцева (1970), образуется некоторое квазистационарное состояние, в котором инкремент пучковой неустойчивости все время остается порядка эффективной частоты столкновений ν_e . Оценка плотности энергии плазменных волн в этом случае:

$$W^l \approx n_* m_e v_0^2 \frac{v_0}{v_e R} . \quad (10.2)$$

В короне v_e быстро уменьшается по мере движения пучка наружу, но если при этом из-за квазилинейной релаксации увеличивается размер R и уменьшается число быстрых «убегающих» электронов n_* , то можно считать W^l и более медленно меняющейся величиной. В этой схеме нужно предотвратить квазилинейную релаксацию по углам. Даже сильное магнитное поле $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$ это сделать не может [Шапиро, Шевченко (1968)], так как инкремент циклотронной неустойчивости, описывающей в данном случае релаксацию по углам, лишь в $(\omega_{pe}/\omega_{He})^2$ раз меньше инкремента вдоль поля. В слабом поле ($\omega_{pe} \gg \gg \omega_{He}$) предотвратить релаксацию по углам не удастся, а именно этот эффект релаксации по углам приводит к запиранию пучка — его исчезновению. Можно бы было [но это не обсуждается в работах Железнякова и Зайцева (1970)] считать, что с самого начала пучок возникает с такой концентрацией, что γ лишь немногим больше v_e в направлении пучка. Но инкремент генерации боковых волн несколько меньше и для них $\gamma < v_e$. Такая точка зрения возможна, однако, поскольку v_e сильно изменяется на пути пучка, необходимо считать, что концентрация частиц все время падает.

В областях короны с малой плотностью подобное квазистационарное состояние с $\gamma^l \approx v_e$ не имеет места, и здесь по мнению Рютова и Сагдеева (1970), Зайцева, Митякова, Раппопорта (1971) может происходить простое расширение области быстрых электронов, которое можно описать в рамках автотомельного движения. Во всей области расширения потока электронов генерируются плазменные волны, но максимум их плотности энергии перемещается с постоянной скоростью, зависящей от их средней начальной энергии. Плотность энергии плазменных волн падает с увеличением расстояния от места взрыва. Все рассмотрение ведется в рамках одномерной модели (движение электронов вдоль магнитного поля и генерация ими одномерных плазменных волн), трехмерная же картина расширения, по-видимому, противоречит наблюдениям. Вместе с тем магнитные поля в короне не столь сильны, чтобы сделать картину такого расширения одномерной. Можно лишь подчеркнуть, что в настоящем виде гипотеза квазилинейной релаксации теряет все преимущества пучковой интерпретации, и речь идет уже

об излучении вообще некоей турбулентной области, в которой перемещается с постоянной скоростью максимум интенсивности излучения, а не источник, возбуждающий плазменную турбулентность.

По мнению авторов настоящей книги наиболее вероятно все же схема нелинейной стабилизации пучковой неустойчивости (наблюдательные данные в пользу этой схемы приведены в начале этого раздела). Теоретические возможности такой стабилизации обсуждены в § 8; здесь мы приведем некоторые дополнительные полукачественные соображения.

Как уже отмечалось в § 8, стабилизация нелинейными процессами дает резкую зависимость эффекта от скорости пучка. Поэтому незначительное изменение скорости пучка, например, в два раза, изменяет оценки эффективности нелинейных эффектов в 16, а то и 64 раза. Нужно отметить и то, что сами оценки нелинейных процессов содержат множители порядка единицы. Так, даже в слабом магнитном поле «одномеризация» турбулентности из-за нелинейных эффектов увеличивает их интенсивность в три раза при той же полной энергии турбулентности. Оказывается, что рассеяние на ионах без учета эффекта накопления как раз приводит к тому, что для наблюдаемых скоростей пучка во всяком случае нелинейные и квазилинейные эффекты сравнимы по порядку величины. Изменив параметры пучка, в частности, для скорости пучка $v \gtrsim 0,5 c$, получим, что стабилизация на ионах выполнена с хорошим запасом [Каплан, Цытович (1967а)], хотя для меньших значений наблюдаемых скоростей получим, что стабилизация на ионах отсутствует [Железняков, Зайцев (1970)]. Конечно, существующая теория и наблюдения не могут дать такую точность, и коэффициентам типа двойки верить нельзя, а тем более нельзя из этих оценок делать категорические выводы. Нам представляется, что в настоящее время нужно в первую очередь обратить внимание на качественные выводы теории и их сравнение с наблюдениями.

Например, теория стабилизации пучковой неустойчивостью показывает, что существует нижний порог скоростей пучков (критическая скорость стабилизации), — в очевидном согласии с данными наблюдений. Кстати, определение наблюдаемого нижнего предела скоростей

$\sim 0,2$ с связано с некоторой неопределенностью из-за недостаточно уверенного знания хода электронной концентрации в активной области Солнца. В квазилинейной теории нижней границы скорости пучков нет.

Важно, например, и то, что независимо от условий распространения пучков в короне (при возможных различных конфигурациях и значениях величины магнитного поля) не наблюдалось распыливания источников радиоизлучения.

Проведем теперь сопоставление соотношений § 8 с оценками наблюдаемых параметров солнечных всплесков III типа. Из данных рис. 23 следует, что всплески III типа начинаются на частотах $(6 \div 40) \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Этот наблюдательный результат можно интерпретировать следующим образом. Пучок электронов образуется в глубоких слоях хромосферы и короны таким образом, что в начале его пути пучковая неустойчивость подавлена столкновительным затуханием продольных плазмонов ($\gamma^l \ll \nu_e$). Возбуждение продольных плазмонов и как следствие генерация радиоизлучения начинаются при достижении уровня, где $\gamma^l \approx \nu_e$, т. е.

$$\frac{n_*}{n_e} \left(\frac{v_0}{\Delta v_0} \right)^2 \approx \frac{1}{N_d}. \quad (10.3)$$

Полагая $(v_0/\Delta v_0)^2 \approx 10$, находим из этого условия концентрацию частиц в электронных пучках $1 \lesssim n_* \lesssim 10^3 \text{ см}^{-3}$ *).

Часто оценку концентрации частиц в пучке проводят при сопоставлении наблюдаемой интенсивности с рассчитанной по соответствующим теоретическим формулам типа (8.37) и (8.40). Однако таким путем трудно получить надежную оценку величины n_* , поскольку в этих формулах не учтено весьма существенное поглощение электромагнитных волн. Поэтому лучше вычислить I_ω^l и I_ω^p при оцененных выше n_* и потребовать, чтобы вычисленные значения были не меньше наблюдаемых. Подставляя в (8.37) и (8.40) параметры пучков, генерирующих всплески III типа, находим при $n_* \approx 10 \text{ см}^{-3}$, $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$

*) Это значение согласуется с тем числом электронов, которое обычно измеряется в межпланетном пространстве после всплесков III типа.

и $R \approx 10^{10}$ см следующие значения: $I_{\omega}^p \approx 3 \cdot 10^{-7}$ эрг·см⁻² и $I_{\omega}^t \approx 2 \cdot 10^{-8}$ эрг·см⁻²; это, как и следовало ожидать, превышает наблюдаемые значения на один-два порядка, что можно приписать влиянию поглощения.

Теоретически интенсивность излучения на частотах, близких к $2\omega_{pe}$, даже несколько больше, если учесть накопление колебаний в основном масштабе. Это расхождение устраняется неизотропностью плазменной турбулентности в магнитном поле, которая существенно уменьшает вероятность процессов слияния. Интенсивность излучения согласно (8.37) и (8.40) растет с высотой в соответствии с наблюдениями.

Наблюдения, по-видимому, свидетельствуют о том, что излучение на частоте $2\omega_{pe}$ несколько запаздывает по отношению к излучению на частоте ω_{pe} . По мнению Смерда, Уайлда и Шеридана (1962) это связано с тем, что наблюдаемое излучение на частоте $2\omega_{pe}$ — не прямое, а отраженное от более глубоких слоев, но вероятнее всего здесь просто сказывается запаздывание в формировании спектра продольных плазмонов, ответственного за процессы слияния, как это уже объяснялось выше.

Перерывы в динамическом спектре (исчезновение излучения на некоторой частоте и появление его вновь на более низкой частоте (см. рис. 25) было объяснено Железняковым и Злотник (1970) тем, что здесь, быть может, имеет место двойной плазменный резонанс — отношение ω_{pe}/ω_{Hc} оказывается близким к целому числу. Тогда возникает интенсивное циклотронное поглощение и излучение сильно ослабляется. Необходимые магнитные поля — порядка нескольких эрстед.

Однако влияние магнитного поля приводит и к более существенным эффектам, в частности к появлению поляризации всплесков III типа. В § 8 подробно рассматривалось влияние магнитного поля на турбулентность продольных и поперечных плазмонов и было показано, что при $k_g \lesssim \omega_{Hc}/v_{Te}$ (для пучков, генерирующих всплески III типа, это, как правило, выполняется) турбулентность продольных плазмонов имеет в первом приближении одномерный характер (напомним, что направления волновых векторов как параллельно, так и антипараллельно магнитному полю равновероятны). В этом случае перекачка энергии происходит в основном в

«необыкновенные» поперечные плазмоны. Иными словами, если не учитывать условия распространения волн в магнитоактивной плазме, в подобного рода плазменной турбулентности генерируется поляризованное излучение с преобладанием необыкновенных волн. Разумеется, учет распространения волн может изменить картину, но в первом приближении согласие с наблюдательными данными вполне удовлетворительное. Во всяком случае, качественные особенности поляризации всплесков III типа таким путем объясняются.

Наконец, влиянием магнитного поля можно объяснить и особенности всплесков V и U типов. Всплески V типа, по-видимому, создаются тогда, когда часть частиц потока, генерирующего всплеск III типа, захватывается во внешней части короны в магнитную ловушку и задерживается там некоторое время. Всплеск U типа появляется из-за возвращения потока обратно вниз при его движении вдоль магнитной силовой линии с обоими концами, «закрепленными» в поверхностных слоях Солнца.

Нетрудно оценить величину магнитного поля, необходимого для подобного контроля за движением потока:

$$\frac{H^2}{8\pi} \gg n_* m_e v_0^2, \quad (10.4)$$

т. е. $H \gg 0^{-2} \text{ э}$; замкнутые конфигурации магнитного поля с такой напряженностью вполне реальны. Правда, сейчас нет каких-либо данных о детальной структуре магнитного поля, но то, что в короне возможна сложная система магнитных силовых линий, следует из столь же сложной ее структуры, наблюдаемой в оптическом излучении солнечной короны, состоящей из лучей, «опахал», «шлемов» и других подобных образований.

Теоретический анализ радиоизлучения потока захваченных частиц проводится теми же методами, что и в случае прямолинейного пучка. Заметим, кстати, что предположение о связи излучения всплесков V типа с плазменной турбулентностью было сделано в 1965 г. Вейсом и Стюартом (1965) и что теоретическая схема рассматривалась Железняковым и Зайцевым (1968) в рамках квазилинейной теории.

Надо иметь в виду, что большая длительность всплесков V типа предъявляет повышенные требования к стабиль-

лизации пучка захваченных частиц. При этом падо «удерживать» частицы пучка не только от уменьшения скорости вообще, но и особенно от потери поперечной к магнитному полю компоненты скорости,— иначе пучок быстро «высыпется» из магнитной ловушки. Нелинейная перекачка может остановить потерю как продольной, так и поперечной скорости частиц, но здесь, по-видимому, требуется, чтобы скорости частиц были заметно больше v_* : вероятно, захватываются наиболее быстрые частицы из ускоренных в хромосферной вспышке. Детальная схема стабилизации пучка в ловушках и генерация им всплесков V типа с учетом всех возможных неустойчивостей, типичных для магнитных ловушек, еще не рассмотрена.

Радиовсплески II типа. Согласно существующим сейчас представлениям радиовсплески II типа генерируются ударной волной, идущей вверх в корону от хромосферной вспышки. Эта гипотеза была предложена Пикельнером и Гинцбургом (1963) и рассмотрена Зайцевым (1968). В основе ее лежит следующая схема. Если ударная волна от хромосферной вспышки идет почти поперек магнитного поля, то в ней, как было показано Сагдеевым (1964), возникает осцилляторная структура, приводящая к относительному дрейфу электронов и ионов. Когда магнитное число Маха удовлетворяет условию

$$2 > M > 1 + \frac{3}{8} \left(\frac{8\pi n_e T_e}{H^2} \right)^{1/2} = 1 + \frac{3}{4} \frac{v_s}{\sqrt{2}} \frac{v_s}{v_a}, \quad (10.5)$$

скорость дрейфа u становится больше тепловой скорости электронов. Верхний предел для чисел Маха в (10.5) ограничивает пределы применимости ламинарной теории, на основе которой был получен этот вывод.

Пикельнер и Гинцбург, а также Зайцев предполагали, что одного условия $u > v_{Te}$ достаточно для того, чтобы здесь возникла ленгмюровская турбулентность. По-видимому, однако, реальная картина сложнее. Во-первых, ламинарная теория, на основе которой вычислялась скорость дрейфа, становится неприменимой, если в плазме развивается турбулентность с аномальным сопротивлением. Теперь скорость дрейфа следует определять согласно методу, изложенному в §§ 4 и 9. Заметим, кстати, что интервал чисел Маха, в которых применима ламинарная теория, слишком узок для того, чтобы охватить весь

возможный интервал скоростей всплесков II типа (см. рис. 31). Во-вторых, в ударных волнах основной является не ленгмюровская, а ионнозвуковая турбулентность, и трансформация ее энергии в электромагнитное излучение есть многоступенчатый процесс, который, например, описывается схемой, рассмотренной в § 9. Попутно заметим, что в ряде работ [Зайцев (1965—1968); Зайцев, Каплан (1966)] предполагалось, что ионнозвуковые волны могут трансформироваться в электромагнитное излучение путем комбинационного рассеяния на флуктуациях электронной плотности, иными словами, путем слияния ионнозвуковых волн с ленгмюровскими плазмонами теплового фона. Однако при этом не учитывался обратный процесс распада электромагнитной волны на продольный плазмон и ионнозвуковую волну. Учет этого процесса сильно уменьшает электромагнитное излучение.

Можно строго показать, что любые распадные и нелинейные взаимодействия возбужденной ионнозвуковой турбулентности с тепловым фоном ленгмюровских волн не в состоянии генерировать электромагнитное излучение на уровне, заметно превышающем тепловой фон. Это связано с тем, что во всех процессах такого типа число продольных и поперечных плазмонов сохраняется, а энергия каждого из них меняется незначительно, так как энергия ионнозвуковых «квантов» мала.

В § 9 была изложена схема развития плазменной турбулентности в ударной волне с учетом аномального сопротивления и были вычислены интенсивности излучения на основной и удвоенной плазменных частотах. Подставляя в формулы (9.14) и (9.16) численные значения и считая $\omega_{pe} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $R \approx 10^{10} \text{ см}$, находим для спектральных интенсивностей $I_{\omega}^p \approx I_{\omega}^t \approx 10^{-9} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$, что также согласуется с наблюдательными данными при учете неизбежного поглощения излучения при выходе его из короны.

Отметим, что при других значениях параметров численные оценки, как правило, дают большие значения интенсивности на $2\omega_{pe}$ в сравнении с интенсивностью на ω_{pe} в согласии с наблюдениями, показывающими, что часто всплески II типа излучают только на частоте $2\omega_{pe}$. Увеличение интенсивности с высотой могло бы быть объяснено увеличением крутизны ударной волны и генерацией

большого числа быстрых электронов. Возможно, что здесь сказывается и уменьшение поглощения с высотой.

Существенным подтверждением описанной в § 9 схемы может служить наблюдаемая в всплесках III типа «елочная» структура — наложение маленьких всплесков III типа на большие всплески II типа. По-видимому, эта структура связана с возбуждением ленгмюровской турбулентности «убегающими» электронами.

Вторая особенность, нуждающаяся в объяснении, — это расщепление спектров излучения как на основной частоте, так и на удвоенной гармонике на две полосы, которые повторяют друг друга даже в деталях. Оно приписывалось влиянию магнитного поля либо доплеровскому расщеплению [Железняков (1967б)], если считать, что в ударной волне образуются две области плазменной турбулентности, движущиеся друг относительно друга. В самом деле, в бесстолкновительной ударной волне сначала появляется солитон, за которым следует осцилляторная структура. На склонах солитона образуются два токовых слоя с противоположно направленными дрейфами электронов и должно возникать расщепление излучения на две полосы, отстоящие друг от друга на $\Delta\omega \approx \approx 2\omega_{pe}u/c$. Поскольку дрейфовая скорость $u \leq v_{Te}$, то максимальное смещение $\Delta\omega \approx 2\omega_{pe}v_{Te}/c \approx 10^7 \text{ сек}^{-1}$, что несколько меньше наблюдаемого значения.

Еще проще предположить, что структура ударной волны такова, что в ней есть две области сильных градиентов. Тогда расщепление связано просто с одновременной генерацией плазменной турбулентности в двух пространственно разделенных областях с соответственно различными частотами. Достаточно пространственное разделение слоев в $1/5$ эквивалентной высоты, чтобы получить наблюдаемое раздвоение частот, равное примерно $1/10$ от самой частоты. Области сильных градиентов магнитного поля возникают как в головной, так и в тыловой части ударной волны.

Из формулы (9.2) следует, что для начала генерации плазменной турбулентности в ударной волне необходим градиент магнитного поля $\frac{\partial H}{\partial l} \approx 10^{-4} \text{ э.см}^{-1}$. Если напряженность магнитного поля — порядка 100 э (большую величину трудно предположить), то толщина токового

слоя — порядка 10 км. Как известно, характерный размер осцилляторной структуры ламинарной бесстолкновительной ударной волны — порядка $c/\omega_{pi} \approx 3 \cdot 10^3$ см в условиях солнечной короны. Естественно, что структура турбулентной ударной волны много протяженнее. Во всяком случае, сейчас нет каких-либо указаний на противоречивость рассмотренной здесь картины.

Об интерпретации «долгоживущих» недрейфующих всплесков. Как уже отмечалось в § 7, в спорадическом радиоизлучении Солнца часто наблюдаются всплески, общая длительность которых составляет десятки минут и даже часов (всплески IV типа, шумовые бури). Частоты этих всплесков могут занимать и узкий, и широкий интервал. Как правило, систематического смещения по частоте нет. Таким образом, здесь имеется постоянно действующий источник турбулизации, локализованный в небольшом объеме либо занимающий относительно большую область, — если, конечно, связывать это излучение с конверсией плазменной турбулентности.

Альтернативной возможностью является объяснение этих эффектов синхротронным излучением. Однако и в этом случае необходимо удержать в некотором объеме, вопреки всем возможным неустойчивостям, определенное количество релятивистских частиц в течение достаточно долгого времени. По-видимому, и здесь не удастся обойтись без учета плазменных эффектов.

Поэтому, не связывая рассмотрение этих всплесков с конкретными механизмами излучения (для подобного анализа легко воспользоваться формулами §§ 8 и 9 в случае плазменных механизмов или формулами §§ 12 и 13 в случае синхротронного и комптоновского механизмов), сосредоточимся на более важной проблеме удержания некоторого количества быстрых частиц в ограниченных объемах в солнечной короне.

Прежде всего надо иметь в виду, что области ионно-звуковой турбулентности в солнечной короне не ограничиваются сильными ударными волнами, возникающими при хромосферных вспышках. Как известно, само нагревание солнечной короны связано с диссипацией энергии относительно слабых ударных волн, образующихся из звуковых и магнитозвуковых волн, генерируемых конвективной зоной непосредственно под поверхностью сол-

нечной фотосферы. Возможно, что и здесь промежуточным этапом между слабыми ударными волнами и нагревом короны является ионнозвуковая турбулентность. В таком случае в короне существуют достаточно стабильные зоны ионнозвуковой турбулентности, по крайней мере в периоды максимальной активности. О такой турбулентности можно судить как по радиолокационным измерениям (см. ниже), так и по другим данным, например, по немонопольному ходу яркостной температуры Солнца [Каплан, Цытович (1967б)]: ионнозвуковая турбулентность, рассеивая радиоизлучение Солнца, может привести к появлению либо дополнительных максимумов либо дополнительных минимумов в стационарном его спектре. Пока ни наблюдательные данные, ни теоретические соображения не позволяют сделать уверенных заключений о распространенности и характере ионнозвуковой турбулентности в короне. Но вместе с тем гипотеза о значительной роли ионнозвуковой турбулентности во многих проявлениях солнечной деятельности также не противоречит ни наблюдательным данным, ни теоретическим соображениям.

Если с помощью ионнозвуковой турбулентности возможно заполнение быстрыми частицами магнитных ловушек, то появляются возможности объяснения и других проявлений спорадического излучения в рамках гипотезы о плазменной турбулентности. Приведем соответствующие численные оценки, воспользовавшись формулой (9.25). Допустим, что размер ловушки — порядка 10^{10} см (такой порядок имеют размеры источников спорадического излучения в солнечной короне), и предположим, что в области ловушек магнитное поле таково, что $\omega_{pe} \approx 10\omega_{He}$. Тогда при $\omega_{pe} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ имеем неравенства

$$10^{-8} \left(\frac{v}{v_{Te}} \right)^3 < \frac{W^w}{n_e T_e} < \frac{W^s}{n_e T_e} < 10^{-10} \left(\frac{v}{v_{Te}} \right)^4, \quad (10.6)$$

которые могут быть удовлетворены при $v \approx 10^2 v_{Te}$ и $W^w \approx W^s \approx 10^{-2} n_e T_e$. Таким образом, заполнение магнитных ловушек околорелятивистскими частицами посредством ионнозвуковой турбулентности вполне возможно, но вся эта проблема требует еще подробного исследования.

Об интерпретации радиолокационных наблюдений. Основной проблемой при такой интерпретации является объяснение очень больших эффективных сечений отражения радиолокационных сигналов. По-видимому, имеются две возможности такого объяснения.

Предположим сначала, что отражение происходит на уровне, плазменная частота которого близка к частоте отраженного сигнала, и будем считать, что в области отражения существует ленгмюровская турбулентность. Тогда возможно существенное усиление сигнала как до его отражения, так и после него [Гордон, Цытович (1970)]. Инкремент усиления определяется формулой (3.19), которую можно упростить, заменяя $\frac{\partial W'_k}{\partial k}$ на W'/k^2 :

$$\frac{\gamma^p}{\omega_{pe}} \approx \frac{m_e}{m_i} \frac{W^l}{n_e T_e}. \quad (10.7)$$

Так как усиление должно происходить в пределах небольшой по размерам области отражения, где плазменная частота мало отличается от частоты сигнала, то отсюда можно получить ограничение на величину γ^p , а следовательно, и на плотность энергии плазменной турбулентности. Полагая размер области $\sim 10^{10}$ см, получим $W^l \approx 10^{-5} n_e T_e$, т. е. примерно на 3 порядка выше теплового уровня. Само отражение может быть связано либо со спонтанным рассеянием на тепловых ионах, либо с индуцированным рассеянием, описываемым формулой (3.21). При этом относительная ширина отраженного сигнала — порядка v_{Ti}/c , что в несколько раз меньше наблюдаемой.

Другая возможность связана с отражением на уровне, где частота посланного сигнала много больше плазменной. Здесь требуется не только усиление сигнала, но и увеличение эффективности отражения, которое теперь можно связать с распадными процессами. Напомним, что ленгмюровская частота, соответствующая частоте радиолокации 38,25 Мгц и равная $2,4 \cdot 10^7$ сек⁻¹, достигается на высоте 1,6 R_\odot , в то время как наблюдается отражение и от уровней на высотах до 2,7 R_\odot . Возможно, в этом случае усиление отраженного сигнала происходит благодаря механизму, рассмотренному в § 5 (формула (5.37)).

Необходимая плотность ионнозвуковой турбулентности $W^s \approx 3 \cdot 10^{-4} n_e T_e$. Здесь усиливается только отраженный сигнал, если электрическое поле, создающее ионнозвуковую турбулентность, направлено наружу. Процесс отражения связан либо с рассеянием на ионнозвуковых волнах [Гордон (1967, 1970)], либо с четырехплазмонным взаимодействием с ленгмюровскими волнами [Гордон, Липеровский, Цытович (1971)]. Процесс отражения может быть однократным (волновой вектор сразу поворачивается на 180°) или многократным. В первом случае спектр должен состоять из двух компонент, смещенных относительно падающей частоты на v_s/c , чего, вообще говоря, не наблюдается. Многократное рассеяние может создать более широкий однородный спектр, но число рассеяний не должно быть большим (вероятно, не более 3—4), так как в соответствии с наблюдательными данными отражение сигнала по всему спектру проходит одновременно во всем частотном интервале.

Ускорение частиц в хромосферных вспышках. Хромосферные вспышки уже много лет являются объектом интенсивных наблюдательных и теоретических исследований. Почти во всех исследованиях предполагается, что в области хромосферной вспышки происходят внезапная перестройка магнитного поля и превращение части его энергии в энергию движений плазмы и энергию быстрых частиц. В некоторых схемах [см., например, Северный и Шабанский (1960, 1961), Сыроватский (1961, 1966а, б)] рассматривалось освобождение энергии при сжатии газа с магнитным полем к нейтральной линии. В этом случае энергия магнитного поля переходит преимущественно в кинетическую и тепловую энергию, и объяснить появление большого количества быстрых частиц трудно. По другим предположениям [см., например, Свит (1969), Паркер (1964, 1968), Альвен, Карлквист (1967), Петчек (1963), Сыроватский (1961, 1966а, б), Фридман и Хамбергер (1969)] освобождение энергии магнитного поля происходит в токовом слое. Остановимся на этих схемах несколько подробнее.

Вполне возможно, что при постепенном изменении условий в некоторой области, в которой потом образуется хромосферная вспышка, может возрасти градиент магнитного поля. При этом растет согласно (9.1) плотность тока, а поскольку концентрация n_e ограничена, то воз-

растает и дрейфовая (или токовая) скорость электронов u . По мнению Сыроватского (1966а, б) можно подобрать такие условия, чтобы токовая скорость стала бы сравнимой со скоростью света; тогда в токовом слое все электроны плазмы приобретают скорости, близкие к скорости света; такую схему Сыроватский назвал динамической

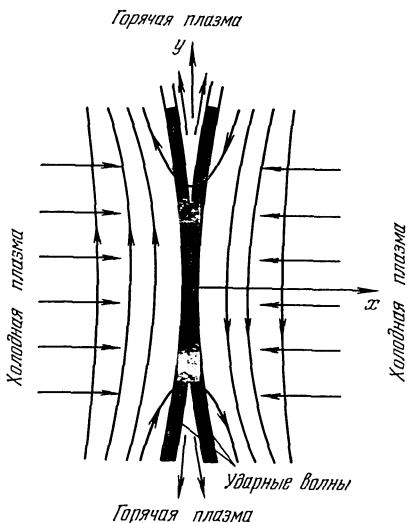


Рис. 42. Возможная схема образования узких токовых слоев при пересечении двух ударных фронтов.

диссипацией. Расчеты были им проведены сначала в рамках ламинарной теории, но затем была учтена и плазменная турбулентность.

Учет роли плазменной турбулентности при образовании хромосферных вспышек, по-видимому, впервые был сделан в работе Фридмана и Хамбергера (1969), обративших внимание на важное значение аномальной электропроводности для расчета токового слоя. Для конкретных оценок они исходили из модели Петчека (1963), согласно которой узкий токовый слой образуется при пересечении под очень малым углом двух магнитогидродинамических разрывов (рис. 42). Впрочем, в этой модели не обеспечивается необходимая мощность энерговыделения в хромосферной вспышке.

В таком узком токовом слое из-за уменьшения проводимости нарушается принцип вмороженности, магнитные силовые линии перезамыкаются, и по мысли авторов нескольких подобных моделей их натяжение может

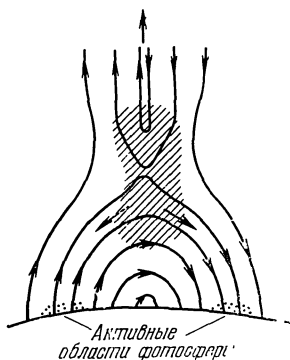


Рис. 43. Наиболее часто используемая схема образования хромосферной вспышки. Перезамыкание силовых линий (отмечено штриховой) и их натяжение выбрасывает потоки плазмы и ускоренных частиц в направлениях, отмеченных стрелками.

выбросить плазму с большой скоростью (рис. 43). Так образуются хромосферные выбросы, ударные волны и потоки быстрых частиц. Детали предлагаемых здесь конфигураций магнитного поля различны в разных работах, но суть механизмов одна [см. Коппи и Фридланд (1971)].

Глава III

ЯДРА ГАЛАКТИК, РАДИОГАЛАКТИКИ, КВАЗАРЫ (ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ С ПРИМЕСЬЮ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ)

Общим для галактических ядер, радиогалактик и квазаров является то, что во всех них возникает мощное электромагнитное излучение на всех длинах волн, которое чаще всего приписывают синхротронному механизму. Роль плазменных процессов в этих объектах должна быть существенной, с одной стороны, определяя ускорение быстрых частиц, а с другой стороны, оказывая заметное влияние на характер их излучения.

Здесь мы рассмотрим ряд задач плазменной астрофизики, связанных с коллективными процессами в обычной «холодной» плазме, имеющей, однако, заметную примесь ультрарелятивистских электронов и ионов. Результаты решения этих задач могут быть использованы для интерпретации по крайней мере некоторых особенностей излучения названных выше объектов. Мы начнем с краткой сводки наблюдательных данных, а в конце главы обсудим возможные пути применения полученных соотношений.

§ 11. Краткая сводка наблюдательных данных о ядрах галактик, радиогалактиках и квазарах

Мы приведем здесь только те данные, которые представляют интерес с точки зрения применений методов плазменной астрофизики. Сводка ни в коей мере не претендует на полноту. Ссылки даны лишь на обзорные работы.

Характерные особенности ядер галактик. Ядра многих галактик (находящиеся в их центральных частях) представляют собой объекты с ярко выраженной активностью, природа которой пока остается неясной. Заметные изменения в этих областях происходят за характерное время порядка года, так что размеры центральных ядер галактик — порядка парсека, т. е. $\sim 10^{18} - 10^{19}$ см или даже меньше.

В ядрах галактик имеются звезды, межзвездная плазма, магнитное поле и релятивистские частицы. В «нормальных» галактиках ядра более или менее «спокойны», но примерно в 1—5% всех галактик они обнаруживают активную деятельность. Возможно, что во всех галактиках есть сравнительно кратковременные ($\sim 10^7 - 10^8$ лет) стадии активного состояния ядер, которые могут быть либо «одноразовыми» (например, на ранней стадии образования галактики), либо повторяющимися через некоторые промежутки времени, но с меньшей интенсивностью.

Сначала приведем данные о «спокойных» состояниях ядер галактик.

В ядрах галактик есть звезды, число которых порядка 10^9 , а возможно и больше. Наблюдаются звезды разных спектральных классов, в том числе и молодые, и старые. Возможно, здесь есть нейтронные звезды и «коллапсары» (звезды, испытавшие коллапс к сфере Шварцшильда). По спектральным линиям в некоторых ядрах обнаружен ионизованный газ, масса которого порядка $10^6 M_{\odot}$ (10^{-3} от массы звезд). Температура газа — порядка нескольких тысяч градусов, концентрация $n_e \approx 10^3 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$. Нейтральный газ в ядрах пока не обнаружен, но в центральных частях галактик он встречается.

Скорости звезд и газа в стационарных состояниях ядер, как правило, невелики, до $10^7 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, иногда встречаются несколько большие значения. Однако возможны быстрые вращения ядер.

Ядра галактик обычно генерируют радиоизлучение, которое почти всегда можно описать распределением спектральной интенсивности в виде

$$I_{\omega} \sim \omega^{-\alpha}, \quad (11.1)$$

где $\alpha \approx 0,7$ для подавляющего большинства источников; абсолютные значения интенсивности I_{ω} разных объектов

варьируют в широких пределах. Очень грубой оценкой спектральной интенсивности радиоизлучения ядра в «нормальном» состоянии будет величина порядка $I_{\omega} \approx \approx 10^{-8} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$ (при частоте $\omega \approx 10^9 \text{ сек}^{-1}$), но возможны отклонения от нее на два порядка (а то и больше) в обе стороны.

В 1970 г. [Лоу и Оман (1970)] было обнаружено, что ядра галактик (в частности, и нашей Галактики) почти 90% всей своей светимости генерируют в узкой полосе инфракрасного излучения с максимумом на частоте $\omega_{\text{иГ}} \approx 2,5 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ (т. е. длине волны $\lambda_{\text{иГ}} = 70 \text{ мкм}$) и с резким спадом в обе стороны от нее ($I_{\omega} \sim \omega^{3,5}$ при $\omega < \omega_{\text{иГ}}$ и $I_{\omega} \sim \omega^{-3,5}$ при $\omega > \omega_{\text{иГ}}$). Удивительно, что у целого ряда объектов, резко различных по своим свойствам, частоты этого максимума инфракрасного излучения почти одинаковы.

В нашей Галактике это инфракрасное излучение с полной светимостью порядка $3 \cdot 10^{41} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$ сконцентрировано в трех источниках размером, вероятно, существенно меньшим 10^{19} см . Его спектральная интенсивность в максимуме, следовательно, больше $I_{\omega} \approx \approx 10^{-10} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$ и, возможно, даже порядка $10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$. Измерения активных ядер, как мы увидим ниже, тоже дают максимальную интенсивность в инфракрасном диапазоне, но существенно ббльшую.

Наконец, заметим, что были сообщения об обнаружении гравитационного излучения ядра Галактики на частоте $\sim 10^4 \text{ сек}^{-1}$. Однако эти результаты недостаточно надежны.

Дальнейшие наблюдения ядер галактик тесно связаны с увеличением разрешающей способности радиотелескопов (путем создания интерферометров со сверхдлинной базой) и оптических телескопов (вынос их за пределы атмосферы). По-видимому, в ближайшем будущем появится много существенно новых наблюдательных данных [см. Калерман и др. (1971)].

Активность ядер галактик, квазары. Как уже отмечалось, в некоторой доле галактик наблюдается активная деятельность ядер.

Прежде всего, она проявляется в резком увеличении скорости движения газовых масс. Галактики, в ядрах которых наблюдаются движения со скоростями от 10^7 до

10^8 см·сек⁻¹, называются сейфертовскими. Скорости, определенные по разным спектральным линиям, часто оказываются весьма различными. Бурные движения иногда охватывают области галактик и за пределами ядер и распространяются на расстояния до $\sim 10^{21}$ см.

Некоторые из сейфертовских галактик генерируют интенсивное радиоизлучение. У двух сейфертовских галактик обнаружено интенсивное инфракрасное излучение с максимумом на частоте $\omega_{\text{ir}} \approx 2,5 \cdot 10^{13}$ сек⁻¹ с интенсивностью $I_{\omega} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ эрг·см⁻² и светимостью $\sim 10^{46}$ эрг·сек⁻¹.

Другой тип галактик с активными ядрами составляют так называемые N-галактики. Они встречаются не реже сейфертовских и имеют большую яркость. В них также происходят бурные движения газа в центральных областях, хотя и с несколько меньшими скоростями; возможно, что ядра этих галактик лишены звезд. Галактики этого типа, как правило, генерируют сильное радиоизлучение и непрерывный оптический спектр, который у некоторых из них обнаруживает вариации со временем порядка года, так что размер ядер или по крайней мере деталей ядер не больше $\sim 10^{18}$ см.

Известны более редкие, но более яркие объекты с активными ядрами — квазары. По-видимому, можно указать последовательность: сейфертовские галактики — N-галактики — квазары. У них много общего, но много и систематических различий. Роль эмиссионного спектра (определяемого движениями газа) вдоль этой последовательности уменьшается, а роль непрерывного спектра (определяемого наличием релятивистских частиц) увеличивается. Вдоль этой последовательности увеличивается среднее космологическое красное смещение (свидетельствующее об уменьшении доли соответствующих объектов и относительного увеличения яркости). Если у сейфертовских галактик ясно видны ядра и сама галактика, причем повсюду есть звезды, а у N-галактик — яркое ядро, в котором, вероятно, нет звезд, и слабо светящееся окружение, в котором, может быть, и есть звезды, то у квазаров в ядре почти наверняка нет звезд обычного типа и совсем незаметно никакой окружающей звездной галактики, хотя скопления газа в них возможны.

Остановимся немного подробнее на квазизвездных объектах. Их обозначают QSO (квазар), или, если

наблюдается только радиоизлучение, то QSS (квазизвездный источник). Как и в других активных ядрах, в них

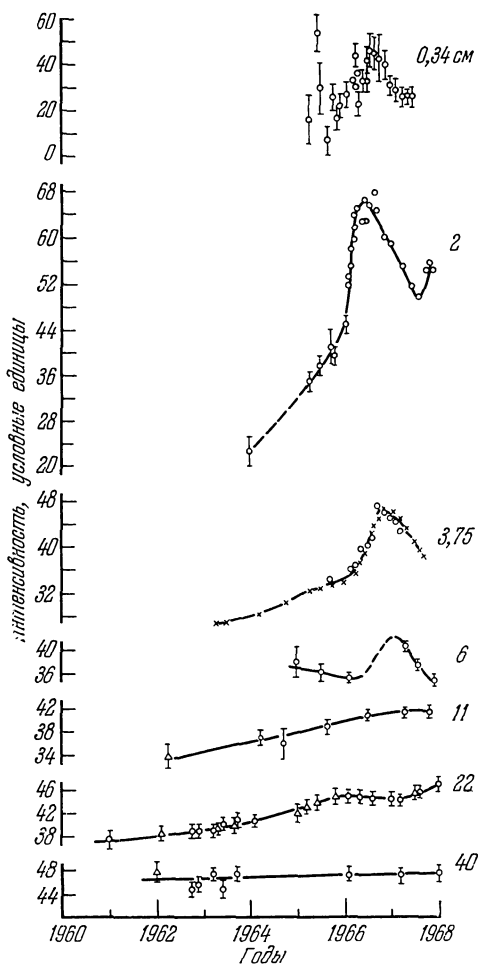


Рис. 44. Изменение спектральной интенсивности излучения на разных длинах волн (в см) со временем для наиболее близкого квазара 3С 273.

обнаруживается плазма, но с несколько большей электронной концентрацией порядка 10^6 см^{-3} и температурой $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ град}$. Кроме эмиссионных линий, в них наблюдаются

ся системы абсорбционных линий, красное смещение которых в общем не совпадает с красным смещением эмиссионных линий. Возможно, что относительное фиолетовое сме-

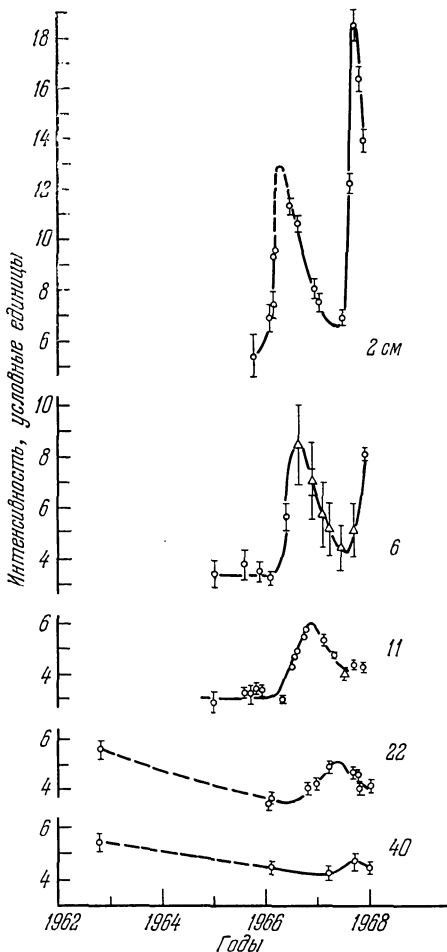


Рис. 45. То же, что и на рис. 44 для галактики 3С 120.

щение линий поглощения связано с падением вещества на квазар, а относительное красное смещение — с его разлетом или поглощением света в более близких объектах (с меньшим космологическим красным смещением).

Очень интенсивное непрерывное излучение квазаров в оптическом спектре и в радиодиапазоне можно описать степенным спектром (11.1). Временные вариации интенсивности в обоих диапазонах позволяют ограничить размеры квазаров величиной $\sim 10^{18} - 10^{20}$ см, а может быть и еще меньшей величиной порядка $10^{16} - 10^{17}$ см. Характер этих вариаций различен на разных длинах волн. На рис. 44—45 приведены данные, показывающие, как меняется интенсивность излучения квазаров (рис. 44) и сейфертовских галактик (рис. 45).

Наблюдения еще только начаты, и необходимо дальнейшее накопление данных. Подчеркнем лишь, что чем меньше длина волны, тем сильнее временные вариации интенсивности. Это видно и на рис. 46, где показано изменение спектров ряда источников (как квазаров, так и сейфертовских галактик) со временем.

Характерную спектральную интенсивность можно оценить лишь очень грубо. В оптическом диапазоне $I_{\omega} \approx \approx 10^{-8}$ эрг·см⁻², а в радиодиапазоне она может достигать, по-видимому, значений $I_{\omega} \approx 10^{-3}$ эрг·см⁻². Максимальная интенсивность и здесь оказывается в инфракрасном диапазоне ($\omega \approx 2,5 \cdot 10^{13}$ сек⁻¹), где, возможно, $I_{\omega} \approx 10^{-2}$ эрг·см⁻². Приведенные значения могут служить лишь для оценок по порядку величин.

Радиогалактики, выбросы и их радиоспектры. Радиои-злучение галактик очень разнообразно по интенсивности. Принято выделять и называть радиогалактиками такие объекты, у которых радиосветимость в диапазоне частот $\omega \approx 6 \cdot 10^8 \div 6 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹ превышает 10^{41} эрг·сек⁻¹. Размеры радиоизлучающих областей у этих объектов часто значительно превышают размеры самой галактики, видимые в оптическом диапазоне.

В ряде случаев удается провести детальный анализ распределения радиояркости в картинной плоскости. Радиои-злучение оказывается сосредоточенным в двух (иногда в нескольких) областях по обеим сторонам галактики. Очевидно, что здесь имеет место выброс облака (или пучка) релятивистских электронов в межгалактическое пространство. Вероятно, эти облака также выбрасываются из галактических ядер.

На рис. 47—49 приведены примеры распределения наблюдаемой радиояркости. Облако релятивистских элект-

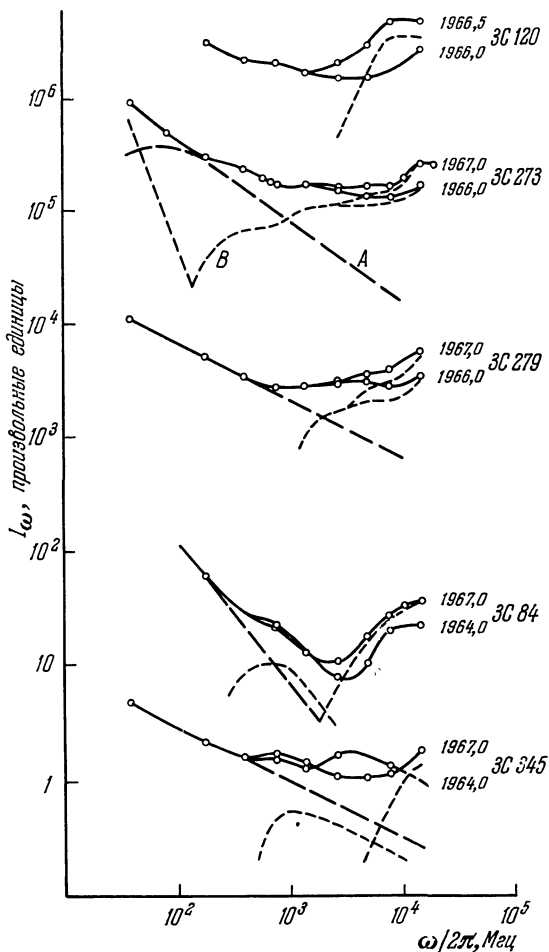


Рис. 46. Изменение со временем спектров радиоизлучения некоторых радиогалактик и квазаров. Шкалы интенсивности для разных объектов не совпадают. Сплошные кривые соответствуют наблюдаемым спектрам. Штриховые кривые соответствуют спектрам отдельных деталей, разрешаемых в случае 3C 273 и предполагаемых для других источников.

тронов может сильно расшириться (рис. 47) или, наоборот, остаться очень компактным (рис. 49). Следует отметить, что в последнем случае два облака разошлись от галактики почти по одной прямой на примерно одинаковые расстояния.

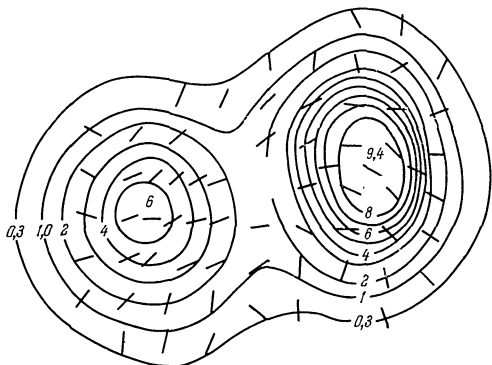


Рис. 47. Распределение интенсивности радиоизлучения в источнике Печь А. Сплошные линии соответствуют радиоизофотам. Черточками показаны направления поляризации излучения.

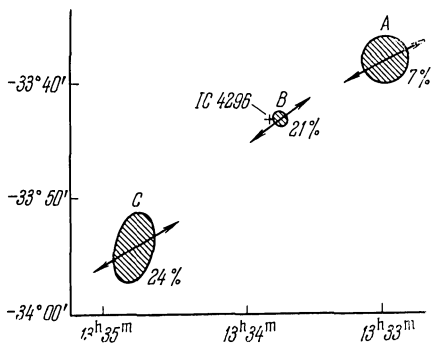


Рис. 48. Структура источника радиоизлучения MSH 13—33. Штриховкой отмечены области радиоизлучения, числа показывают степень поляризации, а стрелки—ее направление. Крестиком отмечен оптический источник — галактика IC 4296.

Излучение этих выбросов, как правило, заметно поляризовано. Интересен случай источника Дева А (рис. 50), где выброс еще близок к ядру галактики и излучает поляризованное оптическое излучение. Выброс состоит из от-

дельных частей, расположенных как бы цепочкой, причем для соседних звеньев векторы поляризации излучения взаимно перпендикулярны.

Вероятно, наиболее интересная особенность радиогалактик, да и почти всех космических радиоисточников, включая и квазары, состоит в том, что, несмотря на разнообразие условий генерации радиоизлучения и весьма

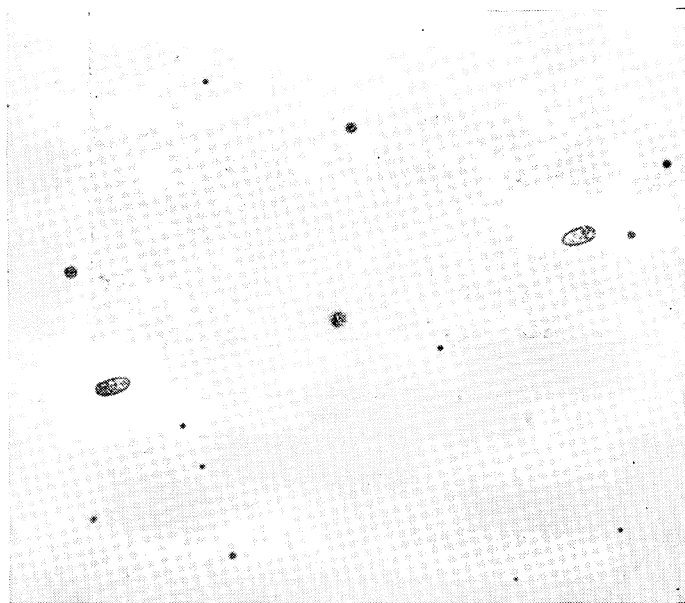


Рис. 49. Радиоисточник ЗС 33. Два очень компактных источника излучения расположены на одинаковых расстояниях от галактики, видимой в оптическом диапазоне.

различные масштабы объектов, их спектры оказываются удивительно похожими, описываемыми формулой (11.1), причем с почти одним и тем же спектральным индексом $\alpha \approx 0,7$.

На рис. 51—52 приведены спектры различных источников. Различия между ними хотя и заметны, но невелики. На рис. 53 показано распределение наблюдаемых спектральных индексов на разных частотах. Практически всегда $0,5 \lesssim \alpha \lesssim 1,2$ и, как правило, $\alpha \approx 0,7$.

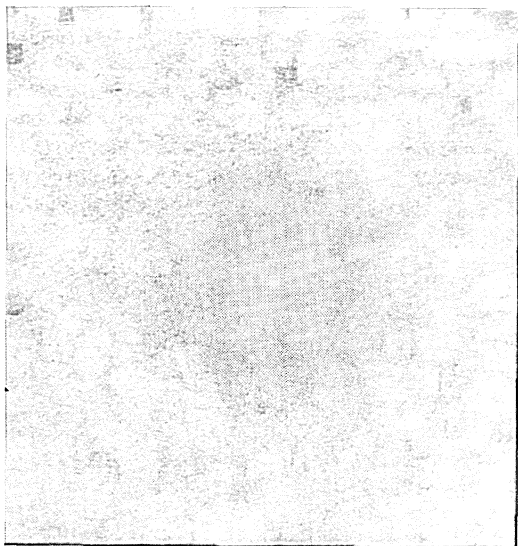


Рис. 50. Радиогалактика Дева А с выбросами ультрарелятивистских электронов.

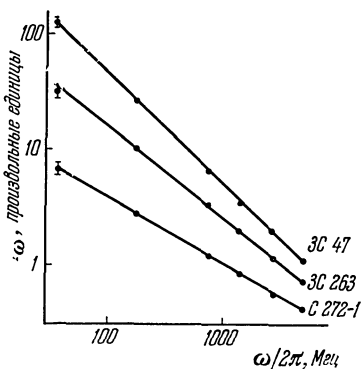


Рис. 51. Спектры радиогалактик. Случай постоянства спектрального индекса в очень большом интервале частот.

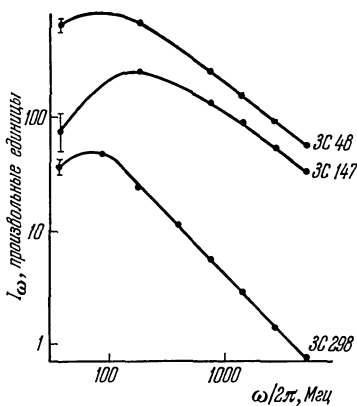
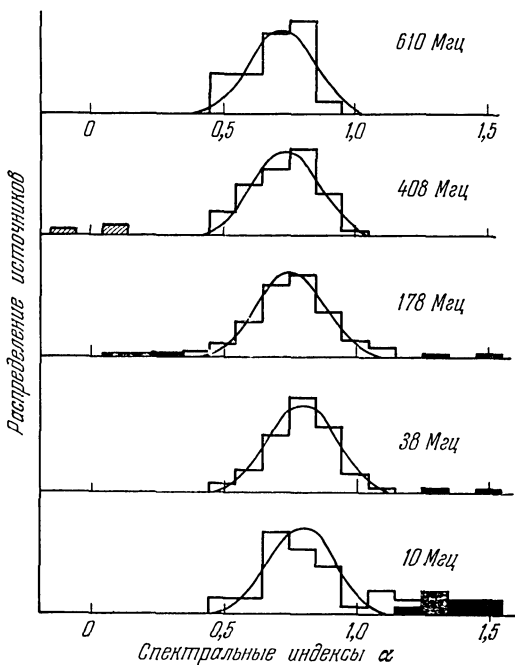


Рис. 52. Спектры радиогалактик. Случай завала спектра на низких частотах.

Расширение диапазона радиоастрономических наблюдений привело к обнаружению и отклонений от этой простой закономерности. В частности, в декаметровом диапазоне [см., например, работы группы Брауде и др. (1969)] в ряде случаев наблюдался более крутой подъем спектра ($\alpha \approx 3 \div 4$), а не только завалы типа изображенных на



53. Распределение радионисточников по спектральным индексам (на разных частотах).

рис. 52. Возможные интерпретации такого поведения радиоспектров мы обсудим в последующих параграфах. Подчеркнем, однако, что, вероятно, основная задача теории — объяснить универсальность спектра $I_\omega \sim \omega^{-0,7}$.

Более подробные сведения об этих объектах приведены, например, в книгах: Шкловский (1956); Гинзбург, Сыроватский (1963); Каплан, Пикельнер (1963); Бербидж (1969).

§ 12. Излучение ультрарелятивистских частиц в плазме

Ультрарелятивистские частицы уже давно привлекаются в астрофизике для объяснения различных явлений. Однако при этом до последнего времени не обращалось должного внимания на то, что эти частицы движутся и излучают не в вакууме, а в плазме. Правда, несколько эффектов влияния плазмы на излучение релятивистских частиц учитывалось: например, было показано, что плазма «подавляет» излучение на низких частотах, и это приводит к наблюдаемому завалу спектров [Цытович (1951), Разин (1960)]. Затем был обнаружен эффект синхротронной неустойчивости в плазме [Железняков (1966), Маккрей (1966)], который подробнее будет рассматриваться ниже. Однако и в этих случаях плазма играет, по существу, пассивную роль: ее влияние сводится только к изменению показателя преломления для электромагнитных волн.

Вряд ли теперь нужно доказывать, что коллективные свойства плазмы существенно влияют на все, что связано с ней, в том числе и на условия излучения ультрарелятивистских частиц в этой плазме. Релятивистские частицы излучают все виды плазменных волн, создают новые возможности для плазменной неустойчивости, сами ускоряются плазменной турбулентностью. «Коллективная» связь ультрарелятивистских частиц с плазмой — важнейшая особенность плазменной астрофизики, которую никогда не нужно упускать из виду.

Функция распределения релятивистских частиц. Очевидно, что релятивистские частицы в космических условиях не подчиняются функции распределения Максвелла, хотя бы потому, что столкновения таких частиц крайне редки. Вопрос об определении полной функции распределения ультрарелятивистских частиц в космических условиях является трудным и до сих пор не решен. Нам остается лишь аппроксимировать эту функцию на основе хотя бы качественных теоретических соображений и наблюдательных данных.

По-видимому, в космических условиях возможны как изотропные, так и анизотропные распределения скоростей ультрарелятивистских частиц, хотя первые, вероятно, встречаются гораздо чаще. Поэтому начнем с определения изотропной функции энергетического распределения ультрарелятивистских частиц.

трарелятивистских электронов — величины f_ϵ , уже введенной в § 2.

Как показывают многочисленные наблюдательные данные *), в области больших энергий функция распределения релятивистских электронов почти всегда спадает с увеличением энергии по степенному закону

$$f_\epsilon \sim \frac{1}{\epsilon^\gamma}, \quad (12.1)$$

где показатель γ оказывается удивительно постоянным в самых разнообразных условиях и примерно равным $\gamma = 2,5 \div 2,7$. Правда, иногда наблюдаются переломы в функции распределения, когда при некоторой энергии показатель γ скачком увеличивается или уменьшается, после чего функция распределения вновь описывается соотношением (12.1), но уже с другим значением γ .

Одной из основных задач плазменной астрофизики является объяснение этого степенного спектра и теоретическое определение значения показателя γ . В § 14 мы покажем, как решается эта задача.

В области малых значений энергии f_ϵ трудно наблюдать. Естественно ожидать, что при некотором значении ϵ_* функция f_ϵ достигает максимума и затем спадает с уменьшением энергии. Если считать, что фазовая плотность при малых энергиях постоянна, — обычное условие для равновесного или квазиравновесного распределения, устанавливающегося при взаимодействиях, так или иначе ответственных за изотропию скоростей, — то при малых энергиях должно быть $f_\epsilon \sim \epsilon^2$ (здесь по-прежнему предполагается, что $\epsilon \gg mc^2$).

*) Большинство из них получено на основании предположения о синхротронной природе излучения релятивистских электронов и связи между спектральным индексом α и показателем γ по формуле $\alpha = (\gamma - 1)/2$ [см. формулу (12.16)]. Как будет показано в дальнейшем, большинство плазменных механизмов излучения релятивистских электронов в холодной плазме также дают эту же связь $\alpha = (\gamma - 1)/2$. Таким образом, приводимые «наблюдательные» значения γ не связаны в действительности с гипотезами о конкретных механизмах излучения. Впрочем, это не относится к случаю очень сильных магнитных полей и к полностью ультрарелятивистской плазме (например, вблизи пульсаров), где связь α и γ может быть иной (подробно см. гл. IV).

По-видимому, с достаточной для всех астрофизических оценок точностью можно принять для функции распределения быстрых электронов по энергиям следующую аппроксимационную формулу:

$$f_{\varepsilon} = \frac{\gamma(\gamma^2 - 1)n_*\varepsilon_*^{\gamma-1}\varepsilon^2}{2(\varepsilon_* + \varepsilon)^{\gamma+2}}. \quad (12.2)$$

Эта функция ведет себя как (12.1) при $\varepsilon \gg \varepsilon_*$, а при $\varepsilon \ll \varepsilon_*$ имеем $f_{\varepsilon} \sim \varepsilon^2$. Кроме того, f_{ε} в (12.2) нормирована так, что полная концентрация релятивистских электронов равна n_* .

Формула (12.2) удобна для применений, имеет три параметра n_* , ε_* и γ для согласования ее с данными наблюдений и, что очень важно, удовлетворительна с точки зрения физического смысла. Например, часто предполагавшееся в астрофизике условие обрыва f_{ε} при некотором ε_1 , так что $f_{\varepsilon} = 0$ при $\varepsilon < \varepsilon_1$, противоречит как простым статистическим соображениям, так и известным физическим механизмам, которые могут быть ответственны за формирование f_{ε} .

Функция распределения (12.2) является своеобразным аналогом равновесного максвелловского распределения в том смысле, что она устойчива по отношению к индуцированной раскачке практически любых волн в плазме*), т. е. при этой функции распределения поглощение всегда преобладает над индуцированным излучением. Поэтому распределение (12.2) можно было бы назвать квазиравновесным. Однако лучше называть его стандартным распределением, поскольку все последующие расчеты коэффициентов излучения ультрарелятивистских электронов будут проводиться с помощью (12.2).

Надо иметь в виду, что (12.2) относится только к изотропному распределению скоростей, установившемуся в результате взаимодействий частиц с окружающей средой. Анизотропные функции распределения ультрарелятивистских частиц имеют совсем другой характер. Здесь

*) Правда, это утверждение не относится к очень сильным магнитным полям, где распределение частиц становится анизотропным (см. гл. IV).

нет каких-либо общих соображений (например, типа требования $f_\epsilon \sim \epsilon^2$ при малых ϵ) и функция распределения определяется как условием формирования анизотропии, так и воздействием колебаний из-за развития неустойчивостей.

Анизотропия скоростей ультрарелятивистских частиц образуется, например, в поверхностных слоях астрофизических объектов, где частицы, движущиеся наружу, имеют больше шансов уйти из объекта, чем частицы, движущиеся внутрь. Некоторой удобной аппроксимацией может быть функция распределения

$$f_\epsilon = f_\epsilon^{(0)} (1 + \eta \cos \theta), \quad (12.3)$$

где $f_\epsilon^{(0)}$ — изотропная функция распределения [например, (12.2)], θ — угол с выделенным направлением, например, с нормалью к поверхности объекта, а η — параметр анизотропии.

Другой случай ярко выраженной анизотропии демонстрируют релятивистские пучки, состоящие из частиц с возможным разбросом энергий, но движущихся с одинаковой скоростью $v \approx c$ в одном направлении. Для них лучше подходит гауссово распределение по энергии с максимумом при некотором ϵ_* и разбросом $\Delta\epsilon_*$. Разумеется, у реального пучка есть и разброс скоростей по направлениям $\Delta\theta$.

Не исключена возможность и того, что в космических условиях телесные углы, в которых заключены направления движения пучков, будут очень малыми. Известно, что при движении заряженной частицы в магнитном поле сохраняется адиабатический инвариант — отношение поперечной энергии частицы к \sqrt{H} , где H — напряженность магнитного поля. Поэтому при попадании из области сильного магнитного поля в область слабого поля пучок частиц вытягивается вдоль магнитных силовых линий.

К такому же эффекту приводит и потеря поперечной энергии на синхротронное излучение. Таким образом, мы вправе ожидать появления в космических условиях достаточно узких, более или менее моноэнергетических пучков ультрарелятивистских электронов, движущихся почти строго вдоль магнитного поля.

Спонтанное синхротронное излучение электромагнитных и ленгмюровских волн. Главная особенность ультрарелятивистских электронов, которая так «ценится» в астрофизике — возможность генерации ими мощного петлевого излучения посредством синхротронного механизма. Как хорошо известно [см., например, Гинзбург, Сыроватский (1963); Бекефи (1971)], ультрарелятивистский электрон, движущийся по спиральной линии (под углом θ к магнитному полю), излучает электромагнитные волны в широком интервале частот. Максимальная интенсивность излучения приходится на частоту (2.16). Если учесть и движение по спирали, то более точная формула для частоты максимума спектра излучения одного электрона:

$$\omega_{\max} = 0,29\omega_{He} \sin \theta \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2. \quad (12.4)$$

В дальнейшем мы будем включать множитель $\sin \theta$ в величину ω_{He} , т. е. под ω_{He} в этом параграфе понимается величина $eH \sin \theta / m_e c$.

Перейдем к определению вероятности излучения. Эта величина в максимуме спектра была определена формулой (2.17). Здесь нужно учесть безразмерную функцию, характеризующую распределение энергии излучения по спектру. Точная формула для вероятности синхротронного излучения с данным волновым числом $k = \omega/c$, учитывающая влияние плазмы, имеет вид [Цытович (1951)]:

$$u_k = \sqrt{3} \pi \frac{e^2 c^2 \omega_{He}}{2\omega^3} \Psi(\omega, \varepsilon), \quad (12.5)$$

где

$$\Psi(\omega, \varepsilon) = \frac{\frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{3/2}(\eta) d\eta}{\left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (12.6)$$

Здесь $K_{3/2}(\eta)$ — функция Макдональда, а

$$\omega_c = \frac{3}{2} \frac{\omega_{He} (\varepsilon/m_e c^2)^2}{\left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 \right]^{3/2}}. \quad (12.7)$$

Пользоваться этой точной формулой не очень удобно, да

и нет необходимости, поскольку ее применение есть заведомое превышение астрофизической точности всех расчетов. Для наших целей вполне достаточна приближенная формула

$$\Psi(\omega, \varepsilon) = \sqrt{3} q^{1/3} \exp\left[-\frac{2}{3} q \left(1 + \left(\frac{\zeta}{q}\right)^2\right)^{1/2}\right], \quad (12.8)$$

где

$$q = \frac{\omega}{\omega_{He}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon}\right)^2, \quad \zeta = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \frac{m_e c^2}{\varepsilon}. \quad (12.9)$$

Выражение (12.8) составлено из асимптотических приближений точной формулы. При изменении q от 0 до 15 отклонение (12.8) от точного выражения (12.6) не превышает 5%.

Вернемся к вопросу о зависимости вероятности излучения от угла θ . Уменьшение этого угла при прочих равных условиях уменьшает ω_{He} в (12.4), что эквивалентно увеличению q при данных частоте излучения и энергии частицы. А это в свою очередь означает, что функция $\Psi(\omega, \varepsilon)$ при уменьшении θ и данном ε переходит в область экспоненциального спада. Заметно излучают лишь частицы, у которых $\sin \theta$ не слишком мал. Случай малых значений угла θ мы рассмотрим в следующей главе.

Оценить влияние плазмы на вероятность синхротронного излучения также нетрудно, если воспользоваться формулой (12.8), где это влияние описывается параметром ζ . Очевидно, что вероятность излучения не будет экспоненциально мала, только если и q , и ζ по порядку величины не больше единицы. Отсюда следует, что влиянием плазмы на электромагнитное излучение можно заведомо пренебречь, если

$$1 \ll \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \ll \frac{\varepsilon}{m_e c^2}. \quad (12.10)$$

При обратном неравенстве (12.10) излучение будет сильно подавлено почти на всех частотах. Практически можно считать, что частицы с энергией $\varepsilon > m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$ излучают электромагнитные волны без особых помех со стороны плазмы, а излучение частиц с энергией $\varepsilon < m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$ сильно подавлено.

Полная мощность (проинтегрированная по всем частотам) синхротронного излучения одного релятивистского

электрона без учета влияния плазмы есть:

$$P_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \omega_{He}^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2. \quad (12.11)$$

Если влияние плазмы существенно, то полная мощность излучения равна при малых ε [Железняков, Трахтенгерц (1965)]:

$$P^t = \frac{3}{4} \sqrt{3} \frac{e^2}{c} \omega_{He} \omega_{pe} \frac{\varepsilon}{m_e c^2} \exp \left[-\sqrt{3} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right], \quad (12.12)$$

т. е. при $\varepsilon < m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$ имеет место резкое падение мощности излучения (рис. 54, кривая t).

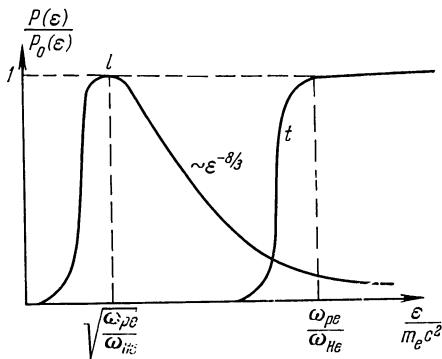


Рис. 54. Полная мощность синхротронного излучения в плазме как функция энергии релятивистского электрона. Здесь $P_0(\varepsilon) = (2/3) (e^2/c) \omega_{He}^2 (\varepsilon/m_e c^2)^2$ — мощность излучения в вакууме; кривая l — мощность излучения электромагнитных волн, t — ленгмюровских волн.

Перейдем теперь к вычислению коэффициента излучения, рассчитанного на единичный геометрический объем и единичный интервал частот:

$$J_{\omega}^t = \frac{J_k^t}{c} = \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3} \int_0^{\infty} u_k f_{\varepsilon} d\varepsilon. \quad (12.13)$$

Подстановка сюда (12.2), (12.5) и (12.8) приведет к довольно громоздкому выражению, которое мы здесь выписывать не будем. С точки зрения применения теории

к астрофизическим задачам достаточно получить приближенные выражения в определенных ниже интервалах частот. Кроме того впредь, за исключением особо оговоренных случаев, мы будем опускать численные множители порядка единицы, зависящие от параметра γ , во всех коэффициентах излучения и поглощения. Одно важное исключение мы обсудим в § 14.

Весь спектр излучения разбивается на две части — низкочастотную и высокочастотную. Легко убедиться, что максимальная интенсивность приходится на частоту

$$\omega_{\max}^* \approx \omega_{He} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^2. \quad (12.14)$$

В низкочастотной части спектра, т. е. при $\omega \ll \omega_{\max}^*$, имеем для коэффициента излучения:

$$J_{\omega}^t \approx \frac{e^2}{c} \omega_{He} n_* \left(\frac{\omega}{\omega_{\max}^*} \right)^{1/3}. \quad (12.15)$$

На высоких частотах, т. е. при $\omega \gg \omega_{\max}^*$, имеем [Гетманцев (1952); Корчак, Терлецкий (1952)]:

$$\begin{aligned} J_{\omega}^t &\approx \frac{e^2}{c} \omega_{He} n_* \left(\frac{\omega_{\max}^*}{\omega} \right)^{(\gamma-1)/2} \approx \\ &\approx \frac{e^2}{c} \omega_{He} n_* \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{(\gamma-1)/2}. \end{aligned} \quad (12.16)$$

В обоих случаях мы пренебрегали влиянием плазмы, т. е. приняли $\xi = 0$.

Качественно поведение спектров (12.15) и (12.16) легко понять. На низких частотах излучают почти все ультрарелятивистские электроны в той части своего спектра, где экспоненту (12.8) можно считать равной единице. Здесь каждый электрон излучает по закону $J_{\omega} \sim \omega^{1/3}$, и поэтому весь спектр излучения при $\omega < \omega_{\max}^*$ имеет такой же вид. В высокочастотной области спектра, т. е. при $\omega > \omega_{\max}^*$, положение иное. Здесь важно то, что на больших частотах могут излучать лишь частицы с большой энергией [это следует из (12.8), (12.9)]. Вклад в излучение на частоте ω частиц с энергией, меньшей $m_e c^2 (\omega/\omega_{He})^{1/2}$, экспоненциально мал (условие $q > 1$). Поэтому коэффициент излучения на больших частотах определяется числом частиц с соответствующей энергией.

Сказанное о поведении спектра синхротронного электромагнитного излучения справедливо до тех пор, пока влиянием плазмы можно пренебречь. Учет его теперь нетрудно провести. В самом деле, поскольку плазма подавляет излучение при $\varepsilon < m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$, то отсюда сразу следует, что если

$$\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \gg \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}, \quad (12.17)$$

то плазма практически не повлияет на весь спектр синхротронного излучения, лишь немного понижая его в области (12.15). Зато, если имеет место неравенство, обратное (12.17), эффект влияния плазмы становится существенным. Поскольку она обрезает излучение частиц с энергией около $m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$, то это означает, что вся часть спектра с частотой, меньшей

$$\omega_{кр} \approx 0,3 \omega_{He} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^2 \approx 0,3 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}} \approx 4 \frac{en_e c}{H}, \quad (12.18)$$

будет также обрезана [Разин (1960)]. Излучение на более высоких частотах ($\omega > \omega_{кр}$) по-прежнему приближенно определяется формулой (12.16), а на частотах, меньших (12.18), появится завал спектра. Вообще говоря, более точное значение границы завала спектра зависит от величины γ , и при разных значениях γ численный множитель в последнем равенстве (12.18) меняется от 3 до 10 (вместо 4). Характер электромагнитного спектра синхротронного излучения с завалом сходен со спектрами, изображенными на рис. 52.

Физическое объяснение подобного влияния плазмы на синхротронное излучение заключается в следующем. Как номер гармоники, на которую приходится максимальная интенсивность излучения, так и диаграмма направленности (концентрация излучения в узком телесном угле) определяются параметром $\sqrt{1 - v^2/v_p^2}$, где v — скорость частицы, а v_p — фазовая скорость волны. Эти специфически релятивистские эффекты имеют место в любом излучении, а не только при генерации электромагнитных волн. В вакууме у электромагнитных волн $v_p = c$ и $\sqrt{1 - v^2/v_p^2} \approx \approx m_e c^2 / \varepsilon \ll 1$. Фазовая скорость электромагнитных волн в плазме $v_p = \omega/k = c (1 + \omega_{pe}^2 / 2\omega^2) > c$, и поэтому

величина $\sqrt{1 - v^2/v_p^2}$ может быть и не очень малой даже для ультрарелятивистских электронов. Здесь имеем

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_p^2}} &\approx \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} + \frac{v^2}{c^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \approx \\ &\approx \sqrt{\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon}\right)^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \gg \frac{\omega_{pe}}{\omega}. \end{aligned} \quad (12.19)$$

Если ω_{pe}/ω не слишком мало, то излучение даже ультрарелятивистских частиц распределено по более широкому телесному углу и приходится на гармоники с меньшим номером.

Отсюда, кстати, следует еще один важный вывод: синхротронный механизм может генерировать только такие волны, фазовая скорость которых очень близка к скорости света. Кроме электромагнитных волн, такие фазовые скорости в плазме могут иметь только ленгмюровские волны. Следовательно, нужно рассмотреть и синхротронное излучение продольных плазмонов с волновыми числами около $k_c = \omega_{pe}/c$, т. е. с фазовой скоростью, очень близкой к скорости света.

Вероятность излучения продольного плазмона в синхротронном механизме определяется формулой [Каплан, Трахтенгерц, (1967); Каплан, Цытович (1972)]:

$$u_k = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \frac{e^2}{k^2} \int_{\xi}^{\infty} K_{1/3}(\eta) d\eta, \quad (12.20)$$

где $K_{1/3}(\eta)$ — функция Макдональда. Нижний предел интеграла равен

$$\xi = \frac{2}{3} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon}\right)^2 \left[1 + 2 \frac{\omega_{pe} - kc}{\omega_{pe}} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^2\right]^{3/2}. \quad (12.21)$$

Формулу (12.20) удобно заметить приближенным выражением

$$u_k = \frac{2\pi^2}{3} \frac{e^2 c^2}{\omega_{pe}^2} \exp\left\{-\frac{2}{3} q \left[1 + 2 \frac{\omega_{pe} - kc}{\omega_{pe}} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^2\right]^{3/2}\right\}, \quad (12.22)$$

где q определено (12.9). Прежде всего отсюда следует, что заметное синхротронное излучение ($q \lesssim 1$) дают лишь электроны с энергией

$$\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \gtrsim \sqrt{\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}} . \quad (12.23)$$

Вместе с тем, чем больше энергия частицы, тем в меньшем интервале волновых чисел она излучает. Из (12.22) для интервала волновых чисел продольных плазмонов, излучаемых синхротронным механизмом, имеем

$$\frac{\Delta k_c}{k_c} \approx \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^{2/3} \leq \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} . \quad (12.24)$$

Максимальная ширина этого интервала достигается при знаке равенства (12.23).

Интегрируя вероятность излучения по всем волновым числам, найдем мощность синхротронного излучения продольных плазмонов одним релятивистским электроном:

$$Pl = \frac{\Gamma(2/3)3^{1/6}}{4\pi} \frac{e^2 \omega_{pe}^2}{c} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^{2/3} \leq 0,1 \frac{e^2}{c} \omega_{pe} \omega_{He} \quad (12.25)$$

(см. рис. 54, кривая l).

Сравнивая (12.25) с (12.11) и (12.12), надо иметь в виду, что при $\varepsilon/m_e c^2 < \omega_{pe}/\omega_{He}$ синхротронное излучение электромагнитных волн сильно подавлено. Поэтому можно сказать следующее. При $\varepsilon/m_e c^2 \gg \omega_{pe}/\omega_{He}$ синхротронным механизмом излучаются почти исключительно электромагнитные волны. При условии

$$\sqrt{\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}} < \frac{\varepsilon}{m_e c^2} < \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \quad (12.26)$$

этим механизмом излучаются преимущественно ленгмюровские волны. И, наконец, при $\varepsilon < m_e c^2 \sqrt{\omega_{pe}/\omega_{He}}$ все излучение релятивистских электронов сильно подавлено влиянием плазмы.

Нетормозное (черенковское) излучение ленгмюровских и альвеновских волн релятивистскими частицами. Ультрарелятивистские частицы, естественно, излучают в плазме

посредством черенковского механизма все моды плазменных волн с фазовыми скоростями, меньшими скорости света. В частности, излучаются и ленгмюровские волны. Выше было рассчитано синхротронное излучение ленгмюровских волн и показано, что здесь генерируются только волны с узким интервалом волновых чисел вблизи фазовой скорости, близкой к c .

Релятивистские частицы генерируют черенковским механизмом продольные плазмоны с фазовыми скоростями от $3v_{Te}$ до c , т. е. с волновыми числами от $1/3d_e$ до $k_c = \omega_{pe}/c$. Вероятность излучения по-прежнему описывается формулой (2.24) при $v = c$, т. е.

$$u_k = 2\pi^2 \frac{e^2 \omega_{pe}}{k^3 c}. \quad (12.27)$$

Существенно, что эта вероятность не зависит от энергии частицы. Полная мощность излучения ленгмюровских волн одной релятивистской частицей равна

$$P^l = \int_{k_c}^{1/3d_e} \frac{k^2 \omega_{pe}}{2\pi^2} u_k dk = \frac{e^2 \omega_{pe}^2}{c} \ln \left(\frac{c}{3v_{Te}} \right), \quad (12.28)$$

и также не зависит от энергии частицы. Мощность (12.28) больше (12.25), (12.12) и даже (12.11), если

$$\frac{\varepsilon}{m_e c^2} < \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \sqrt{\frac{3}{2} \ln \left(\frac{c}{3v_{Te}} \right)}. \quad (12.29)$$

Таким образом, верхний предел преобладания излучения ленгмюровских волн над излучением поперечных волн в неравенстве (12.26) надо повысить еще в несколько раз. Кстати, заметим, что вообще для этих интервалов энергии ионизационные потери при движении частиц в плазме больше потерь на синхротронное и черенковское излучения.

Поскольку вероятность излучения не зависит от энергии, то коэффициент излучения определяется только величиной n_* . Имеем

$$J_k^l = \frac{e^2 \omega_{pe}^2}{ck} n_*. \quad (12.30)$$

Коэффициент излучения увеличивается с уменьшением волнового числа (рис. 55). При $k \gg \omega_{pe}/c$ частица излучает почти перпендикулярно к направлению своего движения. При приближении v_p к скорости света конус излучения

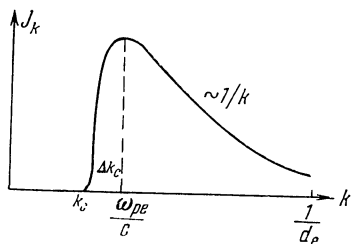


Рис. 55. Коэффициент излучения ленгмюровских волн релятивистской частицей. Область $(k - \omega_{pe}/c) \gg \Delta k_c$ соответствует черенковскому механизму излучения, а $k < \omega_{pe}/c$ — синхротронному механизму. Величина Δk_c падает с ростом энергии $\sim (mc^2/\varepsilon)^{2/3}$, см. (12.24).

уменьшается и происходит концентрация черенковского излучения вперед, по движению частицы.

Столь же очевидно, что и другие плазменные волны генерируются релятивистскими частицами. Здесь особый интерес представляют альвеновские волны из-за их относительно малого коэффициента поглощения. При обычных условиях в космической плазме концентрация релятивистских частиц невелика,

и поэтому коэффициент излучения, определяемый n_* , мал по сравнению с коэффициентом поглощения, зависящим от n_e . Только у альвеновских волн эффект излучения релятивистскими частицами в космической плазме может быть заметен.

Прежде, однако, надо рассмотреть ограничение на волновые числа. В самом деле, волновые числа альвеновских волн малы, т. е. длины волн велики. Между тем черенковский механизм «работает» тогда, когда длина излучаемой волны много меньше гирорадиуса. Поэтому существует нижний предел для волнового числа альвеновских волн, генерируемых черенковским механизмом. Для него есть и верхний предел, равный ω_{Hi}/v_a .

Таким образом,

$$\frac{\omega_{Hi}}{v_a} = \frac{\omega_{pi}}{c} > k > k_{\min} = \frac{\omega_{He}}{c} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} = \frac{eH}{\varepsilon}. \quad (12.31)$$

Следовательно, черенковское излучение альвеновских волн генерируют только частицы с энергией

$$\varepsilon > m_i c v_a. \quad (12.32)$$

Релятивистские ионы всегда могут генерировать альве-

новские волны черенковским механизмом, но и для релятивистских электронов условие (12.32) легко выполнимо.

Усредненная по угловым переменным вероятность черенковского излучения альвеновских волн релятивистскими частицами равна

$$u_k = \frac{\pi^2 e^2 v_a (2c^2 + 3v_a^2)}{4 (v_a^2 + c^2)^{3/2} k^2}. \quad (12.33)$$

Полная мощность излучения альвеновских волн составляет

$$P^a = \frac{e^2 c \omega_{Hi}^2 (6v_a^2 + 5c^2)}{30 (v_a^2 + c^2)^2} \approx \frac{e^2 \omega_{Hi}^2}{6c^2}. \quad (12.34)$$

Последнее соотношение написано в пределе $v_a \ll c$. Как и следовало ожидать, полная мощность излучения альвеновских, так же как и других низкочастотных волн, очень мала по сравнению с мощностью излучения электромагнитных и ленгмюровских волн.

Нетрудно определить и спектр излучения альвеновских волн. Имеем ($v_a \ll c$):

$$J_k^a = \frac{e^2 v_a^2 k}{6c} \int_{Hc/k}^{\infty} f_\varepsilon d\varepsilon = \frac{e^2 v_a^2 k n_*}{6c} S\left(\frac{k_*}{k}\right), \quad (12.35)$$

где $k_* = eH/\varepsilon_*$, а функция $S(k_*/k)$, определяющая спектр в безразмерных длинах волн $\lambda = k_*/k$, имеет вид

$$S(\lambda) = \frac{\gamma(\gamma+1)\lambda^2 + 2(\gamma+1)\lambda + 2}{\lambda(\lambda+1)^{\gamma+1}}. \quad (12.36)$$

Вид спектра иллюстрируется рис. 56. Этот спектр, характеризующий относительно мелкомасштабные флуктуации магнитного поля, может проявиться при наблюдениях флуктуаций интенсивности космических радиоисточников. Здесь более существенным является индуцированная раскачка

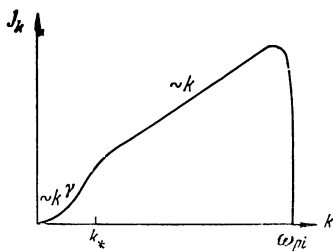


Рис. 56. Коэффициент излучения альвеновских волн релятивистской частицей как функция волнового числа.

более существенным является индуцированная раскачка

альвеновских волн с последующей их нелинейной конверсией в магнитогидродинамические волны [Шейер, Цытович (1971)].

Индукцированное излучение и реабсорбция релятивистских электронов. Инкремент индуцированного излучения или декремент затухания (реабсорбции) как электромагнитных, так и плазменных волн в случае релятивистских частиц рассчитывается с помощью формул (2.33), (2.34) и других, которые подробно обсуждались в § 2. В этом разделе лишь удобнее перейти от f_p к f_ϵ .

Начнем со случая изотропного распределения. Из (2.27), (2.33) и (2.34) следует:

$$\gamma = \int u_k \left(\omega \frac{\partial f_p}{\partial \epsilon} \right) \frac{4\pi \epsilon^2 d\epsilon}{(2\pi c)^3} = \omega \int_0^\infty u_k \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\frac{f_\epsilon}{\epsilon^2} \right) d\epsilon. \quad (12.37)$$

Интегрируя по частям и считая, что $f_\epsilon(0) = f_\epsilon(\infty) = 0$, имеем

$$\frac{\gamma(\omega)}{\omega} = - \int_0^\infty \frac{f_\epsilon}{\epsilon^2} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon^2 u_k) d\epsilon. \quad (12.38)$$

Каждая из этих двух формул удобна для качественных оценок в случае, когда можно судить о знаке той или иной производной. Например, в случае стандартной функции распределения (12.2) производная $\frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\frac{f_\epsilon}{\epsilon^2} \right)$ всегда отрицательна. В этом случае любые механизмы излучения приводят только к поглощению, ибо всегда $u_k > 0$, и, следовательно, здесь $\gamma < 0$. Именно поэтому мы назвали функцию (12.2) квазиравновесной, устойчивой по отношению к раскачке любых волн в плазме. Если же $\frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon^2 u_k) > 0$, то вообще никакие изотропные функции распределения не могут дать раскачки поля излучения, как мы их ни обрывали бы при малых энергиях.

Формула (12.38) позволяет определить декремент или инкремент, отнесенные к одной частице. Введем обозначение величины, которую будем называть коэффициентом реабсорбции:

$$\kappa = \frac{\omega}{\epsilon^2} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon^2 u_k), \quad (12.39)$$

и вычислим ее для разных механизмов излучения релятивистскими частицами.

Для поглощения в синхротронном механизме находим, подставляя в (12.39) формулу (12.5):

$$\kappa'(\omega) = \sqrt{3}\pi \frac{e^2 c^2}{\omega^2} \frac{\omega_{He}}{e^2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} [\varepsilon^2 \Psi'(\omega, \varepsilon)]. \quad (12.40)$$

Дифференцируя функцию (12.6) или, что удобнее и тоже достаточно точно, функцию (12.8) по ε при постоянном ω , найдем

$$\kappa' = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \frac{e^2}{m_e \omega_{He}} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{5/2} \Psi'(\omega, \varepsilon), \quad (12.41)$$

где безразмерная функция Ψ' (штрих — не знак производной)

$$\begin{aligned} \Psi'(\omega, \varepsilon) = & \sqrt{3} q^{5/6} \left\{ 1 + q \left[1 + \left(\frac{\xi^1}{q} \right)^2 \right]^{3/2} - \right. \\ & \left. - \frac{3}{2} \frac{\xi^2}{q} \left[1 + \left(\frac{\xi}{q} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \exp \left\{ - \frac{2}{3} q \left[1 + \left(\frac{\xi}{q} \right)^2 \right]^{3/2} \right\}. \end{aligned} \quad (12.42)$$

Из (12.42) можно сразу получить несколько существенных выводов. Во-первых, в том случае, когда влияние плазмы несущественно ($\xi = 0$) коэффициент реабсорбции всегда положителен. Иными словами, синхротронное излучение релятивистских электронов в вакууме никогда не даст раскачки электромагнитного поля (напомним, что пока рассматривается только изотропное распределение скоростей частиц).

Влияние плазмы вносит в коэффициент реабсорбции отрицательную часть. Этот эффект был обнаружен Железняковым (1966) *) и Маккреем (1966), которые для коэффициентов реабсорбции получили выражение, соответствующее подстановке в (12.39) вместо (12.8) формулы (12.6) в предельных случаях $\xi \gg 1$ и $\xi \ll 1$. Формулы (12.41) — (12.42) удобны тем, что они едины для всего интервала частот.

Формула (12.42) показывает, что отрицательная часть коэффициента реабсорбции преобладает над положитель-

*) Величина, соответствующая $\Psi'(\omega, \varepsilon)$, была ранее найдена в работе Гайлитиса, Цытовича (1963), и там же было обнаружено, что учет влияния плазмы делает ее отрицательной в некотором интервале частот.

ной тогда, когда $\zeta^3/q^2 \gtrsim 2$. При больших же значениях этой величины мала экспонента, так что коэффициент реабсорбции отрицателен и не экспоненциально мал только в узком интервале частот около значения, соответствующего условию $\zeta^3 \approx 4q^2$, т. е.

$$\omega_n \approx \left(\frac{\omega_{pe}^3}{4\omega_{He}} \frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^{1/2}. \quad (12.43)$$

Ширина интервала отрицательной реабсорбции — порядка $0,3\omega_n$ по обе стороны от значения (12.43). При $\omega \lesssim 0,7\omega_n$ коэффициент реабсорбции тоже отрицателен, но экспоненциально мал, а при $\omega \gtrsim 1,3\omega_n$ коэффициент реабсорбции положителен (рис. 57).

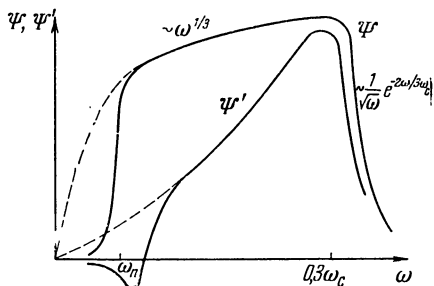


Рис. 57. Зависимость коэффициента синхротронного излучения (Ψ) и коэффициента реабсорбции (Ψ') от частоты для частицы заданной энергии. Штриховые кривые соответствуют случаю, когда влияние плазмы не учитывается.

Перейдем к вычислению декремента синхронного затухания. Искомое выражение получим, подставив (12.41), (12.42) в (12.38). Общая формула громоздка, но для астрофизических задач вполне можно обойтись приближенным выражением, описывающим как низкочастотную, так и высокочастотную области спектра. В нем мы тоже опустим зависящие от γ численные множители, мало отличающиеся от единицы:

$$\gamma^t(\omega) = - \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{max}^*} \right)^{5/2} \frac{(\omega_{max}^*/\omega)^{(\gamma+4)/2}}{1 + (\omega_{max}^*/\omega)^{(3\gamma+2)/6}}. \quad (12.44)$$

Декремент затухания спадает с увеличением частоты, сначала медленно при $\omega < \omega_{\max}^*$ (как $\omega^{-5/3}$), а затем, при $\omega > \omega_{\max}^*$, быстрее (как $\omega^{-(\gamma+4)/2}$).

Учет влияния плазмы несколько меняет эту картину. В случае стандартной функции распределения (12.2) при $\varepsilon_* \gg m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$ роль плазмы по-прежнему невелика, а при $\varepsilon_* \ll m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$ появляется завал декремента затухания на частотах, меньших (12.18), аналогичный завалу коэффициента излучения.

Однако здесь возникает новая возможность того, что затухание может в принципе смениться раскачкой. Правда, для этого необходимо, чтобы функция распределения частиц по энергии была такой, что при энергии, соответствующей отрицательной части коэффициента реабсорбции, у нее был бы положительный наклон, т. е. чтобы в этом интервале энергий $\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{f_\varepsilon}{\varepsilon^2} \right) > 0$. Более того, функция распределения в остальном интервале энергий должна быть малой, иначе большая положительная часть подынтегрального выражения (12.37) перекроет малую отрицательную часть этого выражения. Иными словами, отрицательную реабсорбцию можно получить только тогда, когда функция распределения имеет максимум при значении энергии, определяемом выражением:

$$\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \approx \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}, \quad (12.45)$$

и резко спадает, почти обрывается по обе стороны этого максимума (круче ε^2 со стороны меньших энергий и круче $1/\varepsilon^2$ со стороны больших энергий). При этом раскачка излучения происходит в узком интервале частот вблизи частоты $\omega_n \approx \omega_{pe}^2 / 2\omega_{He}$. Инкремент раскачки имеет оценку

$$\gamma^l \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{He}^4}{\omega_{pe}^3}. \quad (12.46)$$

Чувствительность эффекта раскачки к выбору величины энергии релятивистских электронов и к определению оптической толщины, при которой раскачка становится заметной, иллюстрируется рис. 58 [Каплан (19666)], на котором

приведена полная (проинтегрированная по частотам) интенсивность излучения системы моноэнергетических релятивистских электронов в зависимости от их энергии

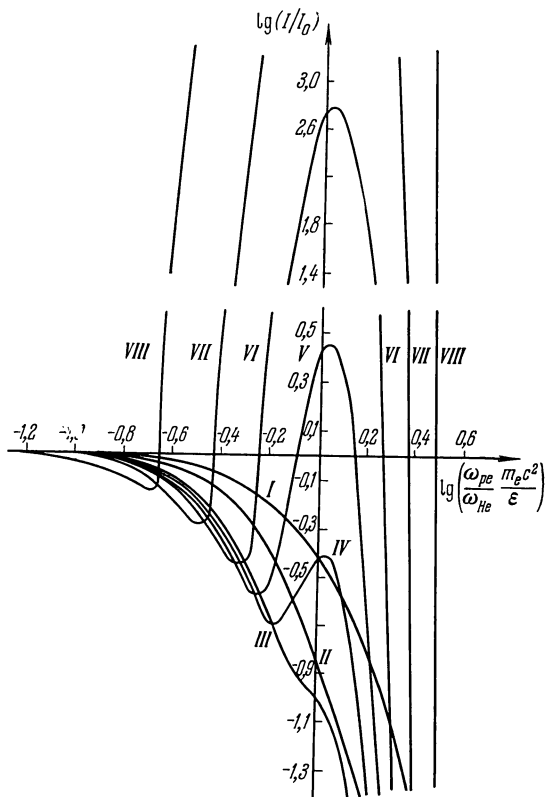


Рис. 58. Зависимость интенсивности электромагнитного излучения, раскачиваемого синхротронной неустойчивостью поперечных волн (учет влияния плазмы), от энергии частиц и оптической толщины системы τ_0 : I $\tau_0=1$; II—100; III—600; IV—800; V—1000; VI—1500; VII—3000; VIII—10 000.

ϵ_* и оптической толщины $\tau_0 = \gamma^t R/c$, где γ^t определен (12.46), а R — размер системы. Нелинейные эффекты при этом не учитываются; I_0 — интенсивность излучения при $\tau_0 \ll 1$. Из графиков рис. 58 видно, что рас-

качка, возможна только при $\tau_0 \gtrsim 10^3$ и для интервала энергий электронов

$$0,9 \lesssim \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \lesssim 1,5. \quad (12.47)$$

Подчеркнем, что если энергия моноэнергетических электронов ε_* выходит за пределы (12.47) или если условие $\tau_0 \gtrsim 10^3$ не выполнено, то усиления синхротронного излучения не произойдет. Важно также то, что при энергии частиц, даваемой условием (12.47), синхротронным механизмом излучаются более эффективно ленгмюровские, а не электромагнитные волны. Естественно ожидать, что и инкремент раскачки ленгмюровских волн будет много больше (12.46) [Горева, Суворов (1972); Каплан, Цытович (1972)]

Подставив в (12.39) выражение (12.22), найдем коэффициент синхротронной реабсорбции ленгмюровских волн:

$$\begin{aligned} \kappa^l = & \frac{2\pi^2 e^2 q^{1/2} (\omega_{He}/\omega_{pe})^{3/2}}{3 m_e \omega_{He}} \left\{ 2 + \frac{2}{3} q \left[1 + \left(\frac{\zeta}{q} \right)^2 \right]^{3/2} - \right. \\ & \left. - 2 \frac{\zeta^2}{q} \left[1 + \left(\frac{\zeta}{q} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \exp \left\{ - \frac{2}{3} q \left[1 + \left(\frac{\zeta}{q} \right)^2 \right]^{3/2} \right\}, \quad (12.48) \end{aligned}$$

где

$$\left(\frac{\zeta}{q} \right)^2 = 2 \frac{\omega_{pe} - kc}{\omega_{pe}} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2, \quad q = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2.$$

Мы специально записали (12.48) в обозначениях, делающих его похожим на (12.42). Анализ соотношения (12.48) сходен с проведенным выше для (12.42). Коэффициент реабсорбции положителен повсюду, за исключением небольшого интервала, где $\zeta^3 \gtrsim q^2$. Из (12.48) следует, что при k , точно равном $k_c = \omega_{pe}/c$, имеет место лишь затухание волн с декрементом:

$$\gamma^l = - \frac{2\pi^2 (\gamma - 1)}{3} \frac{e^2 c^2}{\omega_{pe} \varepsilon_*} n_* \approx - \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \omega_{pe}. \quad (12.49)$$

С уменьшением k коэффициент реабсорбции уменьшается и

при
$$\frac{k_c - k_1}{k_c} \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^{2/3} \quad (12.50)$$

становится отрицательным. Максимальное абсолютное его значение достигается примерно при

$$\frac{k_c - k_2}{k_c} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^{2/3}, \quad (12.51)$$

т. е. в середине интервала волновых чисел плазменных волн, генерируемых синхротронным механизмом. Если считать, что и здесь имеет место функция распределения с максимумом при энергии (12.45) и резкими обрывами со стороны больших и меньших энергий, то и на продольных волнах появляется синхротронная неустойчивость, но уже с инкрементом

$$\gamma^l \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \omega_{pe}. \quad (12.52)$$

Отношение электромагнитного и ленгмюровского инкрементов

$$\frac{\gamma^t}{\gamma^l} \approx \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^3 \ll 1. \quad (12.53)$$

Это неравенство заметно затрудняет синхротронную неустойчивость на электромагнитных волнах. В самом деле, как только на функции распределения образуется наклон, соответствующий синхротронной неустойчивости, то в первую очередь начнут возбуждаться ленгмюровские волны. Это обусловлено тем, что, во-первых, их инкремент много больше; во-вторых, групповая скорость продольных плазмонов много меньше групповой скорости электромагнитных волн, и поэтому для них оптическая толщина гораздо раньше станет больше единицы; в-третьих, хотя декремент столкновительного затухания ленгмюровских волн и больше, чем поперечных, но их отношение равно $(\omega_{pe}/\omega_{He})^2$; иными словами, возможна даже реализация условий, при которых γ^t будет меньше, а γ^l — больше соответствующего декремента затухания.

Вместе с тем синхротронную неустойчивость на продольных плазмонах легче стабилизировать нелинейными процессами, чем синхротронную неустойчивость на электромагнитных волнах, так что возможен и случай, когда

будет иметь место заметное возбуждение только электромагнитных волн.

Продольные плазмоны с фазовой скоростью, меньшей c , испытывают и затухание Ландау на релятивистских частицах. Соответствующее вычисление коэффициента реабсорбции элементарно, поскольку u_k здесь не зависит от энергии:

$$\kappa^l = \frac{2u_k \omega_{pe}}{\varepsilon} = \frac{\pi \omega_{pe}^4}{c^3 k^3 n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon}. \quad (12.54)$$

Интегрируя с функцией распределения (12.2), находим декремент затухания:

$$\gamma^l \approx - \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^4}{(ck)^3} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}. \quad (12.55)$$

Декремент быстро падает с ростом волнового числа. Мак-

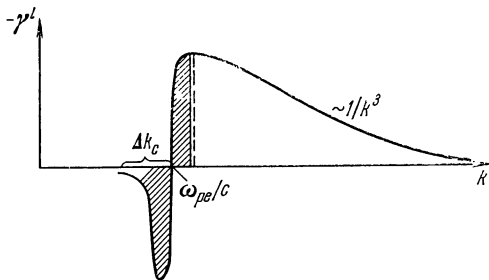


Рис. 59. Затухание и раскачка ленгмюровских волн изотропными релятивистскими частицами. Заштрихованная область соответствует синхротронному механизму, незаштрихованная — черенковскому механизму излучения. Раскачка возникает при $k < \omega_{pe}/c$ в интервале Δk_c [см. формулу (12.24)].

симальное его значение при $k \approx k_c$ равно

$$\gamma^l \approx - \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \omega_{pe}, \quad (12.56)$$

т. е. имеет тот же порядок, что и синхротронный декремент. Общее поведение декремента затухания ленгмюровских волн изображено на рис. 59. Подчеркнем, что при $k > k_c$ имеет место затухание Ландау, а при $k < k_c$ в узком интервале — синхротронное затухание. Естественно, что оба вида затухания надо учитывать, когда

соответствующий декремент больше частоты столкновений, т. е. при $\gamma^i \gg v_e$.

Приведем также выражение декремента затухания Лаандау для альвеновских волн на релятивистских частицах с функцией распределения (12.2):

$$\begin{aligned} \gamma^a &= - \frac{\pi^2 e^2 v_a^2}{3ck} \int_{eH/k}^{\infty} f_\varepsilon \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \\ &= - \frac{(\gamma - 1) \pi^2}{6} \frac{e^2 v_a^2 n_*}{c \varepsilon_* k_*} \frac{\lambda[\lambda(\gamma + 1) + 1]}{(1 + \lambda)^{\gamma+1}}, \quad (12.57) \end{aligned}$$

где приведенная длина альвеновских волн $\lambda = k_*/k$, $k_* = eH/\varepsilon_*$. Максимальной величины декремент достигает при $k \approx k_*$:

$$\gamma^a \approx - 0,1 \frac{n_*}{n_e} \omega_{Hi}. \quad (12.58)$$

Этот декремент в случае относительно большой концентрации релятивистских частиц может оказаться больше декремента столкновительного затухания.

Анизотропные распределения и раскачка плазменных волн релятивистскими частицами. В начале этого параграфа мы упоминали о том, что в космических условиях достаточно часто встречаются и анизотропные распределения скоростей частиц, а возможно, и достаточно узкие пучки. Здесь заведомо могут выполняться условия $k \frac{\partial f_p}{\partial p} > 0$.

Однако, как уже отмечалось, синхротронная раскачка электромагнитного поля излучения и здесь в астрофизических условиях маловероятна. Речь в данном случае идет об эффекте раскачки электромагнитного поля, возникающем благодаря анизотропии распределения электронов в отсутствие холодной плазмы [Сазонов, Цытович (1968)]. Напомним, что изотропные электроны в этом случае всегда приводят к поглощению, и для раскачки необходимо, чтобы степень анизотропии в распределении электронов превосходила некое критическое значение, которое можно найти из следующих простых соображений.

Синхротронное излучение ультрарелятивистских электронов сосредоточено в узком телесном угле порядка

$(m_e c^2/\varepsilon)^2$. Поэтому, только если функция распределения заметно меняется в пределах таких углов, на излучении скажется перенаселенность уровней энергии, связанная с анизотропией. Таким образом, степень анизотропии для раскачки должна быть весьма большой: $\theta \ll m_e c^2/\varepsilon$.

Подобная раскачка электромагнитного синхротронного излучения могла бы иметь место, например, если бы все электроны двигались строго в одной плоскости, перпендикулярной к магнитному полю. Однако такое распределение нестабильно относительно многих плазменных неустойчивостей, и маловероятно, чтобы такое распределение скоростей частиц часто реализовалось в космических условиях.

Сильно анизотропное распределение скоростей частиц с $\theta \ll m_e c^2/\varepsilon$, вообще говоря, в космических условиях может реализоваться в том важном случае, когда пучок частиц движется почти строго вдоль магнитного поля. Но при этом вообще нет синхротронного излучения в обычном понимании. Этот случай будет отдельно рассмотрен в следующей главе.

Таким образом, анизотропная синхротронная неустойчивость в космических условиях маловероятна. Но для ряда астрофизических объектов имеет большое значение пучковая неустойчивость релятивистских частиц по отношению к возбуждению других плазменных волн [Гинзбург (1965); Цытович (1966б); Лерч (1966) — (1968)].

Рассмотрим раскачку продольных плазмонов анизотропным пучком релятивистских электронов, причем будем считать, что разброс направлений скоростей частиц удовлетворяет неравенству

$$1 > (\Delta\theta)^2 > \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^2. \quad (12.59)$$

Величина инкремента раскачки существенно зависит от $(\Delta\theta)^2$. Нетрудно убедиться в том, что если $(\Delta\theta)^2$ не слишком мало по сравнению с единицей, то для вычисления инкремента следует воспользоваться усредненной вероятностью черенковского излучения, и величина инкремента будет такого же порядка, что и декремента (12.56), т. е.

$$\frac{\gamma^1}{\omega_{pe}} \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \quad (1 \gtrsim (\Delta\theta)^2). \quad (12.60)$$

Существенно, что здесь инкремент почти не зависит и от разброса по энергиям $\Delta \epsilon_*$, но формула (12.60) справедлива, пока этот разброс и угловой разброс $\Delta \theta$ не слишком малы (соответствующий критерий приведен ниже).

В случае узких пучков производная от функции распределения по направлениям вносит бóльший вклад в инкремент, чем производная по энергии. Здесь для оценки инкремента можно воспользоваться соотношением $[(\Delta \theta)^2 \gg (m_e c^2 / \epsilon_*)^2]$:

$$\frac{\partial f_p}{\partial p} \approx \frac{n_*}{(p \Delta \theta)^2} \approx \frac{n_* c^2}{\epsilon_*^2 (\Delta \theta)^2}. \quad (12.61)$$

Поэтому для инкремента имеем оценку

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\epsilon_*} \frac{1}{(\Delta \theta)^2}. \quad (12.62)$$

Более точное выражение вместо $1/(\Delta \theta)^2$ содержит

$$\frac{(\Delta \theta)^2 + (m_e c^2 / \epsilon_*)^2}{[(\Delta \theta)^2 + (m_e c^2 / \epsilon_*)^2 (\Delta \epsilon_* / \epsilon_*)^2]},$$

которое при $(\Delta \theta)^2 \gg (m_e c^2 / \epsilon_*)^2$ практически совпадает с $1/(\Delta \theta)^2$. Строгий вывод последней формулы дан в работах Цытовича (1969в) и Рудакова (1970). Максимальное значение инкремента достигается при этом в случае, когда $(\Delta \theta)^2 \leq (m_e c^2 / \epsilon_*)^2 (\Delta \epsilon_* / \epsilon_*)$:

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \left(\frac{\epsilon_*}{\Delta \epsilon_*} \right)^2. \quad (12.63)$$

Этот инкремент зависит от разброса по энергиям $\Delta \epsilon_*$, однако такая зависимость исчезает уже тогда, когда $(\Delta \theta)^2 \gg (m_e c^2 / \epsilon_*)^2 (\Delta \epsilon_* / \epsilon_*)$.

Как показывает анализ, в процессе генерации продольных плазмонов теряется преимущественно продольная энергия частиц, т. е. угловой разброс остается порядка $\Delta \theta$ даже при возбуждении довольно интенсивной турбулентности.

При малом разбросе по энергиям и углам (так называемый моноэнергетический пучок) появляется гидродинамическая неустойчивость с инкрементом [Файнберг,

Шапиро, Шевченко (1969)]:

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx \left(\frac{n_*}{n_e}\right)^{1/3} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^{1/3} \left[\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^2 + (\Delta\theta)^2\right]^{1/3}. \quad (12.64)$$

Формула (12.64) справедлива до тех пор, пока инкремент γ^l меньше $(k\Delta v) \approx \omega_{pe} [(\Delta v/c) + (\Delta\theta)^2]$, где Δv — разброс скоростей, соответствующий разбросу энергий $\Delta\varepsilon_*$. Отсюда имеем критерий для разброса энергий пучка, у которого гидродинамическая неустойчивость больше кинетической:

$$\left[(\Delta\theta)^2 + \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^2 \frac{\Delta\varepsilon_*}{\varepsilon_*}\right] \lesssim \left(\frac{n_*}{n_e}\right)^{1/3} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^{1/3} \left[\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^2 + (\Delta\theta)^2\right]^{1/3}. \quad (12.65)$$

Как правило, гидродинамическая неустойчивость не стабилизируется. Поэтому, если у вновь сформировавшегося пучка разброс по энергиям и углам очень мал, меньше (12.65), он очень быстро, с инкрементом (12.64), увеличивает разброс энергий до величины порядка (12.65). После этого наступает стадия кинетической неустойчивости [инкременты (12.60) — (12.63)]. Как будет показано ниже, кинетическая неустойчивость релятивистских пучков довольно легко стабилизируется нелинейными процессами, так что параметры пучка могут сохраняться значительный промежуток времени при условиях, определяемых разбросом по энергиям и направлениям, даваемых (12.65).

Анизотропно распределенные частицы могут раскачивать волны и других типов, в частности, альвеновские [Лерч (1967)]. При этом максимальный инкремент имеет порядок величины (12.58), отличаясь лишь знаком.

Стабилизация неустойчивостей релятивистских частиц. Роль стабилизации неустойчивостей в космических условиях, где характерные времена много больше обратных величин любых инкрементов, очень велика. Если бы не было такой стабилизации, то трудно было бы вообще обнаружить развитие и поддержание определенного уровня плазменной турбулентности. Роль стабилизации

пучков в определении спорадического излучения Солнца подробно рассматривалась в § 8.

Еще существеннее стабилизация неустойчивостей ультрарелятивистских частиц. Это объясняется несколькими причинами. Во-первых, инкременты неустойчивостей ультрарелятивистских частиц относительно малы (следует иметь в виду, что инкременты раскачки определяются числом релятивистских частиц, а инкременты стабилизирующих нелинейных процессов — концентрацией частиц основной плазмы). Во-вторых, характерное время изменения энергии при квазилинейной релаксации релятивистских частиц также достаточно велико. В-третьих, интервал волновых чисел продольных плазмонов, возбуждаемых ультрарелятивистским пучком,

$$\frac{\Delta k}{k} \approx \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_*} + (\Delta \theta)^2, \quad (12.66)$$

как правило, очень узок, и нелинейная перекачка быстро выводит продольные плазмоны из резонанса с частицами пучка. Более того, если Δk в (12.66) меньше $k_* \approx (1/3) \sqrt{m_e/m_i} (\omega_{pe}/v_{Te})$, задаваемого (3.8) при $T_e = T_i$, то продольный плазмон уходит из резонанса с пучком сразу в одном акте нелинейного рассеяния, и если при этом величина инкремента раскачки меньше инкремента нелинейной перекачки, то пучок ультрарелятивистских частиц практически не возбуждает ленгмюровских волн (так как в резонансной области волновых чисел $W_k^l \approx 0$). Такой пучок практически полностью стабилизирован по отношению к возбуждению продольных плазмонов [Цытович, Шапиро (1965); Цытович (1966б, 1969в)]. Пользуясь формулой (3.17), где $\frac{\partial W_k^l}{\partial k}$ заменено на W^l/kk_* , находим критерий такой «абсолютной» стабилизации:

$$\frac{W^l}{n \varepsilon_*} \gtrsim \frac{10}{(\Delta \theta)^2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^3 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 \quad (12.67)$$

при необходимом условии, следующем из неравенства $k_* > \Delta k$:

$$\frac{1}{3} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{c}{v_{Te}} > \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_*} + (\Delta \theta)^2. \quad (12.68)$$

В формуле (12.67) W^l есть плотность энергии плазмонов, не находящихся в резонансе с частицами пучка; резонансных плазмонов здесь практически нет.

Неравенство (12.68) для ультрарелятивистских пучков в космических условиях, как правило, выполнено. Можно считать, что любой ультрарелятивистский пучок в космической плазме возбуждает турбулентность продольных плазмонов до уровня, определяемого равенством (12.67), и в дальнейшем, оставаясь стабилизированным, поддерживает турбулентность на этом уровне, если диссипативные процессы приводят к уменьшению числа продольных плазмонов.

Если $k_* < \Delta k$, то «абсолютной» стабилизации нет, но имеет место обычная стабилизованная квазилинейная релаксация типа рассмотренной в § 8. Здесь характерный декремент релаксации пучка при возбуждении турбулентности продольных плазмонов:

$$\frac{\gamma_*^l}{\omega_{pe}} \approx \frac{c^2 D_{\perp}^l}{\omega_{pe} \varepsilon_*^2 (\Delta\theta)^2} \approx 30 \frac{m_i}{m_e} \frac{m_*}{n_e} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^3 \ll \frac{\gamma^l}{\omega_{pe}}, \quad (12.69)$$

где принято $\Delta\theta > (m_e c^2 / \varepsilon_*)^2 (\Delta\varepsilon_* / \varepsilon_*)$. Здесь $1/\gamma_*^l$ есть время распада пучка, а $1/\gamma^l$ — время заметного повышения уровня энергии продольных плазмонов.

Синхротронная неустойчивость ленгмюровских волн, генерируемых изотропно распределенными релятивистскими электронами, также может быть стабилизирована. Все отличие от рассмотренного выше случая стабилизации пучка сводится к тому, что здесь другой интервал волновых чисел продольных плазмонов, находящихся в резонансе с неустойчивой частью функции распределения частиц, а именно, теперь вместо (12.66) следует учитывать (12.51). Пользуясь методом § 8, находим спектральную плотность энергии продольных плазмонов в резонансном интервале волновых чисел:

$$W_k^l \approx \frac{\gamma^l \Delta k}{\alpha^l} \approx 30 \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^{3/3} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^4 \frac{c}{\omega_{pe}} n_* \varepsilon_*. \quad (12.70)$$

Подставляя эту величину в выражение для коэффициента диффузии (5.6), находим характерный декремент

релаксации релятивистских электронов из-за неустойчивости на продольных волнах:

$$\frac{\gamma_*^l}{\omega_{pe}} \approx \frac{c^2 D_{\parallel}^l}{\omega_{pe} \varepsilon_*^2} \approx 30 \frac{n_*}{n_e} \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^{4/3} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^{13/3} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^4. \quad (12.71)$$

Сравнивая (12.71) и (12.52), убеждаемся, что действительно декремент релаксации синхротронной неустойчивости практически всегда на несколько порядков меньше инкремента раскачки продольных плазмонов γ^l для той же синхротронной неустойчивости. Это и означает, что эффект стабилизации обычно имеет место, т. е. время релаксации релятивистских электронов из-за неустойчивости намного больше характерного времени нарастания ленгмюровских колебаний. Нужно, конечно, иметь в виду, что интенсивность плазменной турбулентности в области ее непосредственного воздействия на релятивистские электроны следует рассчитывать при учете нелинейной откачки, стабилизирующей эту неустойчивость.

Аналогичным образом рассматривается и стабилизация синхротронной неустойчивости на электромагнитных волнах. Индуцированное комptonовское рассеяние или распадный процесс $t \rightarrow t' \pm l$ выводят электромагнитные волны из резонанса с синхротронной неустойчивостью и тем самым ее стабилизируют. Оба нелинейных эффекта приводят к примерно одинаковому результату, и поэтому примем для инкремента стабилизирующего процесса формулу (3.37), которую здесь запишем в виде

$$\frac{\gamma^t}{\omega_{pe}} \approx \frac{\pi}{3} \frac{\omega_{pe}^3}{n_e m_e c^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_{\omega}^t}{\omega} \right) \approx \frac{W^t}{n_e m_e c^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^3. \quad (12.72)$$

Подставляя сюда $\omega \approx \omega_n$ из (12.43) при $\varepsilon \approx m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$, т. е. полагая $\omega_n \approx \omega_{pe}^2 / \omega_{He}$, и сравнивая инкремент нелинейной перекачки с инкрементом возбуждения электромагнитных волн синхротронной неустойчивости (12.46), находим плотность энергии электромагнитных волн, при которой возникает стабилизация:

$$\frac{W^t}{n_e m_e c^2} \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}. \quad (12.73)$$

Такая плотность энергии устанавливается в результате баланса между возбуждением электромагнитных волн и их откачкой из резонанса с синхротронной неустойчивостью. Из (12.73) следует, что всегда $W^t \ll n_* \varepsilon_*$; это и означает, что релаксация синхротронной неустойчивости на электромагнитных волнах тоже происходит относительно медленно. Формула (12.72) определяет и спектр электромагнитного излучения в нерезонансной области $W_\omega^t \sim \omega$ (рис. 60).

В § 14 будет получен коэффициент диффузионного ускорения релятивистских электронов при поглощении ими электромагнитных волн в синхротронном механизме [формула (14.16)]. Пользуясь этим соотношением, можно оценить и время релаксации синхротронной неустойчивости. Имеем для диффузионного коэффициента синхротронного ускорения:

$$D_{\parallel}^t \approx \frac{\pi^2 e^2}{\omega} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 W^t \approx \frac{m_e \omega_{He}}{n_e} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^2 W^t. \quad (12.74)$$

Отсюда декремент релаксации:

$$\frac{\gamma_*^t}{\omega_{pe}} \approx \frac{c^2 D_{\parallel}^t}{\omega_{pe} \varepsilon_*^2} \approx \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^6. \quad (12.75)$$

Отношение декремента релаксации на электромагнитных волнах к декременту релаксации на продольных волнах в синхротронной неустойчивости:

$$\frac{\gamma_*^t}{\gamma_{\parallel}^t} \approx 10^{-5} \left(\frac{c}{v_{Te}} \right)^4 \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^{1/3}. \quad (12.76)$$

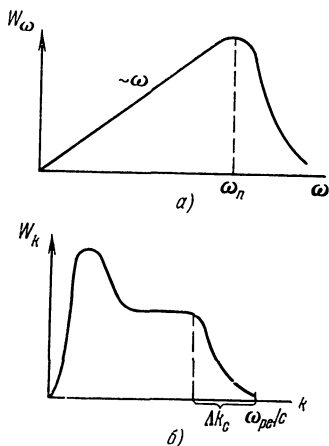


Рис. 60. Спектры поперечных (а) и продольных (б) волн, возбуждаемых синхротронной неустойчивостью при изотропном распределении излучающих частиц.

Это отношение может быть и больше единицы, и меньше ее, так что в различных конкретных условиях распад синхротронной неустойчивости может происходить различным образом. Здесь сравнивались γ_*^l и γ_*^l для одной и той же энергии электронов $\varepsilon_* \approx m_e c^2 \omega_{pe} / \omega_{He}$, в то время, как γ_*^l достигает максимума при $\varepsilon_* \approx m_e c^2 (\omega_{pe} / \omega_{He})^{1/2}$.

Формулы настоящего раздела, в частности оценки плотности энергии продольных плазмонов, возбужденных пучковой неустойчивостью ультрарелятивистских электронов [формула (12.67)] и оценка плотности энергии электромагнитных волн, возбужденных синхротронной неустойчивостью [формула (12.73)], могут быть использованы для интерпретации наблюдательных данных. К этому вопросу мы обратимся в § 15.

§ 13. Плазменные и комптоновские механизмы излучения ультрарелятивистских частиц

Плазменными механизмами излучения выше мы называли конверсию плазменных волн в электромагнитное излучение при комптоновском или нелинейном рассеянии их на частицах плазмы. Однако такая конверсия имеет место и при рассеянии на релятивистских частицах [Гайлитис, Цытович (1964a)]. Рассмотрим здесь эти механизмы, включив сюда и обычное комптоновское рассеяние электромагнитных волн. Особый интерес плазменных механизмов излучения релятивистских частиц для астрофизики состоит в том, что при этом происходит существенное повышение частоты. Напомним, что конверсия в холодной плазме происходит практически без изменения частоты. Проще всего этот эффект выявить при помощи закона сохранения энергии и импульса при рассеянии.

Анализ законов сохранения при рассеянии. Как известно, параметры рассеиваемой и рассеянной волн связаны законом сохранения [формулы (3.2), (3.3)]. Параметры рассеиваемой (падающей) волны будем обозначать штрихами.

Пусть ω — частота электромагнитной волны с дисперсионным соотношением $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2$, причем будем считать $\omega \gg \omega_{pe}$. Тогда условие (3.3) переписется

в таком виде:

$$\omega(\mathbf{k}) = \omega'(\mathbf{k}') + (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \mathbf{v} = \frac{\omega'(\mathbf{k}') - (\mathbf{k}' \mathbf{v})}{1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta + \frac{1}{2} \frac{v}{c} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \approx \frac{2 [\omega'(\mathbf{k}') - (\mathbf{k}' \mathbf{v})]}{\left(\frac{mc^2}{\varepsilon}\right)^2 + \vartheta^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}, \quad (13.1)$$

где m — масса частицы (электрона или иона).

Формула (13.1) справедлива и для комптоновского рассеяния. Если ω' отвечает тоже электромагнитной волне (пусть для простоты $\omega' \gg \omega_{pe}$ и $\vartheta' \gg mc^2/\varepsilon$), то

$$\omega = \omega' \frac{2(1 - \cos \vartheta')}{(mc^2/\varepsilon)^2 + \vartheta'^2}. \quad (13.2)$$

В зависимости от углов ϑ и ϑ' при рассеянии излучаются различные частоты, от $\omega = \omega_{pe}$ до

$$\omega_{\max} = 4\omega' \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^2. \quad (13.3)$$

Однако вероятность излучения различных частот в этом широком спектре весьма различна. В соответствии с общими свойствами излучения релятивистских частиц находим, что максимум излучения, причем очень резкий, приходится на частоты, близкие к (13.3), поскольку они соответствуют случаю $\vartheta \rightarrow 0$, т. е. концентрации излучения внутри телесного угла меньше $(mc^2/\varepsilon)^2$.

В эффekte Комптона релятивистская частица также может поглотить высокочастотное излучение, идущее почти строго по движению частицы ($\cos \vartheta' \approx 1$), и переизлучить более низкочастотные волны

$$\omega_{pe} \leq \omega \leq \omega' \frac{(mc^2/\varepsilon)^2 + (\omega_{pe}/\omega')^2}{2(1 - \cos \vartheta) + (\omega_{pe}/\omega)^2} \quad (13.4)$$

более или менее равномерно во всех направлениях. Здесь сохранение членов $(\omega_{pe}/\omega)^2$ и $(\omega_{pe}/\omega')^2$ необходимо, поскольку частота рассеянных волн мала, а также возможен случай $\cos \vartheta = 1$.

Комптоновское рассеяние ленгмюровских волн с конверсией их в электромагнитные, очевидно, идет только с увеличением частоты. Здесь удобно различать два случая: фазовые скорости продольных плазмонов много больше и много меньше скорости света.

В первом случае в выражении (13.1) можно опустить $(k'v)$ и $(\omega_{pe}/\omega)^2$. Тогда получим для частоты электромагнитной волны при конверсии продольного плазмона:

$$\omega = \frac{2\omega_{pe}}{(mc^2/\varepsilon)^2 + \vartheta^2}. \quad (13.5)$$

И здесь с наибольшей вероятностью переизлучается частота, близкая к верхнему пределу $\omega = 2\omega_{pe}(\varepsilon/mc^2)^2$.

При рассеянии продольных плазмонов с малой фазовой скоростью вместо (13.5) имеем

$$\omega = \frac{2k'v |\cos \vartheta'|}{(mc^2/\varepsilon)^2 + \vartheta^2} \leq 2k'c \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^2, \quad (13.6)$$

причем здесь конвертируются в электромагнитные волны только те плазмоны, у которых волновой вектор составляет с вектором скорости угол $\vartheta' > \pi/2$ [так как должно быть $(k'v) < 0$]. Заметим, что так как для продольных плазмонов $k' \leq (1/3) (\omega_{pe}/v_{Te})$, то при конверсии возможно излучение частот электромагнитных волн до $(2/3) (c/v_{Te}) (\varepsilon/mc^2)^2 \omega_{pe}$.

Наконец, в электромагнитные волны могут конвертироваться и другие плазменные волны. Поскольку у всех этих волн фазовые скорости меньше скорости света, то излучаемые частоты

$$\omega = \frac{2k'c |\cos \vartheta'|}{(mc^2/\varepsilon)^2 + \vartheta^2 + \omega_{pe}^2/\omega^2}. \quad (13.7)$$

Здесь следует сохранить член $(\omega_{pe}/\omega)^2$, поскольку теперь излучаемые частоты не обязательно много больше ω_{pe} . В частности, если электромагнитные волны излучаются при рассеянии на ультрарелятивистских частицах очень низкочастотных плазменных волн, то для излучаемых частот имеем

$$\omega = \frac{\omega_{pe}^2}{2ck' |\cos \vartheta'|}. \quad (13.8)$$

Следует отметить еще один случай. При рассеянии гирочастотных плазмонов с $\omega' \approx \omega_{He}$ также образуются электромагнитные волны с частотами

$$\omega = 2\omega_{He} \frac{c}{v_p} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^2, \quad (13.9)$$

если фазовая скорость плазмонов меньше скорости света, и

$$\omega = 2\omega_{He} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2, \quad (13.10)$$

если их фазовая скорость больше скорости света (последнее возможно в плазме с $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$).

Частоты (13.9) и (13.10) можно сопоставить с частотой синхротронного излучения (12.4). Конечно, на синхротронной частоте релятивистский электрон излучает всегда, а на частотах (13.9) и (13.10) — только при наличии плазменных волн с частотой ω_{He} , но зато здесь повышение частоты при той же энергии частиц заметно больше. Для релятивистского иона формула синхротронного излучения содержала бы ω_{Hi} , в то время как при рассеянии ионом гирочастотных плазмонов излучается частота (13.10). Существенное следствие проведенного анализа состоит в том, что плазменные синхротронные механизмы излучения дают одинаковую зависимость максимальной излучаемой частоты от энергии релятивистской частицы $\omega_{\max} \sim (\varepsilon/mc^2)^2$.

Приведенные здесь законы сохранения справедливы в одинаковой мере как для комптоновского рассеяния на ультрарелятивистских электронах, так и для нелинейного рассеяния на поляризационных «шубах» тех же электронов и релятивистских ионов. Различие появляется только тогда, когда мы переходим к анализу направленности рассеянного излучения.

Комптоновское рассеяние на ультрарелятивистском электроне всегда сопровождается концентрацией излучения в узком телесном угле $(mc^2/\varepsilon)^2$, и поэтому здесь конверсия идет с преимуществом в пользу наиболее высоких частот.

Поляризационная «шуба» ультрарелятивистских частиц также перемещается со скоростью света, но сами частицы этой «шубы» имеют лишь тепловые скорости. Здесь нет концентрации излучения в узком телесном угле, оно распределено более или менее изотропно. Поэтому, хотя нелинейное рассеяние на «шубе» ультрарелятивистских частиц также может приводить к конверсии в электромагнитные волны высоких частот, вероятность такой конверсии мала.

Представляет особый интерес расчет нелинейного рассеяния на «шубе» релятивистских ионов, ибо другого способа наблюдать их излучение у нас нет. Вместе с тем есть основания ожидать, что релятивистских ионов в некоторых объектах много больше, чем электронов, поскольку ионы медленнее теряют свою энергию. По крайней мере в космических лучах наблюдаемые энергии ионов на два порядка больше, чем электронов. Конверсия при нелинейном рассеянии на «шубах» релятивистских электронов существенно меньше, чем подобная конверсия при комптоновском рассеянии.

Нелинейное рассеяние электромагнитных и ленгмюровских волн на релятивистских ионах. Как следует из анализа законов сохранения, нелинейное рассеяние ленгмюровских и электромагнитных волн на «шубе» приводит к генерации высокочастотных электромагнитных волн, хотя и с относительно небольшой интенсивностью. Подробный расчет для случая конверсии при нелинейном рассеянии любых плазменных волн как на релятивистских, так и на нерелятивистских ионах был проведен Капланом и Цытовичем (1968 г). Здесь мы изложим только результаты расчета рассеяния ленгмюровских волн: во-первых, в этом случае можно получить наибольшее увеличение частоты, а во-вторых, плотность энергии продольных плазмонов может быть сравнительно велика.

В объектах с большой плотностью электромагнитного излучения можно ожидать и заметного нелинейного рассеяния электромагнитных волн на «шубах» релятивистских ионов. Мы также приведем соответствующую оценочную формулу.

Вероятность излучения рассчитывается обычным методом (см. Приложение IV). Для того чтобы получить более простые выражения, можно усреднить эту вероятность как по направлениям волновых векторов плазменной турбулентности, так и по направлениям волновых векторов рассеянных электромагнитных волн. В этом случае для интервала энергий $m_i c^2 \ll \varepsilon \ll m_i^2 c^2 / m_e$ имеем

$$u_{k, k'} = \frac{(2\pi)^3}{8} \frac{Z^2 \omega_{pe} e^4}{m_e^2 \omega^4} \frac{k'}{k} \Phi(\omega, k', \varepsilon). \quad (13.11)$$

Здесь $k = \omega/c$, $k' \gg \omega_{pe}/c$ — волновое число плазменной турбулентности, а функция $\Phi(\omega, k', \varepsilon)$ определяет ре-

зультат усреднения вероятности по углу ϑ между векторами \mathbf{k} и \mathbf{v} . Она имеет вид

$$\Phi(\omega, k', \varepsilon) = \ln \left[\frac{2ck'}{\omega} \left(\frac{\varepsilon}{m_i c^2} \right)^2 \right] + \frac{(\omega/2)(m_i c^2/\varepsilon)^2 - ck'}{ck'}. \quad (13.12)$$

Теперь нетрудно найти и все параметры конверсии. Коэффициент спонтанного излучения:

$$J_{\omega}^t(l+i \rightarrow t+i') = \frac{\omega^3}{2\pi^2 c^3} \int u_{k, k'} N_{k'}^l f_{\varepsilon} \frac{dk' d\varepsilon}{(2\pi)^3}. \quad (13.13)$$

Подставим в этот интеграл вместо $N_{k'}^l$ спектральную плотность энергии изотропной плазменной турбулентности и примем для f_{ε} спадающую часть функции распределения (12.2) (которой отвечает наибольшее увеличение частоты), подразумеваемая теперь под n_* концентрацию релятивистских ионов. Тогда получим

$$J_{\omega}^t = \frac{\pi \gamma Z^2 e^4 n_*}{(\gamma-1)m_e^2 c^3 \omega} \int \left(\frac{2ck'}{\omega} \right)^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_i c^2} \right)^{\gamma-1} W_{k'}^l dk'. \quad (13.14)$$

Здесь принято, что для всех волновых чисел плазменной турбулентности минимальная энергия ионов, способных излучать на частоте ω , больше ε_* , т. е.

$$\varepsilon_{\min} = m_i c^2 \left(\frac{\omega}{2ck'} \right)^{1/2} \gg \varepsilon_*. \quad (13.15)$$

Как и следовало ожидать, наибольший вклад в излучение вносят продольные плазмоны с максимальным волновым числом $k' \approx k_g$. Опуская численные множители порядка единицы (зависящие от γ) и считая $\varepsilon_* \approx m_i c^2$, имеем оценку:

$$J_{\omega}^t \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{Z^2 \omega_{pe}^3}{n_e c^3} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^{(\gamma+3)/2} \left(\frac{k_g c}{\omega_{pe}} \right)^{(\gamma+1)/2} W^t. \quad (13.16)$$

В соответствии со сказанным в предыдущем разделе спектр излучения круто спадает с частотой как $\omega^{-(\gamma+3)/2}$, т. е. для ионов космических лучей — примерно как ω^{-3} .

Физический смысл такой зависимости нетрудно объяснить. Мощность излучения на данной частоте в первую

очередь определяется числом ионов, способных при учете законов сохранения генерировать такое излучение. Подобная картина имеет место и в синхротронном излучении. Но там спектр спадает медленнее, как $\omega^{-(\gamma-1)/2}$. Более крутое падение с частотой связано с тем, что поляризация «шубы» падает с ростом частоты как $\epsilon - 1 \approx \omega_{pe}^2/\omega^2$. Это и дает дополнительный множитель $\sim \omega^{-2}$.

Сейчас трудно сказать, можно ли выделить рассматриваемое излучение на фоне других механизмов. Однако в турбулентной плазме с большой концентрацией многозарядных релятивистских ионов оно может играть заметную роль.

Стандартным методом рассчитывается и декремент затухания электромагнитных волн при их обратной конверсии в плазменные волны, связанной с нелинейным рассеянием на релятивистских ионах. Для степенного распределения в том же приближении, что и формула (13.16), имеем

$$\frac{\gamma^l (l + i \leftrightarrow i' + t)}{\omega_{pe}} \approx - \frac{n_*}{n_e} \frac{Z^2 W^l}{n_e m_e c^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^{(\gamma+8)/2}. \quad (13.17)$$

Декремент очень быстро падает с ростом частоты. Анизотропия распределения скоростей ионов приводит к усилению электромагнитных волн с инкрементом порядка (13.17). Наконец, дадим оценочную формулу, определяющую коэффициент излучения электромагнитных волн, возникающих при нелинейном рассеянии на поляризационных «шубах» релятивистских ионов более низкочастотных, но также электромагнитных волн. По-прежнему считаем распределение ионов по энергиям степенным. Имеем

$$J_\omega^l (t' + i \rightarrow t + i') \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^4}{n_e c^3} \int_0^\infty \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^{(\gamma+3)/2} I_{\omega'} \frac{d\omega'}{\omega'}, \quad (13.18)$$

$$\frac{\omega}{4} \left(\frac{m_i c^2}{\epsilon} \right)^2$$

где $I_{\omega'}$ — интенсивность низкочастотного электромагнитного излучения. Здесь тот же спектр рассеянного излучения, что и в случае рассеяния продольных плазменных волн. Рассеяние ленгмюровских волн эффективнее, чем

рассеяние электромагнитных волн, если

$$W^l \gtrsim \left(\frac{\omega_*}{k_g c} \right)^{(\gamma+1)/2} W^t, \quad (13.19)$$

где ω_* — частота максимума спектра рассеиваемого электромагнитного излучения, а W^t — его плотность. В Приложении приведены вероятности конверсии на релятивистских ионах всех наиболее важных мод плазменной турбулентности.

Комптоновское рассеяние электромагнитных и ленгмюровских волн на релятивистских электронах. Ультрарелятивистский электрон, движущийся по спирали в постоянном внешнем магнитном поле, колеблется с частотой $\omega_{He} m_e c^2 / \varepsilon$ и генерирует синхротронное излучение. Если, кроме того, он оказывается в поле интенсивной плазменной турбулентности и интенсивных электромагнитных волн, то его движение еще модулируется с частотой плазменных волн (например, ω_{pe} или частотой излучения ω'). В результате электрон излучает очень широкий спектр частот с несколькими максимумами. Один из них расположен на частоте ω_{He} ($\varepsilon / m_e c^2$)², другой — на частоте $\omega_{pe} (\varepsilon / m_e c^2)^2$, третий — на частоте $\omega' (\varepsilon / m_e c^2)^2$. Относительная величина максимумов определяется плотностями магнитной, плазменной и электромагнитной энергий.

Таким образом, весь спектр, по существу, генерируется одним механизмом излучения; различия связаны лишь с причинами неравномерности движения электрона. Естественно, что и коэффициенты излучения при сравнимых ускорениях будут примерно одинаковыми.

Начнем с простейшего случая — конверсии продольных и поперечных плазмонов с частотой ω_{pe} и фазовой скоростью, много большей скорости света, подробно рассмотренной в работах Цытовича и Чихачева (1969, 1970).

Заметим, что у продольных плазмонов может быть и $v_p < c$ и $v_p > c$. Случай $v_p \gg c$ интересен тем, что здесь вероятность рассеяния не зависит в первом приближении от волнового числа плазмона, и поэтому параметры излучения определяются только общей плотностью энергии плазменной турбулентности с $v_p > c$,

Усредненная по направлениям как рассеиваемых плазмонов, так и генерируемых высокочастотных волн вероятность конверсии продольных и поперечных плазмонов одинакова и равна

$$\bar{u}_k = \frac{1}{2} \int u_{k,k'} \sin \vartheta' d\vartheta' = \frac{\pi}{12} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \left[\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 - 2 \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right] \right\}. \quad (13.20)$$

Поскольку согласно сказанному выше эта вероятность одинакова для всех плазмонов с $k \ll \omega_{pe}/c$, коэффициент излучения будет просто пропорционален $W^l + W^p$ — полной плотности энергии плазмонов в этой области спектра. Для изотропно распределенных релятивистских электронов имеем

$$J_{\omega}^t \left(\begin{array}{l} p + e \rightarrow t + e' \\ l + e \rightarrow t + e' \end{array} \right) = \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{W^l + W^p}{\omega_{pe}} \int_{m_e c^2 \left(\frac{\omega}{2\omega_{pe}} \right)^{1/2}}^{\infty} \bar{u}_k f_{\varepsilon} d\varepsilon. \quad (13.21)$$

В последующих вычислениях будем сохранять и численные множители, зависящие от показателя распределения энергии релятивистских электронов, считая, что это распределение описывается выражением (12.2); они нам понадобятся в следующем параграфе. Общие выражения для всего спектра излучения выписывать не будем, ограничимся асимптотическими формулами для области низких и высоких частот.

Подставим (13.20) и (12.2) в (13.21). На низких частотах, при $\omega \ll 2\omega_{pe} (\varepsilon_*/m_e c^2)^2$, имеем

$$J_{\omega}^t = \frac{\gamma(\gamma-1)}{24\pi} \frac{\omega_{pe}^3}{c^3 n_e} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega}{\omega_{pe}} (W^l + W^p). \quad (13.22)$$

В области высоких частот, при $\omega \gg 2\omega_{pe} (\varepsilon_*/m_e c^2)^2$:

$$J_{\omega}^t = \frac{2^{(\gamma-1)/2} \gamma(\gamma-1)(\gamma^2+4\gamma+11)}{12\pi(\gamma+3)(\gamma+5)} \frac{\omega_{pe}^3}{c^3 n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \times \\ \times \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^{(\gamma-1)/2} (W^l + W^p). \quad (13.23)$$

Для декремента затухания электромагнитных волн при комптоновском рассеянии с превращением их в продольные и поперечные плазмоны имеем

$$\gamma' \begin{pmatrix} l + e \rightleftharpoons t + e' \\ p + e \rightleftharpoons t + e' \end{pmatrix} = (W^l + W^p) \frac{\omega}{\omega_{pe}} \int_{m_e c^2 \left(\frac{\omega}{2\omega_{pe}}\right)^{1/2}}^{\infty} \bar{u}_k \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{1}{\varepsilon^2} f_\varepsilon \right) d\varepsilon. \quad (13.24)$$

Для низких частот, при $\omega \ll 2\omega_{pe} (\varepsilon_* / m_e c^2)^2$ находим

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} &= - \frac{\pi \gamma (\gamma^2 - 1)}{24} \frac{n_*}{n_e} \frac{W^l + W^p}{n_e \varepsilon_*} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 \frac{\omega_{pe}}{\omega} \approx \\ &\approx - \frac{n_*}{n_e} \frac{W^l + W^p}{n_e m_e c^2} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^3 \frac{\omega_{pe}}{\omega}. \end{aligned} \quad (13.25)$$

В области высоких частот, при $\omega \gg 2\omega_{pe} (\varepsilon_* / m_e c^2)^2$:

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} &= - \frac{\pi 2^{\gamma/2} \gamma (\gamma^2 - 1) (\gamma^2 + 6\gamma + 16)}{12 (\gamma + 4) (\gamma + 6)} \times \\ &\times \frac{n_*}{n_e} \frac{W^l + W^p}{n_e \varepsilon_*} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^\gamma \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2} \approx \\ &\approx - \frac{n_*}{n_e} \frac{W^l + W^p}{n_e m_e c^2} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2}. \end{aligned} \quad (13.26)$$

Следует особо подчеркнуть, что и коэффициент излучения, и декремент затухания в высокочастотной области спектра зависят от частоты так же, как и соответствующие коэффициенты синхротронного излучения.

Низкочастотная область спектра излучения в комптоновском механизме и в синхротронном механизме различны. Это связано с различным поведением вероятности излучения при малых частотах. Не будем здесь проводить детального сопоставления всех механизмов излучения, оставив эту задачу для последующих параграфов.

Аналогичным образом можно рассчитать и конверсию продольных плазмонов с малыми фазовыми скоростями

$v_p < c$ в поперечные электромагнитные волны. Эта задача рассматривалась в ряде работ [Гайлитис, Цытович (1964а); Каплан, Цытович (1969а)]. В частности, изучалась конверсия плазменных волн различных мод. Отсылая читателя за подробностями к цитированным работам и Приложению, приведем здесь лишь окончательные формулы для наиболее важного случая конверсии ленгмюровских волн в электромагнитные при рассеянии на релятивистских и нерелятивистских, но надтепловых ($v \gg v_{Te}$) электронах. Коэффициент излучения равен

$$J_{\omega}^t(l + e \rightarrow t + e') = \frac{\omega_{pe}^4}{16\pi n_e^2 c^4} \int_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_g} W_{k'}^l \frac{dk'}{k'} \int_{q \ll 1}^{\infty} f_{\epsilon} \Phi(\omega, \epsilon) d\epsilon/q, \quad (13.27)$$

где функция $\Phi(\omega, \epsilon)$ — аналог функции $\Psi(\omega, \epsilon)$ в формуле (12.5) — определяет спектр рассеянного излучения в зависимости от энергии электрона и волнового числа плазменной турбулентности k' ,

$$q = \frac{\omega}{k'v} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \frac{\omega}{2k'c} \left(\frac{m_e c^2}{\epsilon}\right)^2. \quad (13.28)$$

Соотношение (13.27) в таком общем виде применимо не только к релятивистским, но и к нерелятивистским электронам; оба случая различаются видом функции $\Phi(\omega, \epsilon)$.

В общем случае эта функция описывается очень громоздкими выражениями. Для ультрарелятивистских электронов они упрощаются из-за того, что только комптоновское рассеяние оказывается наиболее существенным:

$$\Phi(\omega, \epsilon) = \frac{8}{3} q [(1 - q)^3 - 3q^2(1 - q + \ln q)]. \quad (13.29)$$

Ход функции $\Phi(\omega, \epsilon)$ для электронов умеренных и нерелятивистских энергий изображен на рис. 61, причем учтена и компенсация комптоновского и нелинейного рассеяний при малых энергиях. Эффект конверсии быстро уменьшается с уменьшением энергии.

Подставляя (12.2) и (13.29) в (13.28), имеем для спадающей части спектра, т. е. при $\omega \gg 2\omega_{pe} (\varepsilon_*/m_e c^2)^2$:

$$J_{\omega}^l = \frac{\gamma(\gamma^2 + 4\gamma + 11) 2^{(\gamma-1)/2}}{\pi(\gamma+3)^2(\gamma+5)} \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^3}{c^3 n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2}\right)^{\gamma-1} \times \\ \times \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^{(\gamma-1)/2} \int \left(\frac{k'c}{\omega_{pe}}\right)^{(\gamma-3)/2} W_{k'}^l dk'. \quad (13.30)$$

Так как в реальных условиях параметр $\gamma \approx 3$, а $k'c/\omega_{pe}$ обычно отличается от единицы не более, чем на

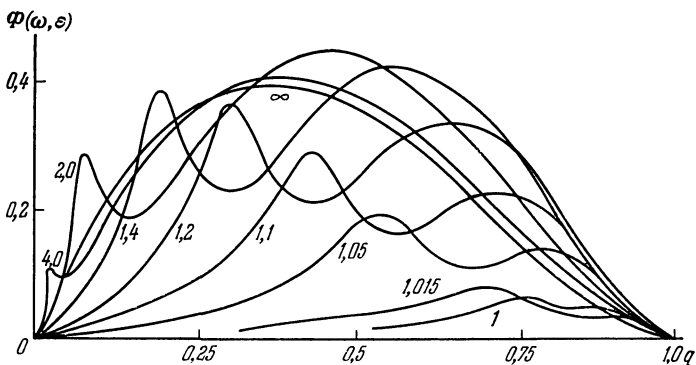


Рис. 61. Спектр излучения при комптоновском рассеянии ленгмюровских волн с $v_p \ll c$ на релятивистских частицах. По оси абсцисс отложена величина $q = (\omega/2k_1c) (m_e c^2/\varepsilon)^2$, числа у кривых — величины $\varepsilon/m_e c^2$.

один-два порядка, то вместо (13.30) имеем

$$J_{\omega}^l \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^3}{c^3 n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2}\right)^{\gamma-1} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^{(\gamma-1)/2} W^l. \quad (13.31)$$

Различие между (13.31) и (13.23) — в численном множителе порядка единицы. Но в (13.31) под W^l следует понимать полную энергию плазменных волн с $v_p \lesssim c$, тогда как в (13.23) — обычно существенно бóльшую величину — энергию W^l плазменных волн с $v_p \gtrsim c$.

Для декремента затухания имеем

$$\begin{aligned} \gamma^l \left(\begin{matrix} t + e \rightleftharpoons l + e' \\ t + e \rightleftharpoons p + e' \end{matrix} \right) = \\ = - \frac{\pi \omega_{pe}^4}{8cn_e^2 \omega^2} \int W_{k'}^l \frac{dk'}{k'} \int \frac{f_\varepsilon d\varepsilon}{\varepsilon} \Phi'(\omega, \varepsilon), \end{aligned} \quad (13.32)$$

где для ультрарелятивистских электронов:

$$\Phi'(\omega, \varepsilon) = \frac{8}{3} [(1 - q)^3 + 3q(1 - q^2 + q \ln q)]. \quad (13.33)$$

В тех же условиях, что и для формулы (13.30), имеем

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} = - \frac{2^{\gamma/2} \pi (\gamma^2 - 1) (\gamma^2 + 6\gamma + 16)}{\gamma (\gamma + 4)^2 (\gamma + 6)} \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \times \\ \times \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2} \int \left(\frac{ck'}{\omega_{pe}} \right)^{(\gamma-2)/2} \frac{W_{k'}^l dk'}{n_e m_e c^2}. \end{aligned} \quad (13.34)$$

В несколько худшем приближении, чем при выводе (13.31), получим оценку:

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx - \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \frac{W^l}{n_e m_e c^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2}, \quad (13.35)$$

и это выражение отличается от (13.26) лишь численным множителем.

Эффект комптоновского рассеяния — трансформации более низкочастотных электромагнитных волн в высокочастотные волны — проанализирован в работе Цытовича, Чихачева (1969). Вероятность рассеяния, усредненная по угловым переменным, может быть рассчитана методом, аналогичным расчету комптоновского рассеяния на ленгмюровских волнах:

$$\begin{aligned} \bar{u}_k = \frac{\pi}{2} \frac{\omega'}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega'} \right)^2 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \left\{ \left[1 - \frac{\omega}{4\omega'} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right] \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{\omega}{2\omega'} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right] + \frac{\omega}{2\omega'} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \ln \left[\frac{\omega}{4\omega'} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (13.36)$$

Здесь ω и ω' — частоты рассеянного и рассеиваемого электромагнитных излучений.

Коэффициент спонтанного комптоновского рассеяния рассчитывается по формуле:

$$J_{\omega}^t(t + e \rightarrow t' + e') = \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3} \int W_{\omega'}^t \frac{d\omega'}{\omega'} \int_{m_e c^2 \left(\frac{\omega}{4\omega'}\right)^{1/2}}^{\infty} \bar{u}_k f_{\varepsilon} d\varepsilon. \quad (13.37)$$

Напомним, что здесь $W_{\omega'}^t/\omega'$ есть число электромагнитных волн, отнесенных к единичному интервалу частот.

Подставив в (13.37) вероятность (13.36) и функцию распределения (12.2), находим для спадающей части:

$$J_{\omega}^t = \frac{2^{\gamma} \gamma(\gamma - 1)(\gamma^2 + 4\gamma + 11)}{\pi(\gamma + 3)^2(\gamma + 5)} \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^3}{c^3 n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2}\right)^{\gamma-1} \times \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^{(\gamma-1)/2} \int \left(\frac{\omega'}{\omega_{pe}}\right)^{(\gamma-3)/2} W_{\omega'}^t d\omega'. \quad (13.38)$$

Следует обратить внимание на аналогию формул (13.38) и (13.30). Соотношение (13.38) лучше переписать в несколько ином виде. Пусть спектральная плотность энергии волн ω' имеет максимум на некоторой частоте ω_* . Тогда, учитывая, что γ обычно близко к 3, можно написать:

$$\int \left(\frac{\omega'}{\omega_*}\right)^{(\gamma-3)/2} W_{\omega'}^t d\omega' \approx W^t, \quad (13.39)$$

и вместо (13.38) получаем оценку

$$J_{\omega}^t \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_* c^3 n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2}\right)^{\gamma-1} \left(\frac{\omega_*}{\omega}\right)^{(\gamma-1)/2} W^t. \quad (13.40)$$

Отличие (13.40) от точных соотношений также только в численном множителе. Величина ω_{pe}/ω_* появляется потому, что вероятность рассеяния пропорциональна числу рассеиваемых волн, а не их плотности энергии.

Декремент затухания определяется аналогичным образом:

$$\frac{\gamma^t}{\omega_*} = - \frac{\pi 2^{\gamma+1} \gamma(\gamma^2 - 1)(\gamma^2 + 6\gamma + 16)}{(\gamma + 4)^2(\gamma + 6)} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2}\right)^{\gamma} \times \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_*}\right)^4 \left(\frac{\omega_*}{\omega}\right)^{(\gamma+4)/2} \int \left(\frac{\omega'}{\omega_*}\right)^{(\gamma-2)/2} \frac{W_{\omega'}^t d\omega'}{n_e \varepsilon_*} \quad (13.41)$$

или, приближенно,

$$\frac{\gamma^l}{\omega_*} \approx - \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_*} \right)^4 \left(\frac{\omega_*}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \frac{W^l}{n_e m_e c^2}. \quad (13.42)$$

Мы уделили основное внимание спадающей части спектров электромагнитного излучения. Это связано в первую очередь с тем, что обычно наблюдается именно эта часть спектра.

В начале этого раздела указывалось, что в общем случае спектр излучения может иметь несколько максимумов. Если велика роль и реабсорбции, то картина еще более усложняется. Как известно, действительно у большинства космических радиоисточников спадающая коротковолновая часть спектра имеет более или менее стандартный вид, соответствующий закону $\omega^{-(\gamma-1)/2}$. Но в ряде случаев наблюдается и сложный спектр.

В заключение этого раздела заметим, что ко всем максимумам в спектре, связанным с различными механизмами, можно прибавить еще один. Если имеет место конверсия в электромагнитные волны очень низкочастотной плазменной турбулентности — такой, что законы сохранения приводят к формуле (13.8), то коэффициент излучения имеет максимум на частоте $\sqrt{3} \omega_p$, где величина ω_p определена (13.8), с максимальным значением волнового числа низкочастотной турбулентности. Вблизи этой частоты спектр $I_\omega \sim (\omega - \omega_p)^{(\gamma+3)/2}$.

Раскачка и стабилизация электромагнитного излучения при комптоновском рассеянии ленгмюровских и электромагнитных волн. В предыдущем параграфе было показано, как трудно осуществить в астрофизических объектах условия, при которых имеет место раскачка, т. е. усиление электромагнитного излучения при генерации его ультрарелятивистскими частицами. Комптоновское рассеяние в этом отношении несколько эффективнее, и усиление электромагнитных волн в космических условиях вполне реально.

Сначала для примера рассмотрим такую задачу [Капплац, Цытович (1969a)]. Пусть через плазму с интенсивной турбулентностью ленгмюровских волн проходит пучок ультрарелятивистских электронов с энергией ε_* и концентрацией n_* . Разброс энергий частиц пучка $\Delta\varepsilon_*$ несуществен для дальнейшего: результаты справедливы

и при $\Delta \epsilon_* \lesssim \epsilon_*$. Разброс направлений скоростей будем пока считать малым.

Плазменные волны испытывают комптоновское рассеяние на частицах пучка. При этом они конвертируются в электромагнитные волны, частота которых в соответствии с законом сохранения (13.5) или (13.6) определяется углом рассеяния. Чем бóльший угол с осью пучка составляет волновой вектор электромагнитной волны, тем меньше частота этой волны.

Наличие пучка создает перенаселенность уровней по отношению к этому «боковому» излучению. Следовательно, можно ожидать, что под углом $\vartheta > m_e c^2 / \epsilon_*$ к оси пучка появится «мазер-эффект». В синхротронном излучении этого эффекта не было, потому что в «боковых» направлениях генерировалась экспоненциально малая доля энергии; здесь же излучается хотя и много меньшая энергия, чем при $\vartheta \lesssim m_e c^2 / \epsilon_*$, но все же она составляет заметную долю полного излучения. Именно поэтому и возможна раскачка.

Инкремент раскачки рассчитывается по обычным формулам. Приходится только учитывать зависимость вероятности рассеяния от угловых переменных. В дальнейшем изложении численные множители порядка единицы будут опускаться. Будут проведены и некоторые другие упрощения выражений (по сравнению с оригинальными работами).

Электромагнитное излучение, генерируемое при комптоновском рассеянии вдоль направления движения пучка под углом $\vartheta < m_e c^2 / \epsilon_*$, не усиливается. Положение здесь аналогично случаю синхротронного излучения, т. е. коэффициент реабсорбции, рассчитанный на одну частицу, всегда положителен. Для декремента затухания волн, идущих вдоль оси пучка, на частицах самого пучка получаем (турбулентные волны имеют достаточно малые фазовые скорости $v_p < c$):

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} &\approx - \frac{n_*}{n_e} \frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \int_{\frac{\omega}{2c}}^{\frac{1}{d_e}} \frac{m_e c^2}{\epsilon_*} \frac{W_{k'}^l dk'}{n_e m_e c^2} \frac{\omega_{pe}}{k'c} \approx \\ &\approx - \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \right)^3 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^3 \frac{W^l}{n_e m_e c^2}. \end{aligned} \quad (13.43)$$

Согласно сказанному выше, раскачивается излучение, идущее под углом $\vartheta > m_e c^2 / \varepsilon_*$ к оси пучка. Для случая $m_e c^2 / \varepsilon_* \ll \vartheta \ll 1$, $\omega < 2ck_g / \vartheta^2$ имеем выражение для инкремента [Каплан, Цытович (1969а)]:

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^l(\vartheta)}{\omega_{pe}} &\approx \frac{4\pi}{\vartheta^4} \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^3 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \int \frac{W_{k'}^l dk'}{n_e m_e c^2} \frac{\omega_{pe}}{k'c} \left[1 - \left(\frac{\omega \vartheta^2}{2k'c} \right)^2 \right] \approx \\ &\approx \frac{8\pi}{\vartheta^6} \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^3 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^3 \frac{W^l}{n_e m_e c^2} \frac{\omega \vartheta^2}{2ck_g} \left(\ln \frac{2k_g c}{\omega \vartheta^2} - \frac{1}{2} \right). \end{aligned} \quad (13.44)$$

Видно, что здесь спад инкремента с ростом угла ϑ не экспоненциальный, хотя и определяется высокой степенью ϑ^4 . Заметим, что декремент затухания при $\vartheta \lesssim m_e c^2 / \varepsilon_*$

и инкремент раскачки при $\vartheta \approx m_e c^2 / \varepsilon_*$ близки по абсолютной величине (рис. 62).

Получить заметный эффект раскачки и в этом случае все же довольно трудно. Дело в том, что наряду с комптоновским рассеянием на ультрарелятивистских частицах, в той же плазменной турбулентной среде происходит и распадный процесс $t \rightarrow t' \pm l$, изменяющий угол ϑ для электромагнитных волн и тем самым выводящий их из резонанса с пучком. Коэффициент упругого рассеяния, определенный формулой (5.27), как правило, много больше

Рис. 62. Зависимость инкремента раскачки электромагнитных волн на пучке релятивистских электронов от угла между осью пучка и направлением волнового вектора.

(13.44). Минимальное его значение определяется выражением ($\omega > ck_g$)

$$\frac{\sigma_{\perp}^l}{\omega_{pe}} \approx \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^4 \frac{W^l}{n_e m_e c^2} \frac{k_g^3 c^3}{10\omega_{pe}^3}. \quad (13.45)$$

Следовательно, только для углов

$$\vartheta \lesssim \vartheta_{кр} = \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^{3/8} \left(\frac{n_*}{n_e} \right)^{1/8} \quad (13.46)$$

инкремент раскачки превышает стабилизирующий эффект рассеяния электромагнитных волн в турбулентной плазме. Это означает, что только узкие пучки с $\Delta\theta \lesssim \vartheta_{\text{кр}}$ приводят к раскачке электромагнитного излучения при комптоновском рассеянии плазменных волн.

Если такая раскачка действительно имеет место, то можно получить и ограничение на плотность энергии раскачиваемых электромагнитных волн, сравнивая инкремент (13.44) с декрементом процесса $t \rightarrow t' \pm l$, определенным формулами (3.37) или (12.72); из этого сравнения следует:

$$W^l \approx W^l \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^3 \frac{n_*}{n_e} \frac{8\pi}{\vartheta^3}. \quad (13.47)$$

Итак, очень узкий пучок релятивистских электронов, проходящий через турбулентную плазму, в состоянии создать достаточно интенсивное электромагнитное излучение на высоких частотах. Плотность энергии плазменных волн здесь может быть и относительно мала, поскольку электромагнитное излучение получает свою энергию от релятивистских частиц. Вместе с тем раскачка возможна только тогда, когда оптическая толщина больше единицы; это условие налагает ограничение снизу на плотность энергии плазменных волн.

Характерный декремент релаксации пучка, связанный с передачей энергии от релятивистских электронов к электромагнитным волнам, имеет порядок ($ck_g \approx \omega_{pe}$)

$$\frac{\gamma_*^t}{\omega_{pe}} \approx \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^4 \frac{W^t W^l}{(n_e m_e c^2)^2} \approx \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^7 \frac{8\pi}{\vartheta^6} \left(\frac{W^l}{n_e m_e c^2} \right)^2. \quad (13.48)$$

Заметим, что пучки с угловым разбросом скоростей, большим величины (13.46), не релаксируют из-за комптоновского рассеяния.

Упомянем здесь еще об одной задаче — о рассеянии продольных плазмонов на анизотропно распределенных релятивистских электронах. Подставив во все соотношения предыдущих разделов вместо изотропной функции распределения (12.2) анизотропную функцию (12.3), вычисления также можно провести до конца. В частности, такое вычисление декремента (13.35) приведет

к появлению добавочного множителя

$$1 - \frac{2(\gamma + 6)(\gamma^2 + \gamma - 8)}{(\gamma + 2)(\gamma^2 + 6\gamma + 16)} \eta \cos \vartheta, \quad (13.49)$$

который при некотором подборе параметров γ и η может оказаться и отрицательным, т. е. декремент сменится инкрементом. Однако такая слабая анизотропия и относительно малый декремент в силу указанных выше причин вряд ли приведут к заметной раскачке.

Перейдем к задаче о раскачке излучения при комптоновском рассеянии низкочастотных электромагнитных волн на пучке релятивистских электронов с конверсией их в высокочастотные электромагнитные волны [Каплан, Цытович, Чихачев (1970)]. При этом будем считать, что плотность энергии продольных плазмонов мала. Строго говоря, это предположение не является очевидным: само наличие пучка быстрых частиц неизбежно приводит к генерации ленгмюровской турбулентности, и только в том случае, когда есть заметное затухание продольных плазмонов, можно пренебречь величиной W^l . Впрочем, соотношения, полученные ниже, применимы и тогда, когда плазмы вообще нет, а пучок релятивистских электронов проходит через поле электромагнитного излучения в вакууме; тогда можно действительно считать, что все эффекты зависят только от W^l .

Пусть через область пространства, заполненного электромагнитным излучением со спектральной плотностью энергии W_ω^l (которое может быть и изотропным и анизотропным), проходит пучок электронов с очень малым угловым разбросом $\Delta\theta$, который оценим ниже. Тогда, как и в случае продольных плазмонов, электромагнитные волны, рассеиваясь на частицах пучка, раскачивают излучение под углом $\vartheta > m_e c^2 / \epsilon_*$ к оси пучка.

Пусть ω_* — частота максимума спектральной интенсивности излучения; предположим, что со стороны высоких частот спектральная плотность энергии спадает, как обычно, со спектральным индексом α , т. е. $W_\omega^l \sim (\omega_*/\omega)^\alpha$; в области малых частот этот спад более крутой, чем ω^2 . Тогда можно показать, что в интервале частот

$$\omega_* < \omega < \frac{4\omega_*}{(m_e c^2 / \epsilon_*)^2 + \vartheta^2} \quad (13.50)$$

инкремент раскачки в первом приближении зависит не от частоты, а только от угла рассеяния ϑ (по отношению к оси пучка). То, что в этом процессе излучается весь интервал частот (13.50), является следствием предположения о широком разбросе направлений рассеиваемой волны. Если считать, что электромагнитное излучение тоже анизотропно, например рассматривать рассеяние пучка электромагнитных волн на пучке ультрарелятивистских частиц, то появляется однозначная связь между углом рассеяния и частотой:

$$\omega \approx \omega_* \frac{2(1 - \cos \theta)}{(m_e c^2 / \varepsilon_*)^2 + \vartheta^2}, \quad (13.51)$$

где θ — угол между осями пучков электромагнитных волн и ультрарелятивистских частиц.

Инкремент раскачки в интервале (13.50) или на частоте (13.51) определяется выражением:

$$\frac{\gamma^t(\vartheta)}{\omega_{pe}} \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \left[\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 + \vartheta^2 \right] \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_*} \right)^3 \frac{W_*^t}{n_e m_e c^2}, \quad (13.52)$$

где W_*^t — полная плотность «первичного» электромагнитного излучения. Для более высоких, чем (13.50), частот тоже получается раскачка, но с инкрементом, очень быстро — как $(\omega_*/\omega)^{2+\alpha}$ — спадающим с увеличением частоты. Кроме того, здесь появляется добавочный численный множитель $(\gamma + 1)(\gamma + 2)/(2\alpha - \gamma - 2)$, который при $\alpha > (\gamma + 2)/2$ становится отрицательным, т. е. инкремент сменяется декрементом. Иными словами, усиление излучения за пределами интервала (13.50) практически не имеет места.

Сравнивая теперь инкремент (13.52) с инкрементом распадного процесса $t \rightarrow t \pm l$, даваемого соотношением (3.37), находим оценку энергии возбужденных электромагнитных волн, а также условие раскачки (если такая плотность уже присутствовала в начальный момент, то раскачка не возникнет):

$$\frac{W_\omega^t}{\omega^2} \ll \frac{W_{\omega_*}^t}{\omega_*^2} \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \left[\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 + \vartheta^2 \right], \quad (13.53)$$

где $W_{\omega_*}^t$ и W_ω^t — спектральные плотности энергии рассеиваемых и рассеянных волн соответственно.

Комбинируя соотношения (13.50) — (13.53), можно оценить возможность раскачки в каждом конкретном случае. Например, если спектр электромагнитного излучения плоский, $\alpha \approx 0$, то получаем ограничения на углы рассеянного излучения, для которого имеет место раскачка, а следовательно, и на угловой разброс пучка:

$$\Delta\theta \leq \vartheta \ll \sqrt{\frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}}. \quad (13.54)$$

Если рассматривается комптоновское рассеяние электромагнитного излучения на пучке частиц в вакууме, то при пренебрежении плазменными свойствами самого пучка не будет и распадного процесса $t \rightarrow t' \pm l$. В этом случае указанные ограничения не имеют места, и раскачка возможна при более широком классе условий. В следующей главе мы рассмотрим свойства полностью релятивистской плазмы.

Возвращаясь к случаю релятивистского пучка в плазме, можно из соотношения (13.53) получить и грубую оценку плотности энергии электромагнитных волн, генерируемых при комптоновском рассеянии на пучке релятивистских электронов с данным разбросом направлений $\Delta\theta$ и стабилизированных пелинейным распадным процессом $t \rightarrow t' \pm l$:

$$W^l \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \frac{W_*^l}{(\Delta\theta)^4}; \quad (13.55)$$

при этом плотность излучения рассеиваемых волн W_*^l считается заданной. Из сопоставления (13.54) и (13.55) следует, что вполне возможны случаи $W^l \gg W_*^l$, однако лишь для узконаправленных пучков. Релаксация пучка определяется соотношением (13.48) при замене $W^l W^l$ на $W^l W_*^l \omega_{pe}^2 / \omega_*^2$ в первом равенстве.

В § 3 уже подчеркивалось, что индуцированные процессы рассеяния, идущие с понижением частоты, всегда приводят к усилению излучения, если рассеивающие частицы распределены изотропно. То же самое справедливо и для комптоновского рассеяния.

Пусть в области, занятой изотропно распределенными ультрарелятивистскими частицами, есть и высокочастотное электромагнитное излучение, причем изотропия

или анизотропия этого излучения не имеет значения. Тогда, индуцированно рассеиваясь на ультрарелятивистских частицах, это высокочастотное излучение перекачивается в низкочастотную область спектра [Каплан, Цытович, Чихачев (1970)]. Для перекачки излучения с максимумом спектра вблизи частоты ω_* в область спектра с частотами

$$\frac{\omega_*}{4} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 < \omega < \omega_* \quad (13.56)$$

инкремент оказывается равным:

$$\frac{\gamma^t(\omega)}{\omega_*} \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_*^3 \omega} \frac{W_*^t}{n_e m_e c^2}. \quad (13.57)$$

Максимальное его значение достигается на частоте нижнего предела $(\omega_*/4) (m_e c^2/\varepsilon_*)^2$. При этом

$$\frac{\gamma_{\max}^t}{\omega_*} \approx \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_*} \right)^4 \frac{W_*^t}{n_e m_e c^2}. \quad (13.58)$$

Перекачка энергии идет и в более низкочастотную область спектра [т. е. при $\omega < (\omega_*/4) (m_e c^2/\varepsilon_*)^2$], но здесь инкремент быстро уменьшается с уменьшением частоты, примерно как ω^3 . Сопоставляя (13.58) с величиной коэффициента нелинейной перекачки, находим плотность энергии низкочастотных электромагнитных волн:

$$W^t \approx W_*^t \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\omega}{\omega_*} \right)^2 \approx W_*^t \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^4. \quad (13.59)$$

Как и следовало ожидать, плотность энергии рассеянного излучения много меньше, чем плотность энергии рассеиваемого излучения, поскольку в данном случае энергию для раскачки излучения на низких частотах поставляет высокочастотное излучение. Важно также отметить, что низкочастотное излучение распределено изотропно.

Формула (13.58) существенна для следующего. В системе, где оптическая толщина для излучения на частоте ω велика, т. е. где $\gamma_{\max}^t R/c > 1$ при γ_{\max}^t из (13.58), высокочастотное излучение должно достаточно быстро перекачиваться в низкочастотное излучение. Поэтому

условие $\gamma_{\max}^t R/c < 1$ является необходимым требованием квазистационарного состояния системы с большой плотностью высокочастотного излучения.

Поляризация электромагнитного излучения турбулентной плазмы. Одной из основных характеристик космического излучения является поляризация. На основании анализа наблюдаемой поляризации часто делаются далеко идущие выводы о характере механизма генерации излучения, о структуре системы. Свойства поляризации синхротронного излучения хорошо известны. Естественно, необходимо провести сравнение разных механизмов с точки зрения поляризации генерируемого ими излучения.

Поляризация излучения системы, состоящей из большого числа электронов, может появиться только тогда, когда есть выделенное направление, которое может быть обусловлено разными причинами. Например, поляризация синхротронного излучения связана с наличием внешнего более или менее однородного магнитного поля. У плазменных и комптоновских механизмов излучения есть и другие причины поляризации, например, анизотропия плазменной турбулентности или распределения скоростей частиц.

Рассматривая поляризацию излучения источника, нужно учесть, во-первых, поляризацию отдельных излучателей, во-вторых, поляризацию системы излучателей, в-третьих, изменение поляризации при распространении излучения в среде. Поясним, как это делается, на примере синхротронного излучения.

Известно, что электрон, движущийся по винтовой линии в магнитном поле, генерирует эллиптически поляризованное электромагнитное излучение. Направление вращения электрического вектора зависит от того, направлена ли продольная компонента скорости параллельно или антипараллельно вектору \mathbf{H} . Степень поляризации излучения одного электрона различна на разных частотах. В пределе высоких частот $\omega \gg \omega_c$ она достигает 100%, а на низких частотах — 50%.

Результирующая поляризация излучения от системы электронов оказывается с хорошим приближением линейной, электрический вектор лежит в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю. Это связано с тем, что

число электронов с параллельными и антипараллельными H компонентами скорости v_{\parallel} одинаково, а v_{\perp} для наблюдаемого излучения у всех электронов направлены в одну сторону (напомним, что релятивистские электроны излучают вперед по движению). Далее, суммарная поляризация на данной частоте складывается из поляризаций излучения электронов с разными ω_c , и поэтому степень поляризации должна зависеть от распределения электронов по энергии. Для функции распределения (12.2) (точнее, для ее части $f_e \sim 1/\epsilon^{\gamma}$) степень поляризации одинакова на всех частотах и равна [Гарибян, Гольдман (1954); Трубников (1958)]:

$$\Pi = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 7/3}. \quad (13.60)$$

В данном случае под степенью поляризации понимается следующая величина. Определим квадраты компонент напряженности электрического поля волны, ориентированных перпендикулярно и параллельно проекции магнитного поля на плоскость, перпендикулярную лучу зрения. Тогда отношение разности этих квадратов напряженностей к их сумме и есть степень поляризации.

Если электрическое поле волны направлено строго поперек магнитного поля, то линейная поляризация достигает 100%. У реальных космических синхротронных источников стопроцентная поляризация невозможна.

Формула (13.60) определяет максимальную степень поляризации синхротронного излучения. Неоднородности структуры магнитного поля могут ее только уменьшить. Есть еще одна существенная причина, уменьшающая степень поляризации, а именно, эффект Фарадея. В результате этого эффекта векторы поляризации излучения от разных частей системы поворачиваются на разные углы. Плоскость поляризации излучения от более удаленной части поворачивается на больший угол, чем от менее удаленной части. Если электроны распределены по объему излучающей системы однородно, то результирующая степень поляризации [Разин (1958)]:

$$\Pi = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 7/3} \frac{\sin \psi(R)/2}{\psi(R)/2}, \quad (13.61)$$

где полный угол поворота ψ определен формулой (1.12),

R — размер системы. В случае $\psi(R) \gg 1$ поляризация становится практически незаметной.

Уменьшает поляризацию и реабсорбция. В оптически толстой среде всегда $\Pi \approx 0$.

Теперь обратимся к поляризации в случае плазменных механизмов излучения. Общая теория поляризации излучения турбулентной плазмы рассмотрена в работе Цытовича (1968). Здесь мы приведем упрощенные конкретные выражения для степени поляризации применительно к тем механизмам, которые обсуждались выше. Очевидно, что излучение, генерируемое при рассеянии волн изотропной турбулентности на изотропно распределенных частицах, будет неполяризовано. Поэтому следует рассмотреть возможности анизотропии турбулентности и распределения скоростей частиц.

Начнем с анизотропной турбулентности. Развитая плазменная турбулентность, как правило, изотропна, но есть важное исключение, уже обсуждавшееся в § 8. Напомним, что если нелинейные процессы уже перевели продольные плазмоны в область спектра с волновыми числами $k < \omega_{He}/\sqrt{3} v_{Te}$ [см. формулу (8.41)], то дальнейшая перекачка приводит к уменьшению угла ϑ между волновым вектором и магнитным полем, и плазменная турбулентность становится одномерной, волновые векторы продольных плазмонов ориентированы параллельно и антипараллельно магнитному полю. У подобным образом ориентированных продольных плазмонов электрическое поле тоже направлено вдоль магнитного поля, а следовательно, и электроны, на которых происходит рассеяние, раскачиваются также вдоль магнитного поля.

Отсюда следует существенный вывод: рассеиваясь на изотропно распределенных электронах, подобная одномерная плазменная турбулентность будет генерировать линейно-поляризованное излучение, но с электрическим вектором вдоль магнитного поля, а не поперек него, как в случае синхротронного излучения.

Для того чтобы определить степень поляризации, необходимо найти вероятность излучения волны с электрическим вектором вдоль и поперек магнитного поля. Полная вероятность рассеяния для $v_p \gg c$ дается формулой (13.20); теперь приведем вероятности для отдельных компонент, усредненные только по направлению движения

частиц. Вероятность рассеяния продольного плазмона в электромагнитную волну с вектором электрического поля в плоскости, проходящей через векторы \mathbf{k} и \mathbf{H} , есть:

$$u_{\mathbf{k}}^{(1)} = \frac{\pi}{4} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \left\{ -1 + \frac{\omega}{\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{3}{8} \left[\frac{\omega}{\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 - 2 \right]^2 \right\} \sin^2 \vartheta; \quad (13.62)$$

для рассеяния в волну с электрическим вектором, перпендикулярным к этой плоскости, имеем

$$u_{\mathbf{k}}^{(2)} = \frac{\pi}{32} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \times \\ \times \left[\frac{\omega}{\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 - 2 \right]^2 \sin^2 \vartheta, \quad (13.63)$$

где ϑ — угол между волновым вектором рассеянной волны и магнитным полем. Далее обычным порядком вычисляются коэффициенты излучения, а затем и степень поляризации. После простых, но длинных выкладок находим:

$$\Pi = \frac{(\gamma + 1)(\gamma + 3)}{\gamma^2 + 4\gamma + 11}. \quad (13.64)$$

Это выражение для степени поляризации, как, впрочем, и приведенные выше выражения (13.60), (13.61), относится к спонтанному излучению, когда реабсорбция или раскачка малы. Так же, как и для синхротронного излучения (см. (13.60)), степень поляризации не зависит от угла ϑ , а при $\gamma = 3$ выражения (13.60) и (13.64) дают одинаковый результат: $\Pi = 3/4 = 75\%$. Разумеется, здесь остается в силе сказанное выше о влиянии фарадеевского вращения на поляризацию.

Теперь рассмотрим вторую причину, приводящую к поляризации рассеянного излучения, — анизотропию в распределении скоростей ультрарелятивистских частиц. Предположим, что в области с изотропной турбулентностью проходит узконаправленный пучок релятивистских электронов. Кроме того, будем пока считать, что

оптическая толщина для раскачки электромагнитного поля излучения мала, так что существенно лишь спонтанное излучение.

Рассеянные на этом пучке электромагнитные волны тоже оказываются поляризованными, причем вектор электрического поля направлен преимущественно перпендикулярно к оси пучка. Вероятнее всего, что пучки релятивистских электронов идут вдоль магнитного поля, так что и здесь, как в случае синхротронного излучения, вектор электрического поля излучения перпендикулярен к внешнему магнитному полю, в противоположность случаю анизотропной турбулентности.

Не будем приводить громоздкие выражения для вероятностей излучений с разными направлениями электрического поля. Запишем сразу отношение разности вероятностей излучения с электрическим полем в плоскости векторов \mathbf{k} и \mathbf{v} и полем, перпендикулярным этой плоскости, к их сумме:

$$\frac{\bar{u}_{\mathbf{k}}^{(1)} - \bar{u}_{\mathbf{k}}^{(2)}}{\bar{u}_{\mathbf{k}}^{(1)} + \bar{u}_{\mathbf{k}}^{(2)}} = \frac{\frac{\omega}{\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon}\right)^2 \left[1 - \frac{\omega}{2\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon}\right)^2\right]}{1 - \frac{\omega}{\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon}\right)^2 \left[1 - \frac{\omega}{2\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon}\right)^2\right]}. \quad (13.65)$$

Формула (13.65) записана через энергию частиц. Она может быть также записана через угол ϑ между направлением волны и пучка, который однозначно связан с ε формулой (13.5).

Из (13.65) следует, что для максимальной частоты при данной энергии (или ϑ) степень поляризации равна нулю, затем она очень быстро возрастает до максимума, равного примерно 100%, при $\omega \approx \omega_{pe} (\varepsilon/m_e c^2)^2$, и затем опять спадает до нуля при дальнейшем уменьшении частоты.

Усреднение с функцией распределения (12.2) дает:

$$\Pi = \frac{4(\gamma + 1)}{\gamma^2 + 4\gamma + 11}. \quad (13.66)$$

Картина поляризации, однако, резко изменяется в том случае, когда оптическая толщина для рассеянного излучения становится больше единицы. Тогда рассеяние на анизотропном пучке приводит к раскачке электромаг-

нитных волн, и поляризация излучения резко возрастает [Цытович (1968)].

Очевидно, что инкременты раскачки поляризованного и неполяризованного излучений различны. Если γ_t — общий инкремент раскачки, то инкремент раскачки поляризованной части равен:

$$\gamma_{12}^t \approx \frac{\bar{u}_k^{(1)} - \bar{u}_k^{(2)}}{\bar{u}_k^{(1)} + \bar{u}_k^{(2)}} \gamma^t. \quad (13.67)$$

Пусть I_ω — интенсивность излучения, а U_ω — интенсивность поляризованной его части (точнее, I_ω и U_ω — соответствующие параметры Стокса, так что $\Pi = U_\omega/I_\omega$). Тогда для изменения величин I_ω и U_ω со временем имеем уравнения

$$\frac{dI_\omega}{dt} = \gamma^t I_\omega + \gamma_{12}^t U_\omega, \quad \frac{dU_\omega}{dt} = \gamma_{12}^t I_\omega + \gamma^t U_\omega. \quad (13.68)$$

Решение этих уравнений определяет изменение степени поляризации со временем:

$$\Pi = \left| \frac{1 + \Pi_0 - (1 - \Pi_0) \exp(2\gamma_{12}^t t)}{1 + \Pi_0 + (1 - \Pi_0) \exp(2\gamma_{12}^t t)} \right|, \quad (13.69)$$

где Π_0 — начальная степень поляризации. Отсюда следует, что даже если $\Pi_0 = 0$, то при $\gamma_{12}^t t \gg 1$ степень поляризации электромагнитного излучения, генерируемого в результате раскачки, может оказаться стопроцентной. Это относится и к случаю перекачки высокочастотного излучения в низкочастотное.

Тормозной механизм излучения релятивистских электронов и ионов в турбулентной плазме. В заключение этого параграфа коротко рассмотрим еще один механизм излучения на высоких частотах в турбулентной плазме [Цытович (1971в)]. Ультрарелятивистские частицы, поглощая и излучая продольные плазмоны черенковским механизмом, испытывают рассеяние, т. е. меняют направление своего движения. Очевидно, что этот процесс можно уподобить столкновениям частиц и волн. Частота «столкно-

вений» определяется диффузией по оси энергий, т. е.

$$v_{\text{эфф}} = \frac{c^2 D_{\parallel}^l}{\varepsilon^2} = \frac{2\pi^2 e^2 \omega_{pe}^2}{\varepsilon^2 c} \int_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{k_{\text{max}}} W_{k'}^l \frac{dk'}{k'^3} \approx \frac{\pi}{2} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \frac{W^l}{n_e \varepsilon} \omega_{pe}, \quad (13.70)$$

где W^l — плотность энергии резонансных плазмонов, т. е. плазмонов с $v_p < c$. В свою очередь это рассеяние должно сопровождаться электромагнитным излучением согласно общим свойствам дипольного излучения. Мощность этого излучения равна

$$P_{\omega}^l = \frac{2e^2}{\pi c} v_{\text{эфф}} \left(\ln \frac{2\varepsilon}{m_e c^2} - 1 \right) = \frac{e^2 \omega_{pe}}{c} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \frac{W^l}{n_e \varepsilon} \left(\ln \frac{2\varepsilon}{m_e c^2} - 1 \right), \quad (13.71)$$

а коэффициент излучения при функции распределения (12.2):

$$J_{\omega}^l \approx \frac{\gamma(\gamma-1)}{4\pi} \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^3}{n_e c^3} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 \left(\ln \frac{2\varepsilon_*}{m_e c^2} - 1 \right) W^l. \quad (13.72)$$

Мощность излучения падает с ростом энергии, но у него есть и «преимущества»: как и для обычного тормозного излучения при столкновениях, J_{ω} не зависит от частоты вплоть до очень больших частот $\sim \varepsilon_*/\hbar$. Поэтому описанный механизм может оказаться существенным в области очень больших частот. Кроме того, им с одинаковой интенсивностью излучают и ионы и электроны.

§ 14. Плазменный турбулентный котел для релятивистских электронов

Будем называть котлом плазменную область с развитой турбулентностью, «запертым» излучением и большим количеством также «запертых» релятивистских частиц *). В таком котле часть быстрых частиц приобре-

*) Впервые теория такого котла рассмотрена в работах Цытовича, Чихачева (1969, 1970), Кадомцева, Цытовича (1970). Здесь мы изложим несколько более общий взгляд на эту проблему, а в следующей главе дадим обобщение теории турбулентных котлов на случай ультрарелятивистской плазмы, находящейся в очень сильном магнитном поле.

тает еще бóльшую энергию в процессе стохастического ускорения. Вопрос об энергетике котла и проблему удержания подобной плазмы мы здесь обсуждать не будем. Плазма может удерживаться гравитационными силами или магнитным полем — и то, и другое может поставлять энергию и для поддержания уровня турбулентности.

Для нас сейчас важно одно: диссипация энергии в плазменном турбулентном котле сопровождается ускорением частиц, формированием спектра релятивистских электронов. Затем эти частицы могут уйти из котла либо путем диффузии, либо при вполне возможных «взрывах» котла, связанных с его «перегревом».

В следующем параграфе мы рассмотрим вопрос о том, насколько представление о плазменном турбулентном котле соответствует реальным астрофизическим объектам.

Расчет плазменного турбулентного котла представляет собой решение сложной самосогласованной задачи, ибо здесь и функция распределения частиц, и спектральная плотность электромагнитного излучения, и плотность энергии турбулентности взаимно связаны. Поэтому решение полной задачи должно включать составление и анализ полной системы кинетических уравнений для W_k^l , I_ω , f_ε и т. д.

В принципе подобную систему не столь трудно записать, но в начале исследования целесообразно попытаться упростить задачу так, чтобы ее физический смысл не был завуалирован сложной и громоздкой математикой.

Перечислим принятые здесь упрощения задачи. Во-первых, будем считать, что функция распределения релятивистских электронов описывается уравнением (12.2), где параметры n_* , ε_* и γ подлежат определению в соответствии со свойствами котла. Можно показать, что функция (12.2) действительно является решением самосогласованной задачи о турбулентном котле, во всяком случае в пределах $\varepsilon \gg \varepsilon_*$ и $\varepsilon \ll \varepsilon_*$ [Цытович, Чихачев (1969)].

Во-вторых, не будем учитывать детальный спектр ленгмюровской турбулентности. В области фазовых скоростей, много бóльших скорости света, это всегда

можно сделать, поскольку при этом вероятность рассеяния не зависит от k . Область фазовых скоростей, меньших или равных скорости света, содержит относительно небольшую часть энергии плазменной турбулентности, и поэтому указанное приближение оправдано с хорошей точностью.

В-третьих, будем считать, что, кроме ленгмюровской турбулентности, в котле есть и турбулентность других мод, например, поперечных плазмонов. Согласно работе Каплана, Цытовича (1967б) в турбулентной плазме имеет место непрерывная перекачка энергии от поперечных плазмонов к продольным и обратно, так что обе турбулентные моды не являются стационарными. Однако сумма их энергии $W^l + W^p = \text{const}$, и только она входит в дальнейшем в формулы в соответствии с (13.21), (13.25). В этом смысле учет поперечных плазмонов не принципиален и позволяет считать полную энергию турбулентности постоянной.

Спектр электромагнитного излучения в турбулентном котле. По условию, плазменный котел определяется тем, что в нем есть «запертое» электромагнитное излучение на частотах, заметно превышающих ω_{pe} или ω_{He} . Это означает, что оптическая толщина котла для такого излучения много больше единицы.

Будем рассматривать внутренние области котла, где функция распределения частиц и интенсивность электромагнитного излучения заведомо изотропны, так что раскочки излучения нет. Но механизмов затухания здесь несколько, и поэтому выпишем для сравнения все основные декременты, опуская численные множители порядка единицы и ограничиваясь случаем высоких частот:

1) декремент столкновительного затухания

$$\gamma_1' \approx - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \frac{\omega_{pe}}{N_d}; \quad (14.1)$$

2) декремент синхротронного затухания, имеющий вид ($\omega > \omega_{He}(\epsilon_*/m_e c^2)^2$)

$$\gamma_2' \approx - \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2} \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}} \left(\frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1}; \quad (14.2)$$

3) декремент комптоновского затухания из-за рассеяния на продольных плазмонах ($\omega > \omega_{pe}(\varepsilon_*/m_e c^2)^2$)

$$\gamma_3^t \approx - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2} \frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \frac{\omega_{pe} W^t}{n_e m_e c^2}; \quad (14.3)$$

4) декремент тормозного механизма, связанного с рассеянием частиц на плазменных колебаниях [см. (13.70)]

$$\gamma_4^t \approx - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe} \tilde{W}^t}{n_e m_e c^2} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^3 \quad (14.4)$$

(\tilde{W}^t — плотность энергии плазмонов с $v_p \leq c$; $\tilde{W}^t \ll W^t$).

Кроме этих механизмов «чистого» затухания, следует учесть и «сползание» по частоте из-за нелинейных процессов рассеяния и распадов [соотношение (3.37)] и комптоновского рассеяния электромагнитных волн:

5) распадное взаимодействие $t \rightarrow t' \pm l$

$$\gamma_5^t \approx - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \frac{\omega_{pe}^2 4\pi I_\omega}{n_e m_e c^3} \approx - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^3 \frac{\omega_{pe} W^t}{n_e m_e c^2}; \quad (14.5)$$

6) комптоновское взаимодействие электромагнитных волн

$$\begin{aligned} \gamma_6^t &\approx - \left(\frac{\omega_*}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2} \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_*^2} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \frac{4\pi I_\omega^*}{n_e m_e c^3} \approx \\ &\approx - \left(\frac{\omega_*}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2} \frac{n_*}{n_e} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_*^3} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \frac{W^t}{n_e m_e c^2}. \end{aligned} \quad (14.6)$$

Итак, мы имеем шесть разных декрементов. При разных условиях любой из них может оказаться наиболее существенным. Какой именно и когда, — это надо решать для каждого конкретного случая.

Поступим следующим образом. Рассмотрим два случая. В первом случае предположим, что магнитное поле настолько сильное, что декремент (14.2) больше всех остальных, а во втором случае примем, что наибольшим является декремент (14.3). Все остальные декременты будут лишь ограничивать пределы применимости решений.

Оптический радиус котла определяется как затуханием, так и рассеянием на плазменных волнах. Согласно

(5.42) имеем для оптического радиуса: $\tau_R \approx \sqrt{|\gamma'| \sigma_{\perp}} (R/c)$, где R — геометрический радиус котла.

Поскольку в рассматриваемых котлах основная часть энергии продольных плазмонов приходится на область фазовых скоростей, больших скорости света, для эффективного коэффициента упругого рассеяния примем соотношение, следующее из (5.27) при $k' \approx \omega_{pe}/c$:

$$\frac{\sigma_{\perp}}{\omega_{pe}} \approx \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^4 \frac{W^l}{n_e m_e c^2}. \quad (14.7)$$

Условие $\tau_R \approx 1$ определяет частоту ω_R , ниже которой излучение «заперто», а выше — котел прозрачен. Для котла, у которого основную роль играет комптоновское рассеяние (будем называть его комптоновским), имеем

$$\frac{\omega_R}{\omega_{pe}} \approx \left[\frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{W^l}{n_e m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{\omega_{pe} R}{c} \right)^2 \right]^{2/(\gamma+12)}. \quad (14.8)$$

Аналогично для синхротронного котла [с декрементом (14.2)] получаем:

$$\frac{\omega_R}{\omega_{He}} \approx \left[\frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^5 \frac{W^l}{n_e m_e c^2} \left(\frac{\omega_{pe} R}{c} \right)^2 \right]^{2/(\gamma+12)}. \quad (14.9)$$

Следует отметить слабую зависимость частоты ω_R от таких плохо определяемых параметров котла, как n_*/n_e и $W^l/n_e m_e c^2$.

На частотах, меньших ω_R , спектральная интенсивность или плотность излучения определяется законом Рэлея — Джинса. Однако здесь есть особенности, связанные с тем, что на разных частотах излучают частицы с разными энергиями.

В области спектра низких частот, на которых излучают электроны из части функции распределения, описываемой соотношением $f_{\varepsilon} < \varepsilon^2$ (т. е. на частотах $\omega < \omega_{He} (\varepsilon_*/m_e c^2)^2$ в синхротронном котле, и на частотах $\omega < \omega_{pe} (\varepsilon_*/m_e c^2)^2$ в комптоновском котле) спектральная плотность энергии определяется законом Рэлея — Джинса в обычном виде:

$$W_{\omega}^l = \frac{k^2 \varepsilon_*}{\pi^2 c} = \frac{\omega^2 \varepsilon_*}{\pi^2 c^3}. \quad (14.10)$$

В области более высоких частот следует учитывать зависимость частоты от энергии излучающих частиц и от их функции распределения.

Как известно, в оптически плотной среде спектральная плотность энергии электромагнитных волн определяется соотношением $W_{\omega}^t = J_{\omega}^t / |\gamma^t(\omega)|$. Величины J_{ω}^t и γ^t были приведены в двух предыдущих параграфах. Некоторые из них были записаны со всеми численными коэффициентами, другие — с опущенными множителями порядка единицы. В дальнейшем нам понадобятся точные выражения для спектральной плотности электромагнитных волн. Соответствующие численные коэффициенты для случая комптоновского рассеяния были указаны в § 13, а такие же коэффициенты для случая синхротронного механизма хорошо известны [см., например, Гинзбург, Сыроватский (1963); Каплап, Пикельнер (1963)]. В результате получаем спектральную плотность излучения в комптоновском котле:

$$W_{\omega}^t = \frac{(\gamma + 4)(\gamma + 6)(\gamma^2 + 4\gamma + 11)}{\sqrt{2}(\gamma + 1)(\gamma + 3)(\gamma + 5)(\gamma^2 + 6\gamma + 16)} \frac{m_e \omega_{pe}^2}{\pi^2 c} \left(\frac{\omega}{\omega_{pe}}\right)^{5/2} \quad (14.11)$$

и в синхротронном котле *):

$$W_{\omega}^t = \frac{\Gamma\left(\frac{3\gamma - 1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma + 19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{\gamma + 5}{4}\right) \Gamma\left(\frac{\gamma + 8}{4}\right)}{\sqrt{3}(\gamma + 1) \Gamma\left(\frac{3\gamma + 2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma + 22}{12}\right) \Gamma\left(\frac{\gamma + 7}{4}\right) \Gamma\left(\frac{\gamma + 6}{4}\right)} \times \\ \times \frac{m_e \omega_{He}^2}{2\pi^2 c} \left(\frac{\omega}{\omega_{He}}\right)^{5/2}. \quad (14.12)$$

Видно, что зависимость от частоты одинакова в обоих случаях ($W_{\omega}^t \sim \omega^{5/2}$), но численные множители различны.

На частотах, больших ω_R , спектры синхротронного и комптоновского котлов также одинаковы:

$$W_{\omega}^t \approx J_{\omega}^t R \sim \left(\frac{\omega_R}{\omega}\right)^{(\gamma-1)/2}, \quad (14.13)$$

*) Здесь исправлены некоторые коэффициенты, приведенные в литературе, цитированной выше [множитель $(\gamma - 2)/\gamma$ в коэффициенте реабсорбции должен отсутствовать и т. п.].

но тоже, разумеется, с разными множителями, определяющими их интенсивность.

В общем случае, рассмотренном Цытовичем, Чихачевым (1969, 1970), были получены параметры котла, в котором декремент затухания определяется суммой выражений (14.2) и (14.3), а коэффициент излучения состоит из суммы коэффициентов излучения для синхротронного и комптоновского механизмов. Поскольку их зависимость от частоты одинакова, то параметры такого котла отличаются от рассмотренных выше лишь численными значениями, величины которых, однако, как будет видно из дальнейшего, существенны для определения спектра релятивистских электронов.

Полученные здесь соотношения для параметров котлов справедливы до тех пор, пока соответствующие декременты, определяющие интенсивность излучения, больше остальных декрементов из приведенного в начале параграфа списка. Поэтому, рассчитывая параметры котлов, следует проверить и непротиворечивость всех соотношений. Покажем, как это делается, на примере комптоновского котла.

Столкновительным затуханием, по-видимому, всегда можно пренебречь. Декремент γ_4^t мал по сравнению с γ_3^t , если плотность энергии резонансных плазмонов очень мала по сравнению с плотностью энергии плазмонов с $v_p \gtrsim c$. Декремент γ_5^t мал по сравнению с γ_3^t , если выполнено условие:

$$\frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} W^l > \left(\frac{\omega_R}{\omega_{pe}} \right)^{(\gamma-2)/2} W^t. \quad (14.14)$$

Вместе с тем из неравенства $\gamma_6^t < \gamma_3^t$ следует:

$$W^l > \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_R} \right)^3 W^t. \quad (14.15)$$

Получив из расчетов или сопоставлений с наблюдательными данными параметры котла, нетрудно проверить их на взаимную непротиворечивость. Подобным образом следует анализировать и синхротронный котел.

Ускорение электронов поглощением электромагнитного излучения. Очевидно, если частица в среднем поглощает больше энергии электромагнитных волн, чем излучает, то ее энергия увеличивается. Поглощение преобладает над излучением в случае спектральной плотности энергии, растущей с частотой, так что, например, электроны, находящиеся в поле электромагнитного излучения (14.11) и (14.12), должны в среднем ускоряться [Цытович (1963)]. Это ускорение имеет стохастический характер и вполне аналогично рассмотренному в § 5 стохастическому ускорению при поглощении плазменных волн. И здесь имеет место диффузионное уравнение (5.4) с соответствующим коэффициентом диффузии (5.5), где под u_k следует теперь понимать вероятность электромагнитного излучения, а под N_k^l — число электромагнитных волн. В результате для коэффициента диффузии при ускорении поглощением электромагнитных волн имеем

$$D_{\parallel}^l = \pi^2 e^2 \int_0^{\infty} F(\omega, \varepsilon) W_{\omega}^l \frac{d\omega}{\omega}. \quad (14.16)$$

Здесь также предположено изотропное распределение электромагнитного излучения.

Функция $F(\omega, \varepsilon)$ определяется механизмом излучения и поглощения электромагнитных волн. При ее вычислении надо усреднить коэффициенты излучения по всем угловым переменным. В результате получим, например, для случая изотропных релятивистских электронов, ускоряемых синхротронным излучением [Цытович, Чихачев (1969); Чихачев (1971)]:

$$F(\omega, \varepsilon) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{\omega_{He}}{\omega} \left(\frac{q}{3}\right)^2 \left\{ K_{1/3}\left(\frac{q}{3}\right) K_{1/3}\left(\frac{q}{3}\right) + \right. \\ \left. + \frac{q}{5} \left[K_{1/3}^2\left(\frac{q}{3}\right) - K_{2/3}^2\left(\frac{q}{3}\right) \right] \right\}, \quad (14.17)$$

где по-прежнему $q = (\omega/\omega_{He}) (m_e c^2/\varepsilon)^2$. В случае поглощения при комптоновском рассеянии (электромагнитная волна превращается в плазмон, отдав электрону свою энергию) имеем

$$F(\omega, \varepsilon) = \frac{\omega^2 (W^l + W^p)}{\pi^2 \omega_p e^2 c^2} \bar{u}_k, \quad (14.18)$$

где вероятность u_k дана формулой (13.20).

Вычислим коэффициенты диффузионного ускорения для синхротронного механизма, воспользовавшись спектральной плотностью излучения (14.12), а для комптоновского процесса — спектральной плотностью (14.11). Вычисления громоздки, но проводятся до конца.

Для синхротронного механизма

$$D_{\parallel}^t = \frac{9}{2\sqrt{3}} \frac{\Gamma\left(\frac{31}{12}\right)\Gamma\left(\frac{11}{12}\right)\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma+19}{12}\right)}{(\gamma+1)\Gamma\left(\frac{11}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma+2}{12}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma+22}{12}\right)} \times \\ \times \frac{\Gamma\left(\frac{\gamma+5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma+8}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+7}{4}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma+6}{4}\right)} \frac{m_e e^2 \omega_{He}^2}{c} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^3 \approx \frac{m_e e^2}{c} \omega_{He}^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^3. \quad (14.19)$$

Для комптоновского ускорения с превращением электромагнитных волн в плазмоны

$$D_{\parallel}^t = \frac{8.43}{3.5 \cdot 7.9} \frac{(\gamma+4)(\gamma+6)(\gamma^2+4\gamma+11)}{(\gamma+1)(\gamma+3)(\gamma+5)(\gamma^2+6\gamma+16)} \times \\ \times \frac{e^2 \omega_{pe}^2 (W^l + W^p)}{n_e c^3} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^3 \approx \frac{m_e e^2}{c} \omega_{pe}^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^3 \frac{W^l + W^p}{n_e m_e c^2}. \quad (14.20)$$

Точные, зависящие от γ численные множители потребуются в дальнейшем анализе свойств плазменных турбулентных котлов. Однако для многих оценок вполне достаточно пользоваться вторыми приближенными формулами.

В частности, по этим формулам можно получить и оценку темпа ускорения электронов при поглощении ими электромагнитного излучения рассматриваемого типа для синхротронного механизма:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \approx \frac{c^2 D_{\parallel}^t}{\varepsilon} \approx \frac{e^2}{c} \omega_{He}^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^2, \quad (14.21)$$

для комптоновского механизма:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \approx \frac{c^2 D_{\parallel}^t}{\varepsilon} \approx \frac{e^2}{c} \omega_p^2 \frac{W^l + W^p}{n_e m_e c^2} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2}\right)^2.$$

Следует обратить внимание на то, что темп набора энергии имеет ту же зависимость от энергии, что и потери электронов на излучение (см. ниже).

Очень существенно то, что полученная кубическая зависимость коэффициента диффузионного ускорения от энергии является непосредственным следствием спектра электромагнитного излучения $W_{\omega}^l \sim \omega^{1/2}$. Для другой зависимости, например $W_{\omega}^l \sim \omega^{\nu}$, коэффициент диффузионного ускорения $D_{\parallel}^l \sim \varepsilon^{2(\nu-1)}$. В частности, при поглощении спектра (14.10) или вообще теплового спектра коэффициент диффузионного ускорения $D_{\parallel}^l \sim \varepsilon^2$.

Отсюда также следует, что диффузионный механизм ускорения эффективен только для тех частиц, которые поглощают электромагнитное излучение на частотах, меньших ω_R , т. е. для электронов с энергиями в интервалах:

$$\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \leq \frac{\varepsilon}{m_e c^2} \leq \left(\frac{\omega_R}{\omega_{pe}} \right)^{1/2}, \quad \frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \lesssim \frac{\varepsilon}{m_e c^2} \leq \left(\frac{\omega_R}{\omega_{He}} \right)^{1/2} \quad (14.22)$$

для соответствующих котлов.

К ускорению релятивистских электронов, как известно, приводит и черенковское поглощение резонансных плазмонов с $v_p \leq c$. Соответствующий диффузионный коэффициент ускорения, определенный формулой (5.6), равен $D_{\parallel}^l \approx (m_e \omega_{pe} / n_e) \tilde{W}^l$, где \tilde{W}^l — плотность энергии резонансных плазмонов. При малых энергиях резонансное ускорение больше комптоновского. Комптоновское ускорение начинает преобладать при энергиях:

$$\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \gtrsim \left(\frac{\tilde{W}^l}{W^l} \frac{n_e c^3}{\omega_{pe}^3} \right)^{1/3}. \quad (14.23)$$

Однако отношение \tilde{W}^l / W^l обычно весьма малое, так что (14.23) не дает серьезного ограничения на энергию электронов. Аналогичным образом можно сравнить резонансное и синхротронное ускорения.

Формирование степенной функции распределения по энергиям в плазменном котле. Как следует из предыдущего раздела, в плазменном котле с «запертым» электромагнитным излучением имеет место интенсивное ускорение релятивистских электронов. Правда, электроны также интенсивно теряют энергию.

Энергия, излучаемая электроном в синхротронном механизме, определяется из (12.11):

$$P_2 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \omega_{He}^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2, \quad (14.24)$$

а при торможении электрона из-за комптоновского рассеяния получим, интегрируя (13.21) по частотам:

$$P_3 = \frac{4}{9} \frac{e^2}{c} \omega_{pe}^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 \frac{W^l + W^p}{n_e m_e c^2}. \quad (14.25)$$

Существуют и другие виды потерь, но для электронов с большими энергиями эти потери основные. При меньших энергиях начинают преобладать ионизационные потери:

$$P_1 = \frac{e^2}{c} \omega_{pe}^2 \Lambda, \quad (14.26)$$

где Λ — кулоновский логарифм (в космической плазме $\Lambda \approx 40$). Ионизационными потерями можно пренебречь, если энергия электронов

$$\left. \begin{aligned} \frac{\varepsilon}{m_e c^2} &\geq \sqrt{\frac{9\Lambda}{4}} \left(\frac{n_e m_e c^2}{W^l} \right)^{1/2} \approx 10 \left(\frac{n_e m_e c^2}{W^l} \right)^{1/2}, \\ \frac{\varepsilon}{m_e c^2} &\geq \sqrt{\frac{3\Lambda}{2}} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \approx 6 \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \end{aligned} \right\} \quad (14.27)$$

для слабого и сильного магнитного поля соответственно.

Функция распределения релятивистских электронов по энергиям устанавливается в процессе баланса ускорений и потерь энергии. И то, и другое описывается диффузионным уравнением с добавлением члена, описывающего потери:

$$\frac{\partial f_\varepsilon}{\partial t} = c^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\varepsilon^2 D_{\parallel} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{f_\varepsilon}{\varepsilon^2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (P f_\varepsilon). \quad (14.28)$$

В котле довольно быстро устанавливается квазистационарное распределение частиц по энергиям. Полагая здесь $\frac{\partial f_\varepsilon}{\partial t} = 0$, интегрируя и учитывая, что f_ε равно нулю как при $\varepsilon = 0$, так и при $\varepsilon \rightarrow \infty$, имеем

$$c^2 D_{\parallel} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{f_\varepsilon}{\varepsilon^2} \right) + P \frac{f_\varepsilon}{\varepsilon^2} = 0. \quad (14.29)$$

Теперь нетрудно убедиться в том, что решение (14.29) дает степенное распределение $f_\varepsilon \sim \varepsilon^{-\gamma}$ только, если

$$\frac{c^2 D_{\parallel}}{\varepsilon P} = \text{const} = \frac{1}{\gamma + 2}. \quad (14.30)$$

Но ускорение синхротронным поглощением и синхро-

тронные потери, а также ускорение комптоновским рассеянием и комптоновские потери как раз удовлетворяют условию (14.30), поскольку здесь $D_{\parallel}^f \sim \varepsilon^3$, а $P \sim \varepsilon^2$. Разумеется, удовлетворяет этому условию и комбинация этих механизмов.

Подставив в (14.30) формулы (14.19) и (14.24), имеем

$$\frac{27}{32\sqrt{3\pi}} \frac{\Gamma\left(\frac{31}{12}\right)\Gamma\left(\frac{11}{12}\right)\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma+19}{12}\right)}{(\gamma+1)\Gamma\left(\frac{11}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma+2}{12}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma+22}{12}\right)} \times \\ \times \frac{\Gamma\left(\frac{\gamma+5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma+8}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+7}{4}\right)\Gamma\left(\frac{\gamma+6}{4}\right)} = \frac{1}{\gamma+2}. \quad (14.31)$$

Аналогично, подставляя в (14.30) формулы (14.20) и (14.25), получаем

$$\frac{86}{105} \frac{(\gamma+4)(\gamma+6)(\gamma^2+4\gamma+11)}{(\gamma+1)(\gamma+3)(\gamma+5)(\gamma^2+6\gamma+16)} = \frac{1}{\gamma+2}. \quad (14.32)$$

Формулы (14.31) и (14.32) представляют собой уравнения для определения показателя γ , являющегося решением уравнения (14.29). Из (14.31) следует

$$\gamma = 0,93, \quad (14.33)$$

а из (14.32) имеем

$$\gamma = 3.1 \quad (14.34)$$

Итак, сделаем основной вывод: ускорение частиц синхротронным и комптоновским поглощением с соответствующими потерями дает степенные функции распределения с показателем γ , соответствующим наблюдательным данным [Цытович, Чихачев (1970)]. Синхротронный механизм соответствует меньшим γ , комптоновский — большим γ . Действие обоих механизмов приводит к появлению промежуточных значений γ . В частности, вблизи $\gamma = 3$ имеем

$$\gamma = 3 - \frac{2 \lg 3}{\lg(\omega_{pe}/\omega_{He})}. \quad (14.35)$$

На рис. 63 приведена зависимость величин γ от параметров $\xi = \omega_{He}/\omega_{pe}$ и $\kappa = W^l/n_e m_e c^2$, полученная при учете комбинации обоих механизмов ускорения и соответст-

вующих потерь в работе Цытовича, Чихачева (1970). Как и следовало ожидать, в широком интервале изменений этих параметров величина γ меняется мало, в основном от 1 до 3. Итак, для плазменных и синхротронных турбулентных котлов формирование степенных функций

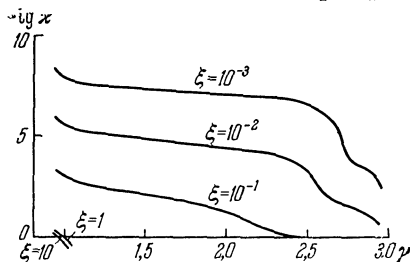


Рис. 63. Зависимость показателя функции распределения и релятивистских электронов γ от $\xi = \omega_{Hc}/\omega_{pe}$ и $\kappa = Wl/n_e m_e c^2$.

распределения является не исключением, а правилом, причем показатели этих функций близки к наблюдаемым.

Перейдем теперь к определению другого параметра функции распределения быстрых электронов — величины ε_* . Легко видеть, что завал функции распределения в области малых энергий, эквивалентный уменьшению по-

казателя γ , сначала появится тогда, когда правая часть (14.30) перестанет быть постоянной и начнет уменьшаться с уменьшением энергии. В частности, это имеет место для энергии электронов, при которых ионизационные потери больше потерь на синхротронное излучение или комптоновское рассеяние. Вместе с тем функция распределения энергий электронов становится круче с уменьшением энергии, если начинает преобладать резонансное ускорение черенковским поглощением, а потери по-прежнему определяются комптоновским рассеянием.

Таким образом, максимум функции распределения релятивистских электронов определяется правыми частями (14.27) при условии, что они больше правой части (14.23). Последняя может быть сделана весьма малой в предположении, что плотность энергии резонансных плазмов много меньше плотности энергии нерезонансных плазмов. Это условие впредь будет считаться выполненным (см. ниже).

Очевидно, действительный максимум определяется наибольшей из величин (14.27). Запишем:

$$\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} = \max \left\{ 6 \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}, 10 \left(\frac{n_e m_e c^2}{Wl} \right)^{1/2} \right\}. \quad (14.36)$$

В области энергий, меньших ε_* , функция распределения определяется, вообще говоря, несколькими параметрами, и получить здесь общие соотношения трудно. Положение снова упрощается в области $\varepsilon \ll \varepsilon_*$, где основным механизмом ускорения является резонансное черенковское поглощение продольных плазмонов, а потери энергии — ионизационные. Для этого случая решение уравнения (14.29):

$$f_\varepsilon = \text{const} \cdot \varepsilon^2 \exp\left(-\frac{\Lambda}{4\pi} \frac{\omega_{pe}^3 \varepsilon}{c^3 \tilde{W}^l}\right). \quad (14.37)$$

Отсюда, во-первых, следует, что действительно при малых энергиях имеет место зависимость $f_\varepsilon \sim \varepsilon^2$, как это и было принято в (12.2), и во-вторых, что ускорение резонансными плазмонами не приводит к искажению полученного степенного спектра, если плотность энергии резонансных плазмонов удовлетворяет неравенствам [с учетом (14.23)]:

$$\frac{\omega_{pe}^3}{c^3 n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2}\right)^3 W^l \gtrsim \tilde{W}^l \gtrsim \frac{\omega_{pe}^3}{c^3} \varepsilon_*, \quad (14.38)$$

которые, по-видимому, вполне вероятны в условиях космической плазмы.

Осталось определить два параметра: n_*/n_e и $W^l/n_e m_e c^2$. Оба они, по существу, связаны с механизмом турбулентного нагрева внутри плазменного котла, который также зависит и от механизма удержания котла от распада. Решение этой задачи требует анализа крупномасштабной магнитно-гравитационной структуры космической плазмы. Эти вопросы, еще очень далекие от своего решения, выходят за рамки настоящей книги.

Однако сразу очевидно, что нагрев плазмы в любой подобной конфигурации, где может иметь место интенсивное освобождение гравитационной, магнитной или ядерной энергии, должен быть весьма интенсивным. Более того, можно предполагать, что при интенсивном нагреве плазма в подобных котлах переходит в состояние, при котором заметная часть электронов становится околорелятивистской или даже ультрарелятивистской. Температура основной массы газа в подобном котле тоже может быть не слишком малой по сравнению с $m_e c^2$. Заметим, что

столкновительное затухание такой плазмы заведомо несущественно и что именно коллективные плазменные процессы (турбулентный нагрев) делают возможным быструю трансформацию любого вида энергии в тепловую.

Из сказанного следует, что в таких турбулентных плазменных котлах параметры n_*/n_e и $W^l/n_e m_e c^2$ должны быть не малы. Учитывая также, что величины (14.8) и (14.9) относительно слабо зависят от численных значений этих параметров, можно ограничиться следующими первыми оценками:

$$\frac{n_*}{n_e} \approx 10^{-2}, \quad \frac{W^l}{n_e m_e c^2} \approx 10^{-1}. \quad (14.39)$$

С этими значениями параметров, принимая также $\varepsilon_* \approx \approx 10^2 m_e c^2$, перепишем (14.8) и (14.9) в таком виде:

$$\frac{\omega_R}{\omega_{pe}} \approx \left(\frac{\omega_{pe} R}{c} \right)^{4/(\gamma+12)}, \quad (14.40)$$

$$\frac{\omega_R}{\omega_{He}} \approx \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^{10/(\gamma+12)} \left(\frac{\omega_{pe} R}{c} \right)^{4/(\gamma+12)}. \quad (14.41)$$

Эти соотношения можно использовать непосредственно для сопоставления с наблюдательными данными (см. § 15). Надо только всегда иметь в виду, что отношения

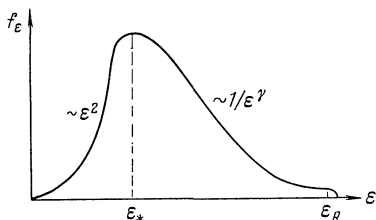


Рис. 64. Функция распределения релятивистских электронов, ускоренных в плазменном турбулентном котле.

должны быть настолько велики, чтобы энергия частиц, ускоряемых поглощением излучения с частотой ω_R [т. е. $\varepsilon \approx m_e c^2 (\omega_R / \omega_{pe})^{1/2}$ и $\varepsilon \approx m_e c^2 (\omega_R / \omega_{He})^{1/2}$] была много больше ε_* , иначе в котле не образуется степенная функция распределения частиц по энергиям. Характер функции распределения электронов по энергиям иллюстрируется рис. 64.

В заключение упомянем о важной проблеме выхода ускоренных частиц из котла. Возможны как диффузия

частиц через его поверхностные слои, так и их выбросы при «взрывах». Выход при диффузии, вероятно, сопровождается изменением функции распределения частиц, тогда как взрывной процесс может ее сохранить, хотя он и сопровождается адиабатическим охлаждением. По-видимому, подобные «взрывы» котлов, сопровождающиеся выбросом заметной части релятивистских частиц, вполне возможны в связи с различными крупномасштабными движениями космической плазмы.

§ 15. К интерпретации электромагнитного излучения ядер галактик, радиогалактик и квазаров

Проблема интерпретации излучения мощных космических источников типа квазаров или радиогалактик резко отличается от проблемы объяснения солнечных радиовсплесков. Мы более или менее хорошо знаем условия, в которых возникает плазменная турбулентность на Солнце: известны концентрация электронов и температура, можно независимо оценивать скорости и концентрации пучков. Наблюдения позволяют проследить весь временной ход процесса, получить и более детальные его характеристики.

С интерпретацией излучения космических радиоисточников положение сложнее. Концентрации частиц, их температуры, скорости пучков и другие параметры известны плохо. Мы знаем, например, величины n_e и T_e в области, излучающей эмиссионный спектр, но она может и не совпадать с областью радиоизлучения или областью плазменной турбулентности.

По существу, уверенно определяются только спектральный индекс α (см. рис. 53) и полный поток излучения, от которого не так просто перейти к спектральной интенсивности, ибо размеры объекта и расстояния до него оцениваются с известной неопределенностью. Некоторые выводы можно сделать и из исследования поляризации излучения. Коротче говоря, наблюдательные данные не дают достаточной информации для того, чтобы можно было в настоящее время дать более или менее однозначную общую качественную, а тем более количественную интерпретацию наблюдаемых мощных источников космического излучения.

Вначале, правда, казалось, что интерпретировать радиоизлучение космических источников нетрудно. Это было тогда, когда астрофизики, по существу, знали один механизм излучения — синхротронный. Тогда другого выбора не было, и на основании наблюдательных данных можно было пытаться однозначно подобрать соответствующие параметры. Часто это удавалось сделать, но иногда появлялись непреодолимые трудности. Остановимся на этом подробнее.

Синхротронная интерпретация радиоизлучения мощных космических источников. Допустим, что из наблюдений удастся определить спектральный индекс $\alpha = (\gamma - 1)/2$, спектральную интенсивность I_ω и размер системы R . Тогда известен и показатель γ функции распределения электронов.

Предположим, далее, что на некоторой частоте $\omega = \omega_*$ спектр излучения имеет максимум. Эта частота может лежать и вне наблюдаемого радиодиапазона. Причин для спадания спектра в низкочастотной области может быть несколько, но сначала допустим, что этот эффект связан с реабсорбцией [Слыш (1963)]. Тогда из соотношений (14.12) имеем для восходящей части спектра ($\omega < \omega_* = \omega_R$):

$$I_\omega \approx \frac{m_e \omega^2}{(2\pi)^3} \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \right)^{1/2} \quad (15.1)$$

(здесь и в дальнейшем опущены численные множители порядка единицы). Формула (12.16) дает для нисходящей части спектра

$$I_\omega \approx \frac{J_\omega R}{4\pi} \approx \frac{e^2 \omega_{He} n_*}{4\pi c} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{(\gamma-1)/2} R. \quad (15.2)$$

Поскольку здесь принято, что частота максимума спектра есть характерная частота, на которой оптическая толщина оказывается порядка единицы, то по аналогии с (14.9), но пренебрегая «запутыванием» при рассеянии (плазма не турбулентна), получаем еще одно условие:

$$\frac{\omega_*}{\omega_{He}} = \left[\frac{n_*}{n_e} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma-1} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \frac{\omega_{pe} R}{c} \right]^{2/(\gamma+4)}. \quad (15.3)$$

К этим соотношениям добавим очевидное неравенство

$$\omega_* > \omega_{He} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^2 \quad (15.4)$$

и часто предполагаемое условие равенства полной энергии релятивистских частиц и магнитного поля $H^2 = 4\pi n_* \varepsilon_* \delta$ или

$$\left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^2 \approx \frac{n_*}{n_e} \frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \delta. \quad (15.5)$$

Коэффициент δ учитывает вклад и релятивистских ионов. Обычно принимается $\delta \approx 1 \div 100$. Система уравнений (15.1) — (15.5) определяет параметры излучающей синхротронной области. Анализ этой системы показывает, что в одних случаях можно получить физически разумное решение, в других — нет. Поясним, в чем здесь дело.

Пусть наблюдается только спадающий спектр $I_\omega \sim \omega^{-(\gamma-1)/2}$. Тогда формула (15.2) при заданных I_ω и R дает связь между ω_{He} , ε_* , n_* . Одна из этих трех переменных исключается соотношением (15.5). Остающийся произвол сильно ограничен неравенством (15.4), так что в конечном счете эти величины, если и не определены однозначно, то все же существенно ограничены.

Далее поступают так. Используя полученные значения ω_{He} , n_* и ε_* , следует по (15.3) определить частоту максимума спектра ω_* . Она должна, по условию, оказаться в низкочастотной области за пределами наблюдаемого спектра. Если найденная таким образом ω_* оказалась в наблюдаемой области спектра (но сам максимум не наблюдается) или в более коротковолновой области спектра, то полученное решение противоречиво и не имеет отношения к действительности. Можно попытаться подобрать параметры ω_{He} , n_* , ε_* иначе, воспользовавшись оставшейся свободой выбора, поскольку (15.4) есть только неравенство, но обычно при этом много выиграть не удается.

Если наблюдается и максимум, то к восходящей части спектра применимо условие (15.1). Здесь частота ω_{He} определяется однозначно, и если она находится в согласии с остальными соотношениями (15.2) — (15.5), то решение

можно принять удовлетворительным, но, как правило, и это оказывается не так. Важно также, что соотношение (15.1) очень жесткое.

Наблюдаемый максимум в спектре можно приписать и влиянию плазмы на синхротронное излучение, т. е. условию (12.18). Тогда появляется еще параметр n_e .

Описанный метод применялся для анализа космических радиоисточников неоднократно; результаты излагались во многих работах и монографиях [Шкловский (1956); Гинзбург, Сыроватский (1963); Каплан, Пикельнер (1963)], где читатель и найдет соответствующие численные оценки. Общее заключение таково. При расчете протяженных объектов типа облаков радиогалактик результаты получаются удовлетворительными, т. е. рассчитанные ω_* действительно попадают в ненаблюдаемый низкочастотный радиодиапазон или наблюдаются в действительности. Можно показать [Келлерман, Паолини-Тос (1968), Келлерман и др. (1971)], что если эффективная температура на волнах сантиметрового диапазона меньше 10^{12} градусов, то такое излучение можно объяснить синхротронной гипотезой.

Однако при расчете компактных и мощных радиоисточников, таких как квазары, не удалось «свести концы с концами». Большая интенсивность требует большой концентрации ультрарелятивистских электронов, и частота ω_* , полученная из (15.3), оказывается слишком высокой. Наблюдаемая интенсивность радиоизлучения оказывается много большей, чем (15.1).

Но даже в тех случаях, когда решение системы (15.1) — (15.5) оказывается физически допустимым, появляются новые трудности. Основная из них связана со следующими соображениями. Допустим, что облако релятивистских электронов изотропно расширяется. Тогда его магнитное поле уменьшается по закону $H \sim R^{-2} \sim t^{-2}$ (предполагается сохранение магнитного потока). В соответствии с условием адиабатического инварианта уменьшается и энергия частиц $\varepsilon \sim \sqrt{H} \sim t^{-1}$. Концентрация уменьшается как $n_* \sim R^{-3} \sim t^{-3}$. Отсюда получаем закон уменьшения потока излучения $F_\omega \sim R^2 I_\omega$ со временем [Шкловский (1960)]:

$$F_\omega \sim t^{-2\gamma} \quad (15.6)$$

для нисходящей части спектра. На восходящей части спектра (15.1) поток радиоизлучения увеличивается как t^3 . Из (15.3) следует, что максимум спектра сползает в низкочастотную область спектра по закону $\omega_* \sim t^{-2(\gamma+3)/(\gamma+4)}$. Наконец, отсюда и из (15.6) находим изменение потока с изменением частоты максимума:

$$F_{\omega_*} \sim \omega_*^{(\gamma+3)/(4\gamma+6)}. \quad (15.7)$$

Систематические изменения потока и положения максимума удалось наблюдать [Келлерман, Паолини-Тос (1968)]. Их можно согласовать с формулами (15.6) — (15.7), положив $\gamma \approx 1$.

Полагая же $\gamma \approx 3$, мы получим столь быстрое убывание потока радиоизлучения со временем, что становится непонятным, почему подобные расширяющиеся облака удается еще наблюдать. Впрочем, можно предполагать, что в процессе расширения меняется и показатель γ [Шкловский (1971)], однако обычно в этих случаях γ только увеличивается [Кардашев (1964)]. Упомянем также работы Озерного и Сазонова (1968, 1969), где для объяснения изменения спектров предлагается ультра-релятивистский разлет макроскопических облаков и плазмы.

Резюмируя, можно сказать следующее. Синхротронный механизм может объяснить радиоизлучение протяженных и более или менее стационарных образований. Применение его к быстропеременным и компактным объектам встречается с серьезными трудностями, которые иногда можно устранить при некоторых предположениях, но часто эти трудности оказываются непреодолимыми.

При интерпретации мощных космических источников оптического и рентгеновского излучения подобных трудностей обычно нет.

Плазменная интерпретация излучения мощных космических радиоисточников. Излучение космических радиоисточников может быть как спонтанным, так и индуцированным. Рассмотрим преимущества и недостатки плазменных механизмов излучения в том и в другом случае.

Спонтанные плазменные механизмы излучения имеют некоторые преимущества по сравнению с синхротронным

механизмом, но при интерпретации наблюдаемых объектов здесь всегда приходится предполагать наличие плазменной турбулентности с относительно большой плотностью энергии.

Преимущества спонтанных плазменных механизмов заключаются в следующем. Во-первых, здесь больше параметров, которые можно подобрать таким образом, чтобы объяснить разные особенности спектров, например наличие нескольких максимумов и минимумов в спектре одного объекта. Во-вторых, здесь большой простор и в интерпретации поляризационных наблюдений. В частности, важно то, что в плазменных механизмах электрический вектор поляризованного излучения может быть направлен и вдоль вектора напряженности магнитного поля. В-третьих, плазменные механизмы излучения связывают в одну проблему ускорение релятивистских электронов и их излучение. Здесь можно получить большое разнообразие спектров [см. Гетманцев (1970) по интерпретации наблюдений Брауде и др. (1969)], объяснить различные временные изменения их, в частности можно получить и уменьшение показателя γ со временем [Гайлитис, Цытович (1964б)]. Важно то, что малая «инерционность» плазменной турбулентности позволяет интерпретировать быстрые изменения как спектра, так и интенсивности излучения.

Однако наибольшие преимущества плазменных механизмов проявляются при учете индуцированных процессов. Как уже обсуждалось в § 12, индуцированное усиление электромагнитного излучения в синхротронном механизме, хотя и вполне возможно, но требует довольно жестких условий, выполнение которых в астрофизических объектах часто кажется маловероятным.

Индукцированное усиление электромагнитного излучения в плазменных механизмах связано с меньшими ограничениями, и поэтому проявление этих эффектов в космических условиях более вероятно. Индуцированные процессы «усиливают» все преимущества плазменных механизмов излучения. Во-первых, здесь также можно получить сложные спектры. Во-вторых, в этом случае возможна генерация излучения со 100%-ной поляризацией. В-третьих, здесь заведомо могут иметь место изменения потоков излучения и спектров с характерным временем, равным световому размеру объекта. В-четвертых, инду-

цированные процессы в турбулентной плазме приводят к быстрому ускорению заметной части электронов плазмы.

Мы не можем здесь, в рамках первой книги по плазменной астрофизике, обсуждать различные конкретные объекты. Можно надеяться, что такие исследования будут проведены в ближайшем будущем. Здесь же мы ограничимся кратким упоминанием об уже выполненных в этом направлении исследованиях и о некоторых предварительных оценках.

О возможности плазменной интерпретации радиоизлучения квазаров или других компактных объектов, типа небольшого источника в Крабовидной туманности, впервые заговорили в 1964—1965 годах, когда выяснились непреодолимые трудности для применения здесь синхротронного механизма (Шкловский, Гинзбург, Кардашев и др.).

Первая попытка количественных оценок была проведена Гинзбургом и Озерным (1966). В этой работе предполагалось, что излучение квазаров объясняется прохождением в его атмосфере ударных волн, возбуждающих плазменную турбулентность так же, как это происходит в солнечной короне при возбуждении всплесков II типа. Следует отметить, что почти всегда первая попытка применить плазменные механизмы к исследованию любых объектов сводится к использованию результатов, полученных при изучении спорадического радиоизлучения Солнца [см. подобные исследования пульсаров (Гинзбург, Железняков, Зайцев (1969)]. Все недостатки соответствующих теорий солнечного радиоизлучения при таком переносе их еще более усиливаются. В частности, в указанной работе Гинзбурга и Озерного получились неприемлемо большие значения плотности энергии плазменной турбулентности в ударных волнах: $W^l \approx 20 n_e T_e$. Кроме того, для генерации излучения на высоких частотах требуется и большое значение ω_{pe} или ω_{He} , что также маловероятно.

Представление о синхротронной неустойчивости было применено Железняковым (1966) для интерпретации радиоизлучения квазаров и других точечных источников. Оценивались инкременты и условия возбуждения (необходимые плотность и температура «холодной» плазмы). Оказалось, что плотность такой плазмы должна быть высока, а ее температура в некоторых случаях должна быть

сравнимой с mc^2 . Нелинейные эффекты не оценивались. Это, кстати, нетрудно сделать, воспользовавшись формулой (12.73). Например, чтобы получить интенсивность порядка 10^{-8} эрг·сек⁻¹ на частотах порядка $\omega \approx 10^9$ сек⁻¹ при условии $\omega_{pe} \approx 10\omega_{He}$, необходима концентрация релятивистских частиц $n_* \approx 1$ см⁻³.

Вместе с тем, как следует из анализа, проведенного в §§ 12 и 13, синхротронная неустойчивость, по-видимому, в первую очередь приводит к развитию турбулентности продольных плазмонов, конверсия которых в электромагнитные волны не связана с довольно жесткими ограничениями на частоты и энергии частиц, налагаемыми требованием непосредственной раскачки электромагнитного поля излучения.

В работе авторов [Каплан, Цытович (1968б)] были проведены оценки инкрементов раскачки и было показано, что даже при минимальных размерах этих источников инкременты достаточно велики, чтобы обеспечить раскачку электромагнитного излучения при комптоновском рассеянии на пучке релятивистских электронов. Теперь можно с помощью формулы (13.44) оценить плотность энергии продольных плазмонов, а по формуле (13.47) определить и плотность электромагнитного излучения, а следовательно, оценить и спектральную интенсивность.

К сожалению, здесь в полной мере проявляется уже отмеченная в начале параграфа трудность интерпретации радиоизлучения космических источников — недостаточная информация о параметрах этих источников. Например, используя формулу (13.47), мы не можем дать однозначную оценку W^I , поскольку неизвестны величины n_*/n_e , ϵ_* , $\Delta\theta$, даже если и можно было бы однозначно определить W^I , например, по соотношению (13.44). Однако нетрудно убедиться в том, что, выбирая неизвестные параметры произвольно, но в разумных пределах, можно получить интенсивность излучения, которая соответствует наблюдательным данным. Возможен, однако, и несколько иной подход к проблеме, использующий наблюдательные данные [Криворучкий, Цытович (1969)]. Наблюдаемое излучение относится к поверхностным областям объектов, где выход анизотропных частиц и электромагнитного излучения приводит к плазменным неустойчивостям. Плотность энергии выходящего излучения примерно известна,

Оно должно быть источником турбулентности вне зависимости от того, каким механизмом были излучены электромагнитные волны. В силу (4.57) мощность возбуждения ленгмюровских колебаний электромагнитным излучением

$$Q \approx \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_*^3} \frac{(W^l)^2}{n_e m_e c^2}. \quad (15.8)$$

Это позволяет оценить плотность энергии W^l , которая в цитированной работе получилась для квазаров сравнимой с $n_e T_e$, что указывает на то, что квазары действительно являются объектами с интенсивной плазменной турбулентностью.

Мы надеемся, что последующие наблюдения и более подробный анализ процессов позволят получить более определенные оценки параметров. Во всяком случае физика плазменных процессов, имеющих, вероятно, место в подобных источниках, качественно понятна и необходимые для расчетов формулы имеются.

Источники инфракрасного излучения в центрах галактик и возможность непосредственного излучения плазменного турбулентного котла. В § 11 приводились данные об инфракрасных источниках в ядрах галактик и квазарах. Можно попытаться отождествить эти источники с плазменным котлом, в котором согласно результатам § 14 могут ускоряться быстрые частицы и формироваться их степенная функция распределения. В таком случае наблюдаемую частоту максимума излучения $\omega_{ir} \approx 2,5 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ следует сопоставить с частотой ω_R , определяющей максимум спектра излучения котла.

Правда, наблюдаемая зависимость интенсивности инфракрасного источника от частоты плохо соответствует теоретическим представлениям ($I_\omega \sim \omega^{7/2}$ вместо $\sim \omega^3$ при $\omega < \omega_{ir}$). Наблюдаемый спектр спадает очень круто и со стороны высоких частот. Можно, однако, указать ряд причин, которые позволят понять подобное расхождение, в частности, условия излучения в неоднородных поверхностных слоях таких объектов.

Посмотрим, какие оценки получатся при применении соотношений (14.40) и (14.41) к подобным объектам. Предположим, что размер источника $R \approx 10^{19} \text{ см}$. Примем также $\gamma = 3$ в обоих случаях. Тогда из формулы (14.40) имеем

$\omega_{pe} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Однако при этом энергия частиц, ускоренных в плазменном котле, $\varepsilon \approx m_{ec}^2 (10^5)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^2 m_{ec}^2$ лишь на порядок больше энергии максимума функции распределения электронов $\varepsilon_* \approx 10 m_{ec}^2$. Поэтому плазменный котел не может создавать степенное распределение частиц в достаточно широком интервале энергий.

В синхротронном котле имеются два параметра — ω_{pe} и ω_{He} . Примем, ради определенности, что $\omega_{pe} \approx 10 \omega_{He}$. Тогда получим при тех же значениях остальных параметров: $\omega_{pe} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ и $\omega_{He} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$. Здесь степенный спектр занимает интервал энергий от $\varepsilon_* \approx 60 m_{ec}^2$ до $\varepsilon \approx 10^3 m_{ec}^2$. Согласно (15.1) получаем для интенсивности излучения в максимуме спектра $I_\omega \approx 10^{-2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$, т. е. с некоторым запасом по отношению к наблюдательным данным. Этот запас, кстати, необходим потому, что разброс светимостей инфракрасных источников достигает пяти порядков.

Таким образом, плазменный котел с $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $H \approx 2 \text{ э}$ мог бы соответствовать наблюдательным данным об инфракрасном источнике в центральных частях галактик.

Релятивистские электронные пучки в межгалактическом и галактическом пространстве и интерпретация излучения выбросов. В интерпретации излучения выбросов из галактик в межгалактическое пространство сейчас имеются по крайней мере две трудности. Первая из них заключается в том, что квазилинейная релаксация пучков должна была бы быстро размыть выброс и он не должен был бы наблюдаться. Эта трудность фактически фиктивна и решается так же, как и для всплесков III типа на Солнце при учете нелинейной стабилизации. Вторая трудность заключается в очень быстрой убыли потока излучения [см. (15.7)] из-за расширения выброса, если встать на точку зрения синхротронной гипотезы его излучения.

Однако при использовании теоретических представлений о плазменной турбулентности есть возможность без особой натяжки разрешить эти трудности [Мотц, Цытович (1971)]. Хотя многие параметры сейчас не могут быть определены из наблюдений, но во всяком случае можно убедиться в том, что резких расхождений с наблюдениями не возникает. Сейчас имеются веские наблюда-

тельные аргументы в пользу того, что выбросы могут двигаться с релятивистскими скоростями. Следовательно, надо использовать теорию взаимодействия релятивистских пучков, учитывающую нелинейные эффекты стабилизации.

В принципе возможен случай, который мы здесь и рассмотрим, когда пучки быстрых частиц, выброшенных из ядер в межгалактическое пространство, оказываются более плотными, чем сама межгалактическая среда. Тогда межгалактическую среду следует рассматривать как «пучок» в облаке релятивистских частиц, и перейти в систему координат, в которой облако релятивистских частиц покоится.

Пусть u — средняя переносная скорость облака релятивистских частиц, $\varepsilon_* = m_e c^2 / \sqrt{1 - u^2/c^2}$ — энергия электронов, соответствующая этой скорости, $\Delta\varepsilon_*$ — разброс по энергиям. Если $\varepsilon_* \approx m_e c^2$, то переход в систему координат, связанную с облаком, не внесет существенных изменений. Более интересен случай, когда $\varepsilon_* \gg m_e c^2$.

Здесь важно учесть изменение дисперсии скоростей при переходе в движущуюся систему координат. В частности, скорость частицы v с энергией $\varepsilon = m_e c^2 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ при переходе в систему координат, движущуюся со скоростью u , оказывается равной

$$v' = \frac{v - u}{1 - vu/c^2} \approx c \frac{\varepsilon_*^2 - \varepsilon^2}{\varepsilon_*^2 + \varepsilon^2}, \quad \frac{|v - c|}{c} \ll 1, \quad \frac{|u - c|}{c} \ll 1. \quad (15.9)$$

Это означает, что в системе координат облака разброс скоростей его частиц может оказаться нерелятивистским,

$$\frac{\Delta v'}{c} \approx \frac{\Delta\varepsilon_*}{\varepsilon_*} \ll 1, \quad (15.10)$$

а разброс скоростей частиц $\Delta v'$ межгалактической среды («пучка») — совсем малым:

$$\Delta v' \approx \Delta v \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2. \quad (15.11)$$

Иными словами, в подобных случаях должна сначала возникнуть гидродинамическая неустойчивость,

приводящая к быстрому увеличению разброса скоростей, т. е. нагреву межгалактической среды. Затем система переходит к обычной кинетической неустойчивости, и все дальнейшее рассмотрение проводится методами, описанными в предыдущих параграфах. В частности, можно показать, что характерные времена релаксации таких «пучков» могут быть очень велики. Это связано со стабилизацией таких пучков нелинейными эффектами. В частности, оценки указывают на то, что галактические выбросы могут быть быстро стабилизированы. Действительно, если бы просто имела место квазилинейная релаксация, то галактические выбросы гибли бы буквально мгновенно и их нельзя было бы наблюдать. Так, если принять $n_*/n_e \approx 1/10$, $\varepsilon_*/m_e c^2 \approx 10^2$, $\Delta\theta \approx 1/10$, $\omega_{pe} \approx 10^2 \text{ сек}^{-1}$, получим согласно (12.62) $\gamma^l \approx 10 \text{ сек}^{-1}$, т. е. ничтожное в сравнении с галактическим ($\sim 10^{22} \text{ см}$) расстояние $\sim 10^9 \text{ см}$. Считая, что в результате развития гидродинамической неустойчивости пучок достигнет границы кинетической неустойчивости и $(\Delta\theta)^2 \gg (m_e c^2/\varepsilon_*)^2$, получим из (12.65), (12.66)

$$(\Delta\theta)^2 \approx \left(\frac{n_*}{n_e}\right)^{1/2} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^{1/2} \approx \frac{\Delta k}{k}, \quad (15.12)$$

т. е.

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx \left(\frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^{1/2}. \quad (15.13)$$

«Температура» частиц облака, как отмечалось, нерелятивистская, но при $\Delta\varepsilon_*$, не сильно отличающемся от ε_* , она все же не слишком мала по сравнению с $m_e c^2$, т. е. практически $k_* \ll \Delta k$, и «абсолютной» стабилизации, описываемой (12.67), не возникает. Мощность генерации определяется формулой

$$Q \approx \frac{\gamma^2 (\Delta k)^2}{\alpha^l} \approx 30 \omega_{pe} n_e m_i c^2 \left(\frac{n_*}{n_e}\right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^2 \left(\frac{\Delta\varepsilon_*}{\varepsilon_*}\right)^2. \quad (15.14)$$

Как уже показано в предыдущей главе, полная стабилизация из-за рассеяния на электронах наступит за время, определяемое в данном случае инкрементом

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{pe}} \approx \frac{Q}{\omega_{pe} n_e m_e c^2} \frac{\varepsilon_*}{\Delta\varepsilon_*} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \frac{n_e}{n_*}\right)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^4 \frac{\Delta\varepsilon_*}{\varepsilon_*} \left(\frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*}\right)^{3/2}. \quad (15.15)$$

К сожалению, ни n_*/n_e , ни $m_e c^2/\epsilon_*$ не известны. Однако очевидно, что развитые соображения позволяют легко добиться полной стабилизации пучков на относительно небольших расстояниях. Так, при $\Delta\epsilon_*/\epsilon_* \approx 0,1$, $n_*/n_e \approx 10^{-1}$ и $m_e c^2/\epsilon_* \approx 10^{-2}$ характерная длина стабилизации лишь немногим больше длины квазилинейной релаксации.

Таким образом, трудность с квазилинейной релаксацией полностью устраняется. Другая трудность, по сути дела, уже носит энергетический характер. Однако межгалактический «пучок» приносит в выброс энергию, ибо даже на гидродинамической стадии (до перехода к кинетической, которая стабилизуется) он может отдать заметную долю своей энергии [Файнберг, Шапиро, Шевченко (1969)]. Легко получить полный поток энергии межгалактического газа на сечении облака $F \approx 4\pi R^2 n_* \epsilon_* c$; считая $R \approx 10^{20} \div 10^{21}$ см и $n_* \approx 10^{-5}$ см⁻³, получим $F \approx 3 \cdot 10^{41} \frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$. При приведенных значениях

$\epsilon_*/m_e c^2$ это совпадает с наблюдаемым радиопотоком межгалактических выбросов. Таким образом, с энергетической точки зрения здесь трудностей также не возникает.

Следует обсудить еще вопрос о механизме излучения. В принципе он может быть синхротронным механизмом в магнитных полях самого выброса или в межгалактическом поле, а может быть и плазменным. Для их сравнения следует оценить W^I и $H^2/8\pi$. В межгалактическом пространстве $H^2/8\pi \approx 10^{-15} \div 10^{-16}$ эрг·см⁻³ [т. е. $H \approx (3 \div 10) \cdot 10^{-8}$ эрг, см., например, Гинзбург, Сыроватский (1963)]. Величину W^I можно оценить так. Межгалактический «пучок», проникающий в выброс, весьма быстро проходит гидродинамическую стадию, а затем и стабилизацию на кинетической стадии, и, следовательно, создает в поверхностной области некую плотность турбулентной энергии. Последующие частицы этого «пучка», испытав гидродинамическую неустойчивость, попадают уже в турбулентную плазму и поэтому, будучи стабилизированы, без потери энергии проникнут дальше, отдадут «свою» порцию энергии, тем самым создав турбулентность в следующем слое выброса. Такая волна турбулизации пройдет через весь выброс. Ее скорость $v \approx c(\Delta\epsilon_*/\epsilon_*)^2$, хотя и несколько меньше скорости света, но при

$\Delta\varepsilon_* \lesssim \varepsilon_*$ сравнима с ней. Поэтому можно оценить W^l из условия нелинейной стабилизации на электронах:

$$\frac{W^l}{n_e m_e c^2} \approx \sqrt{\frac{n_*}{n_e} \frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \frac{\Delta\varepsilon_*}{\varepsilon_*}}. \quad (15.16)$$

Если принять $n_* \approx 0,1n_e$, $m_e c^2/\varepsilon_* \approx 10^{-2}$, $\Delta\varepsilon_*/\varepsilon_* \approx 0,3$, $n_e \approx 10^{-6} \text{ см}^{-3}$, то $W^l \approx 10^{-14} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$, что больше плотности межгалактического магнитного поля. В связи с этим кажется маловероятным, что такое поле может препятствовать проникновению межгалактического «пучка» в выброс. Вместе с тем из этой оценки видно, что поле самого выброса должно быть достаточно большим, чтобы влиять на процессы возбуждения турбулентности межгалактическим «пучком», а также для того, чтобы синхротронное излучение преобладало над плазменным.

Проблема выбросов ядер галактик, генерации ими турбулентности и их стабилизации, по-видимому, существенна и для теории происхождения галактических космических лучей и «рассасывания» оболочек сверхновых [Гинзбург (1965); Цытович (1966а); Паркер (1970)].

Глава IV

ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ (ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЕ С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ)

§ 16. Наблюдательные данные о пульсарах

Открытие Хьюишем и его сотрудниками в 1967 г. пульсаров не только дало астрофизикам очень интересные объекты исследования, но и поставило перед физикой ряд новых проблем. Принято считать, что пульсары представляют собой вращающиеся нейтронные звезды. Теоретическое изучение пульсаров как бы распалось на два направления. Одно из них связано с изучением физики нейтронных звезд. Работы второго направления связаны с исследованием механизмов излучения, способных генерировать очень мощные электромагнитные волны во всех диапазонах, начиная от радиоволн и кончая рентгеновскими лучами, которые наблюдаются в виде отдельных импульсов.

Исследования нейтронных звезд начались еще до открытия пульсаров. Однако в то время считалось, что излучение нейтронной звезды вряд ли имеет сложный характер. Предполагалось, что температура на поверхности нейтронной звезды — порядка 10^7 град и что ее излучение генерируется обычным тепловым тормозным механизмом и поэтому сосредоточено в рентгеновской области спектра. Открытие пульсаров стимулировало дальнейшее развитие исследований структуры нейтронных звезд, поведения вещества в их недрах и в поверхностных слоях, динамических их свойств. Все эти вопросы выходят за рамки настоящей книги, и мы не будем дальше их касаться.

Наиболее трудной проблемой для пульсаров оказалось объяснение особенностей их излучения, которое не

имеет ничего общего с предполагавшимся ранее рентгеновским излучением нагретой поверхности. Исследование механизмов этого излучения является основным предметом этой главы.

Необходимые сведения из физики нейтронных звезд таковы: это объекты размером порядка 10^6 см, с сильным магнитным полем на поверхности, которое по некоторым

оценкам может достигать значений 10^9 э и даже 10^{12} э. Не исключена возможность, что магнитное поле и значительно слабее. Нейтронные звезды вращаются с большой угловой скоростью (соответствующей периоду повторения импульсов пульсара), причем считается, что ось вращения и ось симметрии магнитного поля не совпадают, а могут быть даже взаимно перпендикулярны. Скорости движения пульсаров в пространстве велики, возможно, достигают нескольких сотен км·сек⁻¹.

Радиоизлучение пульсаров. Пульсары (к 1971 г. их было известно около 60) излучают радиоволны в широком диапазоне частот (некоторые спектры приведены на рис. 65) с правильной периодичностью.

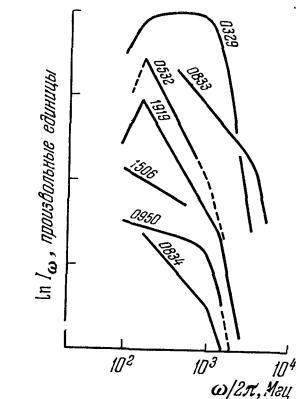


Рис. 65. Радиоспектры некоторых пульсаров. Обозначения соответствуют каталогу СР, за исключением пульсара NP 0532.

Периоды, однако, испытывают некоторые изменения, которые могут быть плавными (как правило, в сторону роста) или скачкообразными (чаще в сторону уменьшения периода, но, по-видимому, встречаются и увеличения периода). Принято считать, что периодичность импульсов определяется вращением пульсара, плавное изменение периода — замедлением этого вращения, а скачкообразные изменения — перестройкой структуры поверхностных слоев («звездотрясения»). По-видимому, чем моложе пульсар, тем меньше его период, и тем больше изменения этого периода. Распределение пульсаров по периодам приведено на рис. 66, а статистическая зависимость периода от замедления вращения (т. е. характерного времени существования пульсара) приведена на рис. 67.

Самый короткий период и наименьший возраст имеет пульсар в Крабовидной туманности (NP0532). Этот пульсар отличается некоторыми особыми свойствами, в частности, у него наблюдаются оптическое и рентгеновское излучения. Поэтому пульсар NP0532 будет рассмотрен отдельно.

Форма импульсов и их длительность Δt не отличаются такой стабильностью, как периодичность, — соседние импульсы часто непохожи. Но в среднем форма импульсов все же сохраняется, причем длительность «среднего» импульса статистически зависит от периода P (рис. 68):

$$\frac{\Delta t}{P} \approx \frac{1}{20} \div \frac{1}{30}. \quad (16.1)$$

На рис. 69 приведены средние формы импульсов ряда пульсаров. Чем короче импульс, тем проще его форма.

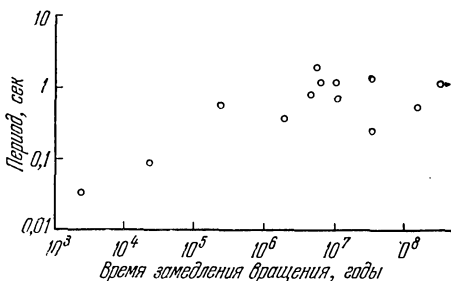


Рис. 67. Статистическая связь между периодом и временем замедления.

В тех случаях, когда импульс состоит из субимпульсов, наблюдается их периодическое смещение, называемое периодом второго класса. По форме импульсов пульсары

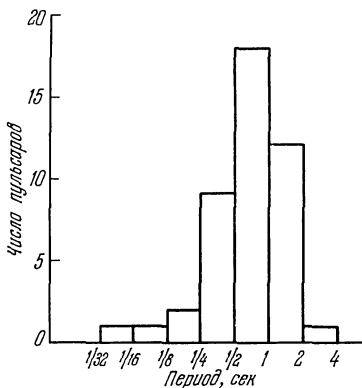


Рис. 66. Распределение пульсаров по периодам.

делятся на классы: S — с простыми, D — с дрейфующими и C — со сложными импульсами.

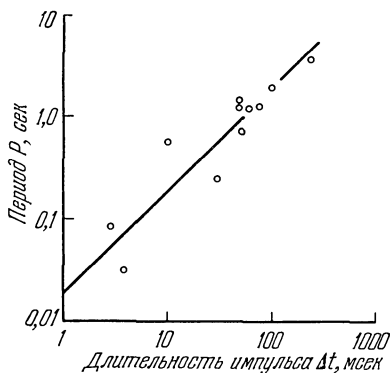


Рис. 68. Статистическая связь между периодом и длительностью импульса.

В некоторых случаях (например, для пульсара CP0950) в промежутке между импульсами наблюдается небольшой «интеримпульс», интенсивность которого составляет 1,5% от интенсивности основного импульса. Форма импульса иногда несимметрична, восходящая ветвь круче спадающей. Зависимость ширины импульса от длины волны трудно заметить.

Излучение некоторых пульсаров обнаруживает сильную (до 100%), других, наоборот, относительно слабую (от 5÷10% до 30%)

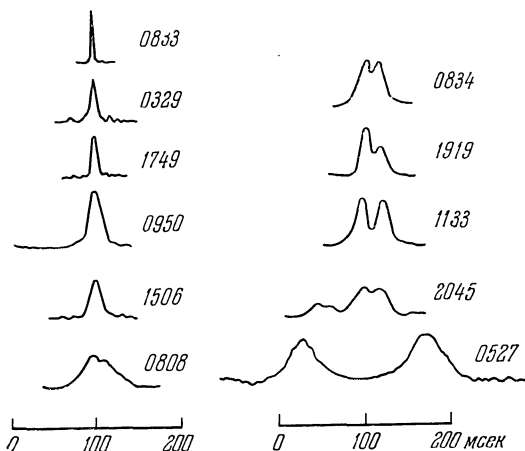


Рис. 69. Некоторые характерные средние формы импульсов. Числа — обозначение пульсаров в каталоге CP.

линейную поляризацию. Как поляризационный угол, так и степень поляризации меняются в течение одного импульса (рис. 70). В ряде случаев наблюдалась и круговая поляризация (до 30%).

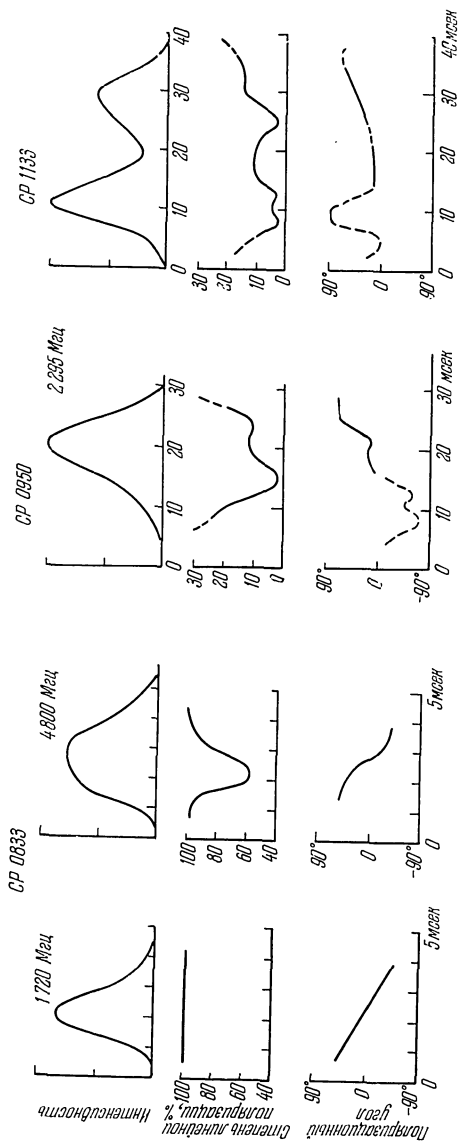


Рис. 70. Изменения интенсивности, степени поляризации и поляризационного угла излучения в течение импульса для некоторых пульсаров.

Интенсивность импульсов испытывает сильные вариации. Часто импульсы пропадают и появляются вновь через минуты или много большие промежутки времени (недели и месяцы). Изменения интенсивности некоторых пульсаров (сглаженные за период в восемь суток) показаны на рис. 71.

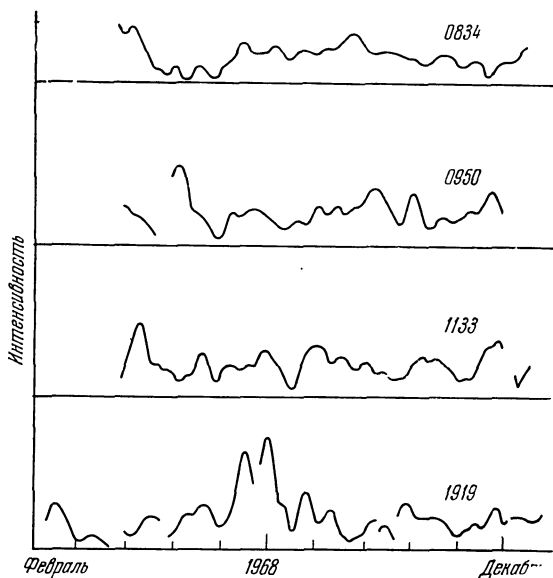


Рис. 71. Флуктуации потока радиоизлучения некоторых пульсаров, сглаженные за 8-дневный промежуток времени. Обозначения соответствуют каталогу СР.

Спектры радиоизлучения пульсаров, изображенные на рис. 65, как правило, сложнее спектров других радиоисточников. Только на отдельных участках они могут быть описаны степенным законом. По-видимому, при $\omega \leq 6 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ и $\omega \geq 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ спектры круто обрываются. Спектральный индекс в интервале частот $6 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1} < \omega < 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ меняется в пределах от 0,6 до 2. Для больших частот спектральный индекс увеличивается до 3 или 4.

Спектральные интенсивности радиоизлучения пульсаров довольно неопределенны из-за неуверенности в оценках

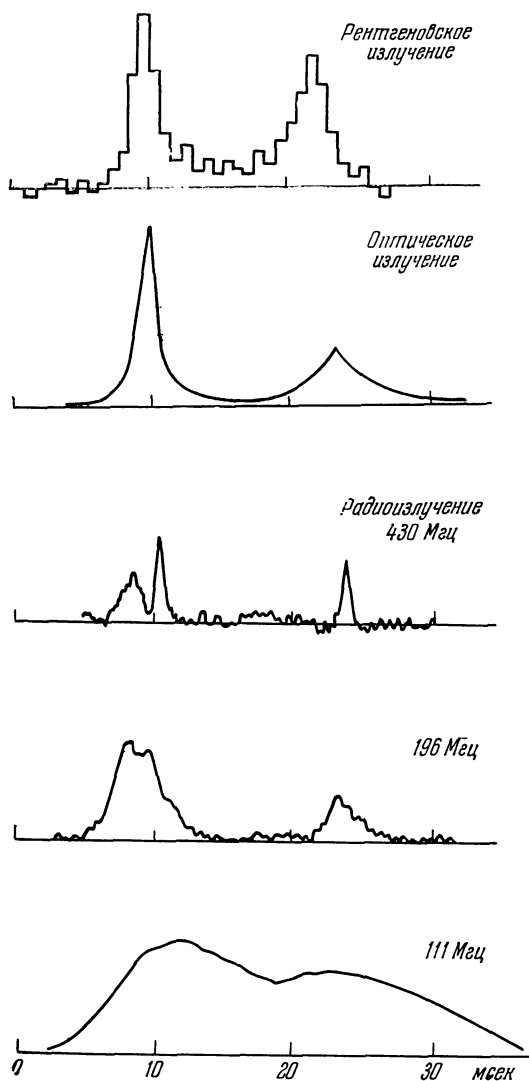


Рис. 72. Средние формы импульса пульсара в Крабовидной туманности (в разных диапазонах частот излучения).

расстояний и размеров излучающих объектов. Размер звезды $\sim 10^6$ см. Радиоизлучающая область может быть больше, но по длительности импульса можно оценить верхний ее предел ($R \lesssim c\Delta t$). По-видимому, размеры радиоизлучающих областей и их расстояния от поверхности пульсара не больше 10^7 см. Тогда по наблюдаемому потоку радиоизлучения около частоты $\omega \approx 6 \cdot 10^8$ сек $^{-1}$ получаем огромную интенсивность $I_\omega \approx 10^2 \div 10^4$ эрг·см $^{-2}$, что соответствует эффективной температуре $T_{\text{эфф}} \approx 10^{23} \div 10^{25}$ град. Полная средняя мощность радиоизлучения пульсара порядка $10^{27} \div 10^{28}$ эрг·сек $^{-1}$.

Пульсар в Крабовидной туманности. Пока только один пульсар обнаруживает инфракрасное, оптическое и рентгеновское излучения. Это пульсар NP 0532 в Крабовидной туманности — остаток сверхновой, вспыхнувшей в 1054 г. Еще у одного пульсара обнаружено только рентгеновское излучение (Сен X-3).

Средние формы импульса пульсара NP 0532 на разных длинах волн изображены на рис. 72. В общем они

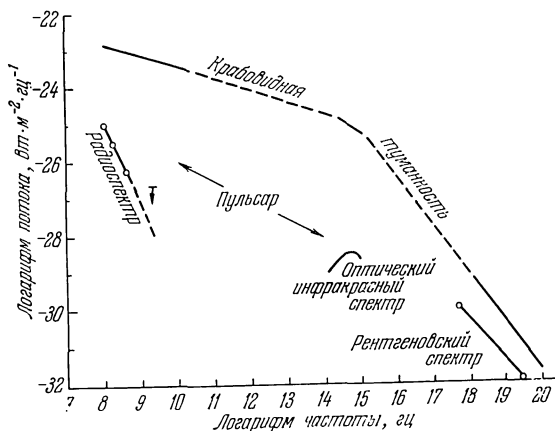


Рис. 73. Спектры пульсара и Крабовидной туманности.

похожи, но есть и существенные различия, в частности, видна тонкая структура на частотах $\omega \approx 4,3 \cdot 10^8$ сек $^{-1}$ и $1,96 \cdot 10^8$ сек $^{-1}$.

Спектр пульсара NP 0532 вместе со спектром Крабовидной туманности изображен на рис. 73. Спектральный

индекс излучения пульсара в радиодиапазоне $\alpha = 2,9$, а в рентгеновском диапазоне $\alpha = 1,2$. Важно заметить, что в радиодиапазоне спектральный индекс излучения туманности $\alpha = 0,3$, в оптическом и рентгеновском диапазонах $\alpha = 1$, т. е. различие индексов весьма существенное.

Основной радиоимпульс поляризован на 80%, интеримпульс имеет слабую поляризацию — 11%. Однако небольшой всплеск — предвестник основного импульса, появляющийся только в радиодиапазоне, — имеет 100%-ную поляризацию. Поляризация оптического излучения пульсара NP 0532 изображена на рис. 74. Оптическое излучение поляризовано в среднем на 25%, и эта величина систематически меняется в течение импульса, достигая ярко выраженного минимума вблизи максимума интенсивности.

Спектральная интенсивность излучения пульсара NP 0532 в радиодиапазоне $I_{\omega} \approx 10^7$ эрг·см⁻² (что отвечает эффективной температуре $T_{\text{эфф}} \approx 10^{30}$ град и полной светимости $L \approx 10^{31}$ эрг·сек⁻¹); в оптическом диапазоне $I_{\omega} \approx 10^2$ эрг·см⁻² ($T_{\text{эфф}} \approx 10^{11}$ град, $L \approx 10^{33}$ эрг·сек⁻¹) и в рентгеновском диапазоне $I_{\omega} \approx 10$ эрг·см⁻² ($T_{\text{эфф}} \approx 10^2$ град, $L \approx 10^{35}$ эрг·сек⁻¹).

Еще до открытия пульсаров в Крабовидной туманности был обнаружен компактный радиоисточник, очень интенсивно излучающий на метровых волнах; по-видимому, это тот же пульсар NP 0532, импульсы которого в длинноволновой области радиоспектра расширены межзвездным рассеянием.

Свойства самой Крабовидной туманности должны быть, вероятно, связаны с характеристиками пульсара; например,

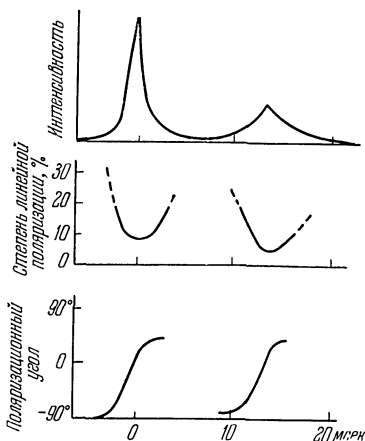


Рис. 74. Изменение интенсивности, степени поляризации и поляризационного угла оптического излучения пульсара Крабовидной туманности.

принято считать, что пульсар поставляет релятивистские электроны, обеспечивающие свечение этой туманности в непрерывном спектре. Правда, спектральные характеристики излучения пульсара и туманности различны, однако они могут быть интерпретированы с учетом высвечивания энергии частиц. Возможна более тесная связь магнитного поля пульсара и туманности: по видимому, магнитная ось перпендикулярна к оси вращения пульсара.

Характерной особенностью структуры туманностей — оболочек сверхновых, в том числе и Крабовидной туманности, являются волокна, состоящие из газа с относительно низкой температурой ($T_e \approx 10^4$ град) и большой концентрацией ($n_e \approx 10^3$ см⁻³). Толщина волокон порядка $\sim 3 \cdot 10^{16}$ см и в несколько десятков раз меньше их длины. Возможно, однако, что волокна представляют собой области межзвездного газа, увлеченного движением сброшенной оболочки сверхновой и поэтому непосредственно с пульсарами не связанного.

В Крабовидной туманности наблюдаются также «жгуты». Это вытянутые образования, видимые в непрерывном оптическом спектре. Они движутся от центра туманности, т. е., вероятно, от пульсара, со скоростью порядка $1/10$ скорости света. «Жгуты» появляются с интервалами порядка нескольких месяцев. Возможно, что вытянутость «жгутов» связана с магнитным полем; в таком случае важно отметить, что движутся они преимущественно поперек поля. Размер «жгута» — порядка $5 \cdot 10^{16}$ см, а его объемный коэффициент излучения примерно в 100 раз больше коэффициента излучения в среднем по туманности.

Наблюдались и другие, более крупномасштабные образования ($\sim 10^{18}$ см), перемещающиеся в туманности более медленно, но также от центра к периферии. По видимому, пульсар является центром активности всей оболочки.

Пример Крабовидной туманности наглядно показывает, что пульсары образуются при вспышках сверхновых. Удалось отождествить еще несколько пульсаров с туманностями — остатками сброшенных оболочек сверхновых. Однако в других подобных туманностях пульсаров не обнаружено; возможно, это объясняется узкой диа-

граммой направленности их излучения. Заметим, что центры активности здесь есть.

Более подробные данные о пульсарах и оболочках сверхновых приведены во многих обзорах [Шкловский (1966); Хьюиш (1970); Гинзбург (1971); Вольчер (1971); Кардашев (1970)]. Наиболее полная сводка данных содержится в обзоре Тер-Хаара (1971).

§ 17. Релятивистская плазма в сильном магнитном поле

Из теоретических расчетов образования и эволюции нейтронных звезд следует, что на их поверхностях можно ожидать существования сильного дипольного магнитного поля напряженностью до $10^9 - 10^{12}$ э, так что и в окружающей пульсар плазме может быть очень сильное магнитное поле. Вместе с тем плотность энергии излучения пульсаров настолько велика, что плазма в околопульсарном пространстве, по всей вероятности, быстро разогревается до ультрарелятивистских энергий (как излучением, так и турбулентными процессами). Таким образом, исследовать механизмы излучения пульсаров невозможно без предварительного анализа свойств ультрарелятивистской плазмы, находящейся в очень сильном магнитном поле. Такую плазму мы сейчас и рассмотрим, однако сначала сделаем несколько замечаний об ультрарелятивистской плазме в отсутствие магнитного поля.

Дисперсионные соотношения для ультрарелятивистской плазмы в отсутствие магнитного поля. Рассмотрим очень кратко коллективные свойства ультрарелятивистской плазмы, в которой средние энергии частиц разных сортов $\varepsilon_{\alpha*}$ могут быть различными, но всегда много большими соответствующих величин $m_{\alpha}c^2$. Далее, столкновения в релятивистской плазме очень редки, так что будем считать плазму полностью бесстолкновительной. Функция распределения частиц по энергиям в такой плазме немасвелловская, и, вероятно, распределение (12.2) является лучшим приближением. Кроме того, в ультрарелятивистской плазме возможно образование электронно-позитронных пар.

Вопрос об образовании пар в ультрарелятивистской плазме в космических условиях неоднократно обсуждался [см., например, Бисповатый-Коган, Зельдович,

Сюняев (1971)]. Однако образование пар существенно влияет на свойства только столкновительной плазмы, — в тех случаях, когда процессы идут настолько медленно, что столкновения частиц успевают породить достаточное число пар. Мы будем здесь рассматривать противоположный случай — процессы, идущие с характерными временами, много меньшими времени образования пар. Правда, в достаточно плотной плазме возможно также и бесстолкновительное рождение пар [Цытович (1961б)], но для этого необходимо, чтобы плазменная частота, определенная ниже, превосходила $2m_e c^2/\hbar \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ сек}^{-1}$. Во всяком случае присутствие позитронов в плазме легко учитывается так же, как и наличие в плазме других частиц с различными знаками заряда.

Плазменная частота для каждого сорта частиц определяется формулой

$$\omega_{p\alpha}^2 = \frac{8\pi e^2 c^2}{3} \int \frac{f_\varepsilon^{(\alpha)} d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{4\pi (\gamma - 1)}{3} \frac{e^2 c^2 n_\alpha}{\varepsilon_{\alpha*}}, \quad (17.1)$$

где использована функция распределения (12.2) и под n_α понимается концентрация соответствующих частиц.

Дисперсионное соотношение для поперечных электромагнитных плазмонов, т. е. при $\omega - \omega_p \ll \omega_p$, имеет такой вид:

$$\omega^p(k) = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{6}{5} c^2 k^2} \approx \omega_p + \frac{3}{5} \frac{c^2 k^2}{\omega_p}, \quad (17.2)$$

где $\omega_p^2 = \sum_\alpha \omega_{p\alpha}^2$ (т. е. включает электроны, позитроны и ионы).

Для высокочастотных электромагнитных волн при $\omega \gg \omega_p$ имеем

$$\omega^l(k) = \sqrt{\omega_l^2 + c^2 k^2} \approx ck, \quad (17.3)$$

где частота ω_l (играющая роль плазменной частоты при больших частотах) незначительно отличается от величины ω_l , введенной ниже.

Дисперсионное соотношение для продольных плазмонов записывается в виде

$$\omega^l(k) = \omega_p \sqrt{3\lambda^2 \left(\frac{\lambda}{2} \ln \frac{\lambda+1}{\lambda-1} - 1 \right)}, \quad (17.4)$$

$$\lambda = \omega/ck.$$

Формула (17.4) неприменима в области пересечения светового конуса $\omega = ck$ с дисперсионной кривой. Применимость (17.4) ограничена условием:

$$\lambda - 1 \gg \left(\frac{m_{\alpha} c^2}{\varepsilon_{\alpha*}} \right)^2, \quad (17.5)$$

т. е. еще в сверхсветовой области. Точку пересечения дисперсионной кривой со световым конусом (обозначим ее через ω_l) можно определить из соотношения

$$\omega_l^2 = \sum_{\alpha} \omega_{l\alpha}^2, \quad (17.6)$$

где

$$\omega_{l\alpha} = \omega_{p\alpha} \sqrt{3 \left(\ln \frac{2\varepsilon_{\alpha*}}{m_{\alpha} c^2} - C + \frac{1}{2} - \frac{d \ln \Gamma(\gamma)}{d\gamma} \right)}, \quad (17.7)$$

где по-прежнему принята функция распределения (12.2), а $C = 0,577\dots$ есть постоянная Эйлера. При $\gamma = 3$ имеем

$$\omega_{l\alpha} = \omega_{p\alpha} \sqrt{3 \left(\ln \frac{2\varepsilon_{\alpha*}}{m_{\alpha} c^2} - 1 \right)}. \quad (17.8)$$

Это соотношение формально получится и из (17.4) при замене $\lambda - 1$ на $\frac{1}{2} \left(\frac{m_{\alpha} c^2}{\varepsilon_{\alpha*}} \right)^2$. Если $\varepsilon_* \approx 10^4 m_e c^2$, то $\omega_{le} \approx \approx 5\omega_{pe}$. Если энергия ионов не меньше энергии электронов, а концентрация позитронов много меньше, чем электронов, то $\omega_l \approx \omega_{le}$.

В результате получается следующая схема дисперсионных кривых (рис. 75). При малых волновых числах из точки $\omega = \omega_p$ и $k = 0$ выходят две кривые — одна для поперечных волн (17.2), а вторая для продольных волн (17.4), которая при малых k (больших λ) имеет следующий вид:

$$\omega^l(k) = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{3}{5} c^2 k^2} \approx \omega_p + \frac{3}{10} \frac{c^2 k^2}{\omega_p}. \quad (17.9)$$

Кривая для поперечных волн все время остается выше линии светового конуса, т. е. их фазовая скорость всегда

больше c . У продольных волн при $\omega < \omega_l$ фазовая скорость тоже больше c , но при $\omega > \omega_l$ она становится меньше c .

Очевидно, что здесь появляется затухание Ландау, поскольку и скорости частиц близки к c . Будем считать,

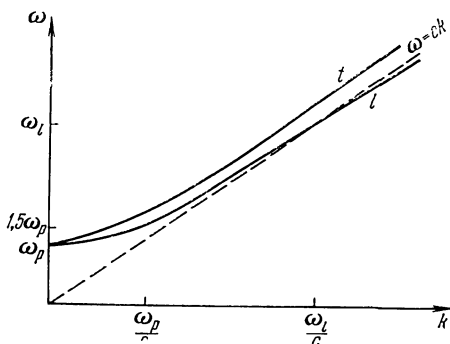


Рис. 75. Дисперсионные кривые для поперечных и продольных волн в релятивистской плазме в отсутствие магнитного поля.

что оно эффективно для плазменных волн с фазовой скоростью, соответствующей скорости электронов с энергией, например, $3\varepsilon_{e*}$. Тогда величина λ_d для волн с затуханием Ландау

$$\lambda_d = \frac{v_p}{c} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_e c^2}{3\varepsilon_{e*}} \right)^2. \quad (17.10)$$

Подставляя (17.10) в (17.4), находим оценку максимальной частоты плазменных волн:

$$\omega_d^2 \approx 3\omega_p^2 \left(\ln \frac{3\varepsilon_{e*}}{m_e c^2} - 1 \right) \approx 1,1\omega_l^2 \quad (17.11)$$

при $\varepsilon_{e*} \approx 10^4 m_e c^2$. Очевидно, что в этом небольшом интервале частот $\omega_d - \omega_l \approx 0,04\omega_l \approx 0,2\omega_p$ плазменные волны в ультрарелятивистской плазме могут возбуждаться пучковой неустойчивостью. Значение $\varepsilon_{e*} \approx 10^4 m_e c^2$ взято для примера потому, что при ряде попыток интерпретации излучения пульсаров получается это или близкое значение ε_{e*} .

Нелинейные взаимодействия в ультррелятивистской плазме в отсутствие магнитного поля. Перекачка энергии как вдоль дисперсионных кривых одной моды, так и из поперечных волн в продольные и наоборот, представляет собой обычное комптоновское рассеяние на ультррелятивистских электронах самой плазмы. Формулы § 13, выведенные для случая рассеяния волн с фазовыми скоростями $v_p > c$, справедливы и здесь. При этом следует заменить ω_{pe} на ω_p , определенную в предыдущем разделе.

Здесь существенны два вида нелинейных взаимодействий. Во-первых, имеет место перекачка энергии на частотах порядка ω_p как между модами l и t , так и внутри каждой моды, во-вторых, происходит перекачка энергии из области частот вблизи ω_p к высоким частотам поперечных электромагнитных волн ($\omega \gg \omega_p$).

Перекачка энергии вблизи частот ω_p здесь также осуществляется комптоновским рассеянием, в отличие от случая нерелятивистской плазмы, где из-за компенсации комптоновского и нелинейного рассеяния на электронах такая перекачка была связана с нелинейным рассеянием на поляризационных «шубах» ионов. Используя формулу (13.25) и учитывая новое определение частоты плазменных колебаний (17.1), получаем оценку инкремента перекачки энергии на частотах порядка ω_p между разными модами и внутри одной моды:

$$\frac{\gamma^{p,l}}{\omega_p} \approx \frac{W^{p,l}}{n_* \varepsilon_*}, \quad (17.12)$$

где $n_* \varepsilon_*$ есть, по существу, тепловая энергия ультррелятивистской плазмы ($n_* \varepsilon_* = \sum_{\alpha} n_{\alpha} \varepsilon_{\alpha*}$).

Перекачка энергии и здесь сопровождается нагревом частиц, который в данном случае заметно больше, ибо в процессе перекачки частота может изменяться на сравнимую с ω_p величину. Характерный инкремент нагрева плазмы:

$$\frac{\gamma_*}{\omega_p} \approx \frac{c^2 D_{\parallel}^{l,p}}{\omega_p \varepsilon_*^2} \approx \left(\frac{W^{l,p}}{n_* \varepsilon_*} \right)^2. \quad (17.13)$$

Инкременты или декременты перекачки энергии в область высоких частот электромагнитной моды также определены формулами (13.25) и (13.26), с учетом нового

определения плазменной частоты. Для интервала частот $\omega < \omega_p (\epsilon_*/m_e c^2)^2$ имеем

$$\frac{\gamma^l (l + e \rightleftharpoons l' + e')}{\omega_p} \approx \frac{\gamma^l (l + e \rightleftharpoons l' + e')}{\omega_p} \approx \pm \frac{\omega_p}{\omega} \frac{W^{l,t}}{n_* \epsilon_*}, \quad (17.14)$$

а для более высоких частот $\omega > \omega_p (\epsilon_*/m_e c^2)^2$

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^l (l + e \rightleftharpoons l' + e')}{\omega_p} &\approx \frac{\gamma^l (l + e \rightleftharpoons l' + e')}{\omega_p} \approx \\ &\approx \pm \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^{(\gamma+4)/2} \left(\frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+2} \frac{W^{l,t}}{n_* \epsilon_*}. \end{aligned} \quad (17.15)$$

Как и в случае нерелятивистской плазмы, индуцированная перекачка энергии с повышением частоты представляет собой поглощение, если она связана с рассеянием на изотропно распределенных частицах [здесь формулы (17.14) и (17.15) определяют декременты], или раскачку, если рассеяние происходит на анизотропно распределенных частицах. Для этого случая формулы (17.14) и (17.15) определяют соответствующие инкременты.

В формулах (17.14) и (17.15) под $W^{l,t}$ следует понимать полную энергию всех плазмонов — как продольных, так и поперечных, с частотой $\omega \approx \omega_p$.

На высоких частотах $\omega \gg \omega_p$ появляется и распадное взаимодействие вида $t \rightarrow t' + l$. Соответствующий инкремент:

$$\frac{\gamma^t (t \rightarrow t' + l)}{\omega_p} \approx \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^3 \frac{W^t}{n_* \epsilon_*} \approx \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{\omega_p W^t_\omega}{n_* \epsilon_*}. \quad (17.16)$$

Сопоставление различных инкрементов определяет уровни энергии плазменных и электромагнитных волн, установившиеся в результате нелинейных взаимодействий. Например, если раскачка электромагнитного излучения определяется комptonовским рассеянием на пучке ультрарелятивистских электронов, а откачка энергии — распадным взаимодействием, то, сравнивая (17.15) и (17.16), получаем

$$W^t_\omega \approx \frac{W^{l,t}}{\omega_p} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^{\gamma/2} \left(\frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+2}. \quad (17.17)$$

Уровень энергии $W^{l,t}$ определяется условиями раскачки плазменной турбулентности.

Дисперсионные соотношения для ультррелятивистской плазмы в очень сильном магнитном поле. Этот случай наиболее важен для интерпретации явлений в пульсарах. Ради простоты ограничим задачу некоторыми предположениями, оправданными физикой явлений в пульсарах, и условиями применения теории к объяснению этих явлений.

Будем считать, что гирочастота, которая у релятивистских частиц зависит только от энергии (а не от массы), много больше плазменной частоты. В этих условиях различие масс электронов и ионов не очень существенно, но различие их средних энергий влияет на дисперсионные соотношения. Отметим, что результаты предыдущего раздела относятся к случаю $\omega_p \gg eHc/\epsilon_*$, в то время как здесь мы интересуемся случаем обратного неравенства.

В очень сильном магнитном поле движение частиц происходит почти строго параллельно или антипараллельно магнитным силовым линиям. Эта особенность объясняется многими причинами. У электронов с заметной перпендикулярной к полю компонентой импульса p_{\perp} велико синхротронное излучение, которое быстро уменьшает эту компоненту. Переходя из области более сильного поля (вблизи пульсара) в область менее сильного поля, любые заряженные частицы также должны уменьшать p_{\perp} в силу сохранения адиабатического инварианта.

Направленность излучения пульсаров, проявляющаяся в его импульсном характере, также свидетельствует о том, что излучающие частицы движутся в узком телесном угле, по-видимому, определяемом геометрией магнитного поля. Независимость ширины импульса от частоты показывает, что распределение частиц по углам θ между их вектором скорости и направлением магнитного поля, по-видимому, не зависит от энергии частиц, во всяком случае для больших энергий. Это означает, что функцию распределения частиц по скоростям можно представить в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от энергии частиц f_{ϵ} , а другая — от угла θ (обозначим ее f_{θ}). Для первой из них примем аппроксимацию:

$$f_{\epsilon} = \frac{(\gamma - 1) \epsilon_*^{\gamma-1}}{(\epsilon + \epsilon_*)^{\gamma}} n_* \quad (17.18)$$

Угловое распределение скоростей частиц понадобится нам только в следующем параграфе. Если оно достаточно узкое, т. е. все $\theta \ll 1$, то в первом приближении можно считать движение частиц одномерным, направленным строго вдоль магнитных силовых линий. Функция (17.18) записана в системе координат, в которой плазма как целое покоится, — здесь равновероятно движение как по направлению вектора \mathbf{H} , так и антипараллельно ему.

Одномерность функции распределения несколько меняет численные множители в определении характерных плазменных частот. Основная плазменная частота теперь равна

$$\omega_{p\alpha}^2 = 2\pi(\gamma - 1) \frac{e^2 c^2 n_\alpha}{\epsilon_{\alpha*}}. \quad (17.19)$$

Гирочастоту $\omega_{H\alpha}$ определим через альвеновскую скорость v_a^* , которая в ультрарелятивистской плазме с одномерной функцией распределения дается формулой

$$\frac{v_a^2}{c^2} = \frac{(\gamma - 2) H^2}{8\pi n_* \epsilon_*} = \frac{1}{\sum_\alpha \omega_{p\alpha}^2 / \omega_{H\alpha}^2}, \quad (17.20)$$

откуда для гирочастоты частиц сорта α имеем

$$\omega_{H\alpha} = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)(\gamma - 2)}{4}} \frac{eHc}{\epsilon_{\alpha*}}. \quad (17.21)$$

При $\gamma = 2$ вместо $(\gamma - 2)$ в (17.20) и (17.21) следует подставить $[(\gamma - 1) \ln(\epsilon_{\max}/\epsilon_*)]^{-1}$. В дальнейшем будем считать, что $v_a \gg c$.

Дисперсионные соотношения в подобной плазме рассчитываются стандартным методом. Для низкочастотной области с $\omega \ll \omega_{H\alpha}$ имеются три ветви. Одна из них при малых частотах соответствует продольным волнам, т. е.

*) При слабом магнитном поле $v_a = H / \sqrt{4\pi n_i m_i}$. Обычно здесь эта величина много меньше скорости света. В сильных полях $v_a > c$, но истинная скорость распространения альвеновских волн равна $v_a c / \sqrt{v_a^2 + c^2}$ и всегда меньше c . Имея в виду это замечание, сохраним для v_a название альвеновской скорости, учитывая, что она не равна скорости альвеновских волн.

аналогична ленгмюровской ветви. Две другие соответствуют альвеновской и быстрой магнитозвуковой волнам. Для всех этих волн сохраним те индексы, которые они имеют в случае нерелятивистской плазмы.

Будем учитывать возможность распространения волн и под большим углом ϑ к магнитному полю. Световому конусу соответствует условие $\omega/k_z = \omega/k \cos \vartheta = c$ в силу того, что, по предположению, все частицы движутся строго вдоль поля.

При распространении строго вдоль магнитного поля (точнее, под углом $\vartheta \ll m_e c^2/\epsilon_*$) к магнитной силовой линии для ветви продольных «ленгмюровских» волн имеем соотношение:

$$\omega^l(k) = \begin{cases} \omega_p + 3k^2 c^2 / 8\omega_p; & kc \ll \omega_p; \\ kc + \omega_p^2 / kc & ; kc \gg \omega_p. \end{cases} \quad (17.22)$$

Существенно, что, в отличие от нерелятивистской плазмы, здесь возможно и $\omega = ck \gg \omega_p$. Формула (17.22) справедлива до пересечения этой ветви со световым конусом $\omega = ck_z$ на частоте $\omega_l^2 = \sum_{\alpha} \omega_{l\alpha}^2$ или, практически, при $\omega_l \approx \omega_{le}$, где

$$\omega_l^2 = \frac{8\pi e^2 c^2 n_*}{(\gamma - 2)\epsilon_*} \left(\frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \right)^2 \approx \frac{4\omega_p^2}{(\gamma - 1)(\gamma - 2)} \left(\frac{\epsilon_*}{m_e c^2} \right)^2. \quad (17.23)$$

На частотах, больших ω_l , появляется эффективное затухание Ландау (рис. 76).

Таким образом, в отличие от нерелятивистской плазмы, где продольные волны занимают узкий интервал частот $\sim 0,2\omega_{pe}$, или ультрарелятивистской плазмы в отсутствие магнитного поля, где интервал частот продольных волн — порядка $5\omega_p$, здесь, в плазме с магнитным полем продольные волны занимают широкий интервал частот $\sim \omega_p \epsilon_* / m_e c^2$.

Но важно другое. Рассматриваемая ветвь плазменных волн является продольной только в случае распространения под углом $\vartheta \ll m_e c^2/\epsilon_*$. Если угол $\vartheta \gg m_e c^2/\epsilon_*$, то такая волна оказывается продольной только в непосредственной окрестности частоты ω_p , а при $\omega \gg \omega_p$ она переходит

в обычную поперечную электромагнитную волну с $\omega = ck$ и уже нигде не пересекает световой конус. По-видимому, в реальных условиях продольные плазменные волны концентрируются только вблизи частоты ω_p . Величину W^l — плотность энергии продольных плазмонов — будем относить только к таким волнам.

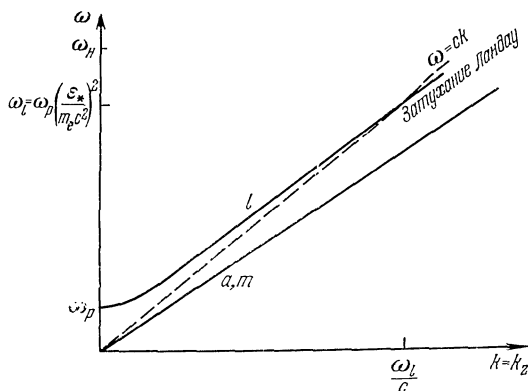


Рис. 76. Дисперсионные кривые для низкочастотных волн ($\omega \ll \omega_H$) в очень сильном магнитном поле. Случай распространения волн вдоль магнитного поля ($\vartheta \ll m_e c^2 / \epsilon_*$)

Дисперсионное соотношение для аналога магнитозвуковой волны при $v_a \gg c$ имеет вид

$$\omega^m(k) = ck \left[1 - \frac{c^2 (1 + \cos^2 \vartheta)}{4v_a^2} \right]. \quad (17.24)$$

Эти волны не испытывают затухания Ландау, так как их электрическое поле не имеет компоненты вдоль направления движения частиц. Следует напомнить, что мы рассматриваем случай строго одномерного движения частиц вдоль поля.

Дисперсионное соотношение для альвеновской волны в сильном магнитном поле имеет вид

$$\omega^a(k) = ck \cos \vartheta \left[1 - \frac{c^2 \omega_p^2}{2v_a^2 (\omega_p^2 + c^2 k^2 \sin^2 \vartheta)} \right]. \quad (17.25)$$

При распространении волн строго вдоль магнитного поля

дисперсионные соотношения (17.24) и (17.25) совпадают, но при $\vartheta \neq 0$ эти волны различны.

Появление плазменной частоты в дисперсионном соотношении для этих волн при $\vartheta \neq 0$ означает, что здесь электрическое поле волны имеет некоторую, относительно небольшую компоненту вдоль направления движения частиц. Основная часть вектора электрического поля перпендикулярна к магнитному полю.

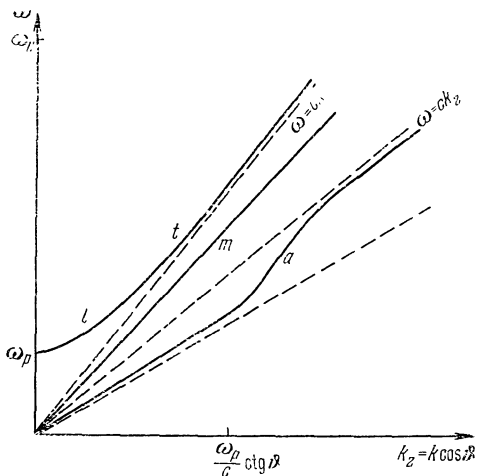


Рис. 77. То же, что и на рис. 76, но для распространения волн под углом к магнитному полю ($\vartheta \gg m_e c^2 / e_*$). l — область дисперсионной кривой, где колебания продольны, t — поперечны, m и a — аналоги магнито-звуковой и альвеновской волн.

Дисперсионная кривая для альвеновской волны испытывает изгиб на частоте ω_a :

$$\omega_a \approx \omega_p \operatorname{ctg} \vartheta, \quad (17.26)$$

после чего она приближается к асимптоте $\omega = ck \cos \vartheta$ (рис. 77). Перечисленные особенности дисперсионных характеристик, сильно отличающихся на первый взгляд от характеристик волн в нерелятивистской плазме, по существу обязаны только одномерности движения частиц и сильному магнитному полю.

Как перенаселенность частиц по энергиям $\left(\frac{\partial f_\varepsilon}{\partial \varepsilon} > 0\right)$, так и анизотропия функции распределения частиц приводят к неустойчивости на альвеновских волнах. Инкремент раскочки черенковской неустойчивости при $\frac{\partial f_\varepsilon}{\partial \varepsilon} > 0$ связан с появлением компоненты E_z у альвеновских волн и отличен от нуля на всех частотах. Его величина определяется формулой (при $\frac{\partial f_\varepsilon}{\partial \varepsilon} \approx \frac{n_\alpha}{\varepsilon_*^2}$)

$$\frac{\gamma^a}{\omega} \approx \frac{c}{v_a} \frac{\omega_p c^2 k^2 \sin^2 \vartheta}{(\omega_p^2 + c^2 k^2 \sin^2 \vartheta)^{3/2}} \left(\frac{m_i c^2}{\varepsilon_{i_*}} + \frac{m_e c^2}{\varepsilon_{e_*}} \right). \quad (17.27)$$

Естественно, что эта неустойчивость сильнее для волн, раскачиваемых под большим углом к направлению магнитного поля, и $\gamma^a = 0$ при $\vartheta = 0$. Инкремент раскочки максимален на частоте изгиба дисперсионной кривой ω_a (17.24). Максимальное значение инкремента равно

$$\frac{\gamma^a}{\omega_a} \approx 0,1 \frac{c}{v_a} \frac{m_i c^2}{\varepsilon_{i_*}}. \quad (17.28)$$

Естественно, что при $\frac{\partial f_\varepsilon}{\partial \varepsilon} > 0$ окажутся неустойчивыми и продольные волны на частотах, несколько превышающих (17.23). Однако эта неустойчивость имеет место лишь в узком интервале частот и энергий и поэтому, как правило, легко стабилизуется нелинейными процессами, которые перекачивают турбулентные пульсации в область частоты ω_p . Неустойчивость альвеновских волн с инкрементом (17.27), как правило, ликвидируется квазилинейными процессами, в результате чего на функции распределения частиц по энергиям появляются плато.

Вместе с тем анизотропная неустойчивость, в отличие от рассмотренного выше случая $\frac{\partial f_\varepsilon}{\partial \varepsilon} > 0$, внутренне присуща плазме в сильном магнитном поле (околопульсарном пространстве) в силу описанного выше сжатия функции распределения частиц к магнитным силовым линиям. Она может быть названа универсальной, так как возникает для любого углового распределения частиц, спадающего с ростом угла θ , в частности и для гауссова $[f_0 \sim (-\theta^2/\bar{\theta}^2)]$, см. § 19]. Для альвеновских

волн инкремент максимален на частотах (17.26), а для магнитогидродинамических волн — на частотах, близких к ω_H . Здесь инкременты определяются частицами больших энергий в спадающей части функции распределения частиц. Имеем для этих инкрементов следующие оценки:

$$\frac{\gamma_{\max}^a}{\omega_a} \approx \left(\frac{c}{v_a} \right)^{3\gamma}, \quad (17.29)$$

$$\frac{\gamma_{\max}^m}{\omega_H} \approx \left(\frac{c}{v_a} \right)^{2(\gamma-1)}. \quad (17.30)$$

Как будет показано ниже, подобная неустойчивость может оказаться существенной для интерпретации явлений в пульсарах. В области высоких частот ($\omega > \omega_{H\alpha}$, причем по-прежнему $\omega_{H\alpha} \gg \omega_p$) для поперечных электромагнитных волн получаются различные дисперсионные соотношения в зависимости от угла ϑ .

Однако это сказывается лишь на величине эффективной плазменной частоты, которая по-прежнему остается порядка ω_p . Можно считать, что в этом случае электромагнитные волны распространяются как в вакууме, и пренебречь ω_p в дисперсионном соотношении [Грубшиков (1958)].

Нелинейные взаимодействия волн в ультрарелятивистской плазме с сильным магнитным полем. Как и в случае ультрарелятивистской плазмы без магнитного поля, нелинейные взаимодействия представляют собой, по существу, комптоновское рассеяние на электронах плазмы. Магнитное поле, однако, заметно уменьшает эффективность перекачки энергии при этих взаимодействиях. Кроме того, здесь надо учитывать замагниченность, а также одномерность движения частиц.

Замагниченность движения приводит к тому, что основное участие в нелинейной перекачке принимают лишь электроны с минимальной энергией. Это означает, что энергия плазменных волн переходит от одной ветви к другой с относительно небольшим изменением частоты. Из этих процессов наиболее важна перекачка энергии от альвеновской ветви, где она накапливается из-за неустойчивости, к продольным плазмонам на частотах $\omega \gtrsim \omega_p$, поскольку в данном случае величины ω_a и ω_p сравнимы. Инкремент такой перекачки при комптоновском рассеянии, однако, сильно уменьшен по сравнению с

(17.12) из-за того, что малы компоненты электрического поля волны, перпендикулярные к \mathbf{H} и ответственные за подобную перекачку. Имеем

$$\frac{\gamma^l (a + e \mp l + e')}{\omega_p} \approx \left(\frac{c}{v_a}\right)^4 \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*}. \quad (17.31)$$

Инкременты (17.28) и (17.31) будут одного порядка при выполнении условий:

$$\frac{\varepsilon_*}{m_i c^2} \approx 0,1 \left(\frac{v_a}{c}\right)^3 \approx 0,1 \left[\frac{H^2}{n_* m_i c^2}\right]^{2/5}, \quad (17.32)$$

$$W^a \approx W^l \approx n_* \varepsilon_*. \quad (17.33)$$

Раскачка альвеновских волн с инкрементом (17.29) определяется показателем γ в области больших энергий. Если принять $\gamma \approx 1,4$, что соответствует наблюдениям рентгеновского излучения пульсара NP 0532 при $\alpha = (\gamma - 1)/2$, то инкременты (17.29) и (17.31) близки. Таким образом, в плазме, находящейся в сильном магнитном поле, при условии анизотропии в распределении частиц раскачка альвеновских волн и перекачка энергии к продольным плазмонам приведут к тому, что будет достигнуто состояние, в котором плотности энергии альвеновских волн, продольных плазмонов и кинетической энергии частиц окажутся сравнимыми. Стохастический нагрев, в данном случае также описываемый соотношением (17.13), имеет такой же порядок.

По существу, этот процесс представляет собой своего рода стабилизацию неустойчивости альвеновских волн, но здесь необходима и откачка энергии продольных плазмонов, например при выходе из-за неоднородности среды или при их рассеянии с конверсией в высокочастотное излучение. В следующем параграфе будут рассмотрены такие механизмы.

§ 18. Излучение ультрарелятивистской плазмы в сильном магнитном поле

Для интерпретации пульсаров очень важен анализ особенностей излучения, возникающего в ультрарелятивистской плазме, помещенной в сильное магнитное поле. В первую очередь здесь существенно то, что частицы дви-

жуются почти строго вдоль магнитного поля (т. е. $v_{\perp} \ll m_e c$ при $\varepsilon \gg m_e c^2$). Другая особенность связана с подавлением нелинейных перекачек в сильном магнитном поле. Меняются и условия распространения электромагнитных волн.

Излучение ультрарелятивистской плазмы в отсутствие магнитного поля, рассмотренное в начале предыдущего параграфа, мало отличается от случая нерелятивистской плазмы с примесью релятивистских частиц. Поэтому там можно было использовать результаты §§ 12 и 13 с учетом соответствующего переопределения плазменной частоты. Условия распространения высокочастотных электромагнитных волн в ультрарелятивистской плазме почти не отличаются от условия распространения их в вакууме.

В случае присутствия сильного магнитного поля многие характеристики излучения такой плазмы радикально меняются. Здесь требуется особое рассмотрение, которому посвящен настоящий параграф.

Механизмы излучения в очень сильном магнитном поле. В сильном магнитном поле существуют три основных механизма излучения — магнито-тормозное излучение, комптоновское рассеяние и циклотронное рассеяние.

Будем считать, что частица движется под столь малым углом к магнитному полю $\theta \ll m_e c^2/\varepsilon$, что практически все ее магнито-тормозное излучение сосредоточено на первой гармонике. Частота этого излучения, однако, не равна $\omega_H = eH/c$ — угловой частоте вращения такой частицы в магнитном поле. Учет эффекта Доплера дает для наблюдаемой частоты излучения, генерируемого в этом случае,

$$\omega \approx \frac{\omega_H}{1 - (v/c) \cos \vartheta} \approx \frac{2\omega_{He} (m_e c^2/\varepsilon)}{(m_e c^2/\varepsilon)^2 + \vartheta^2} \leq 2\omega_{He} \frac{\varepsilon}{m_e c^2}, \quad (18.1)$$

где, в отличие от предыдущего параграфа, за ω_{He} сохранено обозначение нерелятивистской гирочастоты $\omega_{He} = eH/m_e c$.

В дальнейшем ради определенности будем считать излучающие частицы электронами, хотя все сказанное в равной мере относится и к другим частицам, например протонам и позитронам.

Механизм такого магнито-тормозного излучения можно назвать синхротронным, поскольку излучает релятивистская частица, и циклотронным, поскольку основная часть

излучения приходится на первую гармонику. Мы сохраним здесь общее название — магнито-тормозной механизм. Для дальнейшего существенна линейная связь между максимальной частотой излучения и энергией излучающей частицы, что отличает этот механизм от синхротронного.

Решая уравнение (18.1), находим связь между энергией частицы, частотой излучения и направлением волнового вектора электромагнитной волны ϑ :

$$\frac{\varepsilon}{m_e c^2} = \frac{1}{(\omega_{He}/\omega) \pm \sqrt{(\omega_{He}/\omega)^2 - \vartheta^2}}. \quad (18.2)$$

Строго говоря, здесь угол ϑ отсчитывается от вектора скорости, но если считать, что $\vartheta \gg \theta$, то можно рассматривать ϑ как угол между волновым вектором электромагнитной волны и направлением поля.

Диаграмма направленности рассматриваемого излучения ограничена телесным углом $\pi\vartheta_{\max}^2 = \pi(\omega_{He}/\omega)^2$. На одной и той же частоте, в одном и том же направлении излучают две частицы — одна с большей энергией, другая с меньшей.

Полная мощность излучения одного электрона определяется известной формулой магнито-тормозного механизма:

$$\begin{aligned} -\frac{d\varepsilon}{dt} &= P_1(\varepsilon) = \frac{2}{3} \frac{e^4 H^2}{m_e^2 c^3} \left(\frac{p_{\perp}}{m_e c} \right)^2 = \\ &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \omega_{He}^2 \left(\frac{p_{\perp}}{m_e c} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \omega_{He}^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 \theta^2, \end{aligned} \quad (18.3)$$

где p_{\perp} — перпендикулярная к магнитному полю компонента импульса частицы. В рассматриваемом приближении $p_{\perp} \ll m_e c$, $p_{\perp} \approx \varepsilon\theta/c$.

Как и во всех магнито-тормозных механизмах, здесь генерируется поляризованное излучение. В общем случае излучение эллиптически поляризовано, причем отношение величин полуосей эллипса поляризации равно

$$1 - \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \frac{\omega}{\omega_{He}} = \pm \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta \right)^2} \quad (18.4)$$

с учетом соотношения (18.2). Излучение линейно поляризовано при $\vartheta = \omega_{Hc}/\omega$, т. е. на краях диаграммы направленности. Здесь же максимальна и степень поляризации излучения. Напомним, что именно таким свойством обладает поляризация излучения некоторых пульсаров (в частности, пульсара в Крабовидной туманности).

Магнитное поле в окрестности пульсара, вероятно, обладает довольно заметной кривизной. Движение электронов вдоль искривленных магнитных силовых линий приводит к генерации излучения, которое, вообще говоря, можно назвать даже синхротронным, поскольку оно генерируется на высокой гармонике «частоты» движения по искривленной траектории $2\pi c/R$, где R — радиус кривизны магнитных силовых линий. Имеем для частоты этого излучения

$$\omega \approx \frac{2\pi c}{R} \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2, \quad (18.5)$$

а для полной его мощности

$$P_2 = \frac{e^2}{c} \left(\frac{2\pi c}{R} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2. \quad (18.6)$$

При малых значениях R , которые можно ожидать в окрестности пульсаров, это излучение тоже может оказаться заметным.

Следующий механизм излучения представляет собой комптоновское рассеяние волн плазменной турбулентности в высокочастотное излучение. Будем считать, что вся энергия этой турбулентности находится в плазмонах с частотами порядка ω_p . Тогда частота генерируемого при рассеянии электромагнитного излучения

$$\omega = \frac{\omega_p}{1 - (v/c) \cos \vartheta} \leq 2\omega_p \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2. \quad (18.7)$$

Отсюда связь частоты излучения, угла ϑ и энергии частицы определяется формулой

$$\frac{\varepsilon}{m_e c^2} = \frac{1}{\sqrt{2(\omega_p/\omega) - \vartheta'}}. \quad (18.8)$$

Раствор диаграммы направленности $\vartheta_{\max} \leq \sqrt{2\omega_p/\omega}$. Но здесь есть существенное отличие от случая магнито-

тормозного механизма. Там излучение более или менее равномерно заполняло всю диаграмму направленности в пределах телесного угла π $(\omega_{He}/\omega)^2$. Здесь же, в механизме рассеяния, излучение концентрируется к краям диаграммы направленности, которая теперь представляет собой полый внутри конус.

Этот эффект можно объяснить следующим образом. Продольная волна конвертируется в поперечную при рассеянии только тогда, когда проекция электрического поля электромагнитной волны на направление движения частицы отлична от нуля, т. е. при $\vartheta \neq 0$. Такое рассеяние можно рассматривать как результат поглощения продольной волны и такого излучения поперечной волны, при котором у частицы не изменяются поперечные компоненты импульса. В этом — существенное отличие рассматриваемого механизма от магнито-тормозного. С этим же эффектом связано и то, что мощность излучения уже не растет с ростом энергии частицы, как это было в случае комптоновского рассеяния в отсутствие сильного магнитного поля.

Мощность излучения одного релятивистского электрона при комптоновском рассеянии продольных плазменных в плазме с сильным магнитным полем равна

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = P_3 = \frac{8\pi e^4 W^l}{3m_e^2 c^3} = \frac{4}{3(\gamma-1)} \frac{e^2}{c} \omega_p^2 \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^2 \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*}. \quad (18.9)$$

Возникающее при комптоновском рассеянии излучение оказывается линейно-поляризованным из-за одномерности движения частиц, как было показано в § 13. В данном случае поляризация равна 100%, причем электрический вектор электромагнитной волны лежит в плоскости, проходящей через ее волновой вектор и вектор напряженности магнитного поля.

Одна и та же релятивистская частица излучает на двух разных частотах как в магнито-тормозном механизме, так и в механизме комптоновского рассеяния. Максимальная частота электромагнитных волн, излучаемых частицей с заданной энергией ε , определяется формулой (18.1), если $\varepsilon < m_e c^2 \omega_{He}/\omega_p$, и формулой (18.7) для электронов с большей энергией.

Третий механизм излучения, который мы назовем циклотронным рассеянием, отличается от комптоновского рассеяния лишь тем, что в нем меняется и поперечная компонента импульса частицы. Свойства циклотронного механизма рассеяния являются комбинацией свойств двух предыдущих механизмов.

Частота генерируемого при циклотронном рассеянии продольных волн электромагнитного излучения определяется соотношением

$$\omega = \frac{\omega_p \pm \omega_H}{1 - (v/c) \cos \vartheta} = 2 \frac{\omega_p \pm \omega_{He} (m_e c^2 / \varepsilon)}{(m_e c^2 / \varepsilon)^2 + \vartheta^2}. \quad (18.10)$$

Отсюда следует, что частицы с относительно небольшой энергией, при $\varepsilon \ll m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$, излучают на частоте, близкой к частоте магнито-тормозного излучения, а частота излучения более энергичных частиц — такого же порядка, как и в случае обычного комптоновского рассеяния. Выражение для полной мощности излучения запишем по отдельности для обоих предельных случаев.

Для частиц с энергией $\varepsilon \ll m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$ полная мощность спонтанного излучения при циклотронном рассеянии:

$$\begin{aligned} - \frac{d\varepsilon}{dt} &= P_4 = \frac{8\pi}{15} \frac{e^4 p_{\perp}^2}{m_e^4 c^5} \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^4 W^l = \\ &= \frac{1}{5} \left(\frac{p_{\perp}}{m_e c} \right)^2 \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_p} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4 P_3 = \frac{4\pi W^l}{5H^2} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_p} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4 P_1. \end{aligned} \quad (18.11)$$

Для частиц с большой энергией ($\varepsilon \gg m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$) полная мощность спонтанного излучения при циклотронном рассеянии:

$$\begin{aligned} - \frac{d\varepsilon}{dt} &= P_5 = \frac{8\pi}{15} \frac{e^4 p_{\perp}^2}{m_e^4 c^5} \left(\frac{\omega_p}{\omega_H} \right)^2 W^l = \\ &= \frac{1}{5} \left(\frac{p_{\perp}}{m_e c} \right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_{He}} \frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 P_3 = \frac{4\pi W^l}{5H^2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_{He}} \frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 P_1. \end{aligned} \quad (18.12)$$

Обе формулы, (18.11) и (18.12), записаны в виде, позволяющем наглядно видеть роль циклотронного рассеяния.

Пока энергия ε не слишком сильно отличается от переходного значения $m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$, циклотронное рассеяние менее существенно, чем магнито-тормозное излучение и комптоновское рассеяние, поскольку здесь, с одной стороны, принято $p_{\perp} \ll m_e c$, а с другой стороны, как правило, $W^l \leq n_* \varepsilon_* \ll H^2 / 4\pi$ (это следует из условия $\varepsilon_* < m_e c^2 \times \omega_{He} / \omega_p$). Однако при малых энергиях роль циклотронного рассеяния может стать определяющей.

Максимальный эффект дает циклотронное рассеяние при малых энергиях. Правда, соотношение (18.11) выведено для случая $\varepsilon \gg m_e c^2$, но других ограничений снизу на значения ε , при которых справедливо (18.11), нет. Здесь P_1 при фиксированном угле θ падает с ростом энергии, как ε^{-2} . При энергиях $\varepsilon > m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$ мощность излучения опять растет с увеличением ε , но этот рост ограничен требованием $p_{\perp} \ll m_e c^3 \omega_{He} / \omega_p \varepsilon$, принятым при выводе соотношения (18.12), так что P_5 — не больше обычной мощности комптоновских потерь в плазме.

Относительная роль последних двух механизмов определяется соотношением между плотностью энергии плазменных волн и плотностью энергии магнитного поля. Из формул (18.11) и (18.12) находим, что пока энергия частиц находится в пределах

$$\left(\frac{4\pi W^l}{5H^2} \right)^{1/4} \ll \frac{\varepsilon}{m_e c^2} \frac{\omega_p}{\omega_{He}} \ll \left(\frac{5H^2}{4\pi W^l} \right)^{1/2}, \quad (18.13)$$

магнито-тормозное излучение преобладает над циклотронным рассеянием. Вне этого интервала энергий излучение при циклотронном рассеянии больше.

Поляризационные свойства излучения при циклотронном рассеянии в разных интервалах энергий различны. При $\varepsilon \ll m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$ поляризация излучения такая же, как и при магнито-тормозном излучении.

Диаграмма направленности излучения — такого же вида, как и у магнито-тормозного излучения.

Вместе с тем для энергии $\varepsilon \gg m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$ в циклотронном рассеянии степень поляризации несколько уменьшается по сравнению со случаем комптоновского рассеяния, поскольку появляется и компонента электрического поля, перпендикулярная к плоскости, проходящей через векторы \mathbf{k} и \mathbf{H} . Степень поляризации здесь примерно

$1 - (\omega_p/\omega_H)^2$ и растет с увеличением энергии. Диаграмма направленности излучения представляет собой полный внутри конус.

Циклотронное рассеяние и магнито-тормозное излучение одинаковым образом зависят от угла θ или p_\perp , и поэтому их сравнение не зависит от выбора соответствующих величин.

Относительная роль комптоновского рассеяния [формула 18.9)] и магнито-тормозного излучения уже существенно зависит от выбора величин p_\perp или θ . Сопоставляя (18.3) и (18.9), убеждаемся, что при $p_\perp < m_e c (4\pi W^l/H^2)^{1/2}$ потери на магнито-тормозное излучение меньше комптоновских потерь.

Поскольку мы рассматриваем ультрарелятивистскую плазму, состояние которой существенно контролируется магнитным полем, условие $4\pi W^l/H^2 \ll 1$ можно считать выполненным здесь всегда.

Если предположить, что плотность энергии плазменной турбулентности порядка $W^l \approx n_* \varepsilon_*$ (см. § 18), то комптоновское рассеяние преобладает над магнито-тормозным излучением лишь для энергий $\varepsilon < m_e c v_a / \sqrt{\theta^2}$. В области спектра электронов очень большой энергии комптоновским и циклотронным рассеянием на частотах $\omega \approx \omega_p (\varepsilon/m_e c^2)$ можно пренебречь, если только углы θ не слишком малы.

Спектральные коэффициенты излучения. Приведенные в предыдущем разделе мощности потерь энергии частицей были получены при интегрировании вероятностей излучения (данных в таблицах Приложения) по частоте излучения и углу для частиц с заданной энергией. Теперь определим спектральную зависимость коэффициентов излучения, усреднив соответствующие вероятности с помощью определенным образом подобранной функции распределения и проинтегрировав их по углу ψ .

Использовать здесь строго одномерную функцию распределения скоростей частиц нельзя, поскольку вероятности излучения зависят и от компоненты p_\perp . В действительности теперь функция распределения зависит от двух аргументов, ε и θ . В качестве первого приближения можно принять следующее предположение: допустим, что распределение по углам θ не зависит от распределения по энергиям ε , а последнее определяется уже хорошо

известными степенными зависимостями. Тогда можно считать, что $f_{\varepsilon, 0} = f_{\varepsilon}^{(1)} f_{\theta}^{(2)}$, где $f_{\varepsilon}^{(1)}$ есть, например, функция (17.18), а $f_{\theta}^{(2)}$ можно представить гауссовой функцией со средней дисперсией $\bar{\theta}^2$.

Трудно сказать, насколько сделанные предположения соответствуют реальным условиям в пульсарах. По-видимому, все же распределение по углам не зависит от распределения по энергиям, поскольку ширина импульса пульсара не показывает заметного изменения с частотой. Спектры излучения, по крайней мере в некоторых интервалах частот, имеют степенной характер, так что оправдано и использование (17.18). Для нас важно другое: функция описанного вида является строгим решением самосогласованной задачи распределения турбулентности и частиц в релятивистской турбулентной плазме (см. § 19).

Вычисление J_{ω}^t для всех механизмов проводится стандартным методом, поэтому приведем сразу результаты.

На относительно низких частотах наибольшую роль играет циклотронное рассеяние при $\varepsilon \ll m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$. Коэффициент излучения (с точностью до множителя порядка единицы) равен

$$J_{\omega}^t \approx \frac{\omega_{He}^3}{n_* c^3} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+1} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{\gamma+2} W^l \bar{\theta}^2. \quad (18.14)$$

Формула (18.14) справедлива для частот $\omega \gg \omega_{He} \varepsilon_* / m_e c^2$. При меньших частотах коэффициент излучения примерно пропорционален $1/\omega^2$. Его величину можно грубо оценить:

$$J_{\omega}^t \approx \frac{\omega_{He}^3}{n_* c^3} \frac{\omega_{He}^2 \varepsilon_*}{\omega^2 m_e c^2} W^l \bar{\theta}^2. \quad (18.15)$$

Коэффициент магнито-тормозного излучения при $\omega > \omega_{He} \varepsilon_* / m_e c^2$ равен

$$J_{\omega}^t \approx \frac{\omega_{He}^3}{n_* c^3} \left(\frac{\omega_p}{\omega_{He}} \right)^4 \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+1} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{\gamma-2} \frac{H^2}{4\pi} \bar{\theta}^2. \quad (18.16)$$

Если $\omega < \omega_{He} \varepsilon_* / m_e c^2$, то этот коэффициент $J_{\omega}^t \sim \omega^2$. Сравнивая (18.16) и (18.14), находим, что циклотронное рассеяние больше магнито-тормозного излучения на частотах

$$\omega < \frac{\omega_{He}^2}{\omega_p} \left(\frac{4\pi W^l}{H^2} \right)^{1/4}. \quad (18.17)$$

При $\omega < \omega_{He} \varepsilon_* / m_e c^2$ роль циклотронного рассеяния еще более существенна.

Циклотронное рассеяние на частицах с большей энергией ($\varepsilon > m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$) приводит к коэффициенту излучения

$$J_\omega^l \approx \frac{\omega_{He}^3}{n_* c^3} \left(\frac{\omega_p}{\omega_{He}} \right)^{(\gamma+7)/2} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+1} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{(\gamma-3)/2} W^l \bar{\theta}^2. \quad (18.18)$$

Эта формула справедлива при $\omega > \omega_p (\varepsilon_* / m_e c^2)^2$. При меньших частотах $J_\omega \sim \omega^{3/2}$.

Наконец, комптоновское рассеяние приводит к коэффициенту излучения

$$J_\omega^l \approx \frac{\omega_p^3}{n_* c^3} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+1} W^l. \quad (18.19)$$

Здесь также $\omega > \omega_p (\varepsilon_* / m_e c^2)^2$. При меньших частотах $J_\omega^l \sim \omega^{-1/2}$.

Приведенные выше формулы определяют зависимость спектра излучения от частоты в предположении, что $\bar{\theta}^2$ не зависит от энергии частиц. Возможны, конечно, случаи, когда $\bar{\theta}^2$ для частиц разных энергий различно. В этих случаях меняется и спектр излучения, поскольку зависимость $\bar{\theta}^2$ от ε эквивалентна изменению функции распределения частиц. В частности, если считать, что не зависит от энергии средний квадрат поперечной компоненты импульса (т. е. $\overline{p_\perp^2} = \text{const}$), то $\bar{\theta}^2 \sim 1/\varepsilon^2$, что приведет, например, к появлению в (18.14) множителя $(\omega_{He}/\omega)^2$, и т. д.

Применяя эти формулы для оценок, необходимо иметь в виду, что (18.14), (18.16) и (18.18), (18.19) определяют полный коэффициент излучения в пределах всей диаграммы направленности. Для определения коэффициента излучения, отнесенного к единичному телесному углу, следует разделить эти выражения на величину телесного угла, т. е. (18.14) и (18.16) — на $(\omega_{He}/\omega)^2$, а (18.18), (18.19) — на ω_p/ω .

Коэффициенты реабсорбции. Стандартным образом вычисляются и коэффициенты реабсорбции. Здесь следует только учесть некоторые особенности системы, связанные с направленностью движения частиц вдоль магнитного поля. В частности, в декремент затухания производная

$\frac{\partial f}{\partial \theta}$ вносит больший вклад, чем $\frac{\partial f}{\partial p_{\parallel}}$. Кроме того, декремент очень сильно зависит и от угла ϑ .

Можно показать, что в рассматриваемых механизмах, как правило, нет раскачки электромагнитного поля излучения. Дело здесь в следующем. Раскачка в механизмах, связанных с циклотронными переходами, возникает тогда, когда появляется перепаселенность состояний с высшими гармониками по ω_H . В механизмах же магнито-тормозного излучения и циклотронного рассеяния при $\varepsilon < m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$ возможны переходы, соответствующие лишь первой гармонике ω_H , причем перепаселенности здесь не возникает. В циклотронном рассеянии при $\omega_p > \omega_H$ (т. е. для энергий $\varepsilon > m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$) может появиться перенаселенность, но здесь малы оптические толщины.

Выражение для декремента циклотронного затухания на частотах $\omega > \omega_{He} \varepsilon_* / m_e c^2$ имеет вид ($\gamma^l = \gamma^l_+ + \gamma^l_-$):

$$\frac{\gamma^l_{\pm}(\omega, \vartheta)}{\omega_{He}} \approx - \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+2} \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{\gamma+5} \times \\ \times \left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta \right)^2} \right]^{\gamma+4} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta \right)^2} \left[2 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta \right)^2 \right]. \quad (18.20)$$

При меньших частотах ($\omega < \omega_{He} \varepsilon_* / m_e c^2$) имеем оценку:

$$\frac{\gamma^l}{\omega_{He}} \simeq - \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^5 \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^2. \quad (18.21)$$

Коэффициенты реабсорбции (18.20) и (18.21) сравнительно велики, что, как мы увидим в следующем параграфе, благоприятствует образованию в околорезонансном пространстве турбулентных плазменных котлов.

Декремент магнито-тормозного затухания при $\omega > \omega_{He} \varepsilon_* / m_e c^2$ определяется выражением

$$\frac{\gamma^l_{\pm}(\omega, \vartheta)}{\omega_{He}} \approx - \left(\frac{\omega_p}{\omega_{He}} \right)^4 \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+2} \frac{H^2}{4\pi n_* \varepsilon_*} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^{\gamma+1} \times \\ \times \frac{2 - (\omega\vartheta/\omega_{He})^2}{\sqrt{1 - (\omega\vartheta/\omega_{He})^2}} \left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta \right)^2} \right]^{\gamma}. \quad (18.22)$$

В области малых частот $\gamma^l \sim 1/\omega$.

В области наиболее высоких частот $\varepsilon > m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$, $\omega > \omega_p (\varepsilon_* / m_e c^2)^2$ имеем для декремента затухания при циклотронном рассеянии:

$$\frac{\gamma^l(\omega, \vartheta)}{\omega_p} \approx -(\gamma + 4) \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+2} \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \times \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^{\gamma/2} \vartheta^4 \left(1 - \frac{\omega}{2\omega_p} \vartheta^2 \right)^{(\gamma+2)/2}. \quad (18.23)$$

Наконец, для комптоновского рассеяния при $\omega > \omega_p (\varepsilon_* / m_e c^2)^2$ коэффициент реабсорбции равен

$$\frac{\gamma^l(\omega, \vartheta)}{\omega_p} = \frac{4\pi\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^{\gamma+2} \left(\frac{2\omega_p}{\omega} \right)^{(\gamma+2)/2} \vartheta^2 \left(1 - \vartheta^2 \frac{\omega}{2\omega_p} \right)^{(\gamma+4)/4}, \quad (18.23')$$

а при меньших частотах $\gamma^l \sim \omega^{-3/2}$.

На рис. 78 показана зависимость коэффициентов реабсорбции от ϑ . В общем случае любой функции распределения в (18.23) присутствует множитель $4 - \frac{d \ln f_\varepsilon}{d \ln \varepsilon}$ (при $f_\varepsilon \sim \varepsilon^{-\gamma}$ он равен $\gamma + 4$), который, в принципе, может привести к раскачке, если в рассматриваемой области энергии частиц f_ε очень круто (быстрее ε^4) нарастает с увеличением ε . Однако, поскольку само соотношение (18.23) соответствует случаю больших энергий, ожидать появления указанной зависимости f_ε трудно.

Радиационное сжатие движения частиц к магнитным силовым линиям. Излучение электромагнитных волн в магнито-тормозном механизме и при циклотронном рассеянии неизбежно приводит к потере частицами поперечной компоненты импульса, т. е. к вытягиванию их движений вдоль магнитных силовых линий.

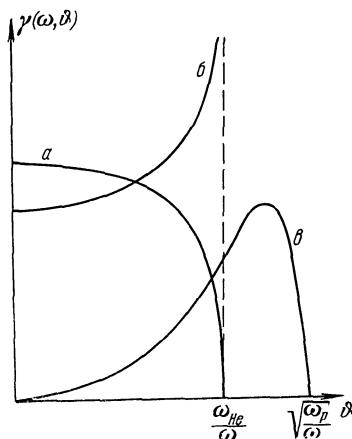


Рис. 78. Зависимость коэффициентов реабсорбции от угла между волновым вектором и магнитным полем: а) циклотронное рассеяние при малых частотах, б) магнито-тормозное излучение, в) рассеяние на больших частотах.

Поперечная компонента импульса при малых θ уменьшается относительно быстрее, чем полная энергия частиц, так что еще быстрее уменьшается и угол θ .

Пользуясь вероятностями излучения, нетрудно получить и формулы, описывающие изменение p_{\perp} или θ . Приведем их для рассматриваемого здесь случая движения частиц под малыми углами к магнитному полю.

Магнито-тормозное излучение дает следующую величину потерь p_{\perp}^2 или уменьшения θ :

$$\frac{1}{2p_{\perp}^2} \frac{dp_{\perp}^2}{dt} = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{e^4 H^2}{m_e^3 c^5} \frac{m_e c^2}{\varepsilon}. \quad (18.24)$$

Сравнивая (18.24) с (18.3), убеждаемся, что относительные потери поперечной компоненты импульса действительно больше относительных потерь энергии $P_1(\varepsilon)/\varepsilon$, поскольку в (18.3) есть еще малый множитель $(p_{\perp}/m_e c)^2$.

Аналогичным образом происходят потеря поперечной компоненты импульса и уменьшение угла θ при циклотронном рассеянии плазменных волн на частицах с энергией $\varepsilon < m_e c^2 \omega_{He}/\omega_p$:

$$\frac{1}{2p_{\perp}^2} \frac{dp_{\perp}^2}{dt} = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = -\frac{8\pi}{15} \frac{e^4 W^l}{m_e^3 c^5} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_p} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4. \quad (18.25)$$

И здесь относительное уменьшение p_{\perp} происходит быстрее, чем ε [т. е. (18.25) больше P_4/ε] из-за наличия в (18.11) того же малого множителя $(p_{\perp}/m_e c)^2$.

Циклотронное рассеяние на частицах с большей энергией ($\varepsilon > m_e c^2 \omega_{He}/\omega_p$), хотя и приводит к уменьшению p_{\perp} , но в относительно замедленном темпе из-за частичной взаимной компенсации переходов с $\omega_p + \omega_H$ и $\omega_p - \omega_H$. Здесь имеем

$$\frac{1}{2p_{\perp}^2} \frac{dp_{\perp}^2}{dt} = -\frac{16\pi}{3} \frac{e^4 W^l}{m_e^3 c^5} \frac{m_e c^2}{\varepsilon}. \quad (18.26)$$

Комптоновское рассеяние без изменения p_{\perp} (мощность излучения P_3), естественно, не приводит к сжатию движения частиц к силовой магнитной линии.

Таким образом, при малых энергиях [и не слишком малых отношениях величин W^l и $H^2/4\pi$, т. е. при условии $\varepsilon < m_e c^2 (\omega_{He}/\omega_p) (4\pi W^l/H^2)^{1/4}$] потеря поперечной

компоненты импульса и вытягивание движения вдоль магнитных силовых линий связаны с циклотронным рассеянием, а при больших энергиях — с магнито-тормозным излучением.

Поглощение электромагнитных волн в этих же механизмах, наоборот, увеличивает p_{\perp}^2 и θ . В результате баланса поглощений и излучений образуется некоторое распределение частиц по p_{\perp}^2 или по θ . Иными словами, в плазме с сильным магнитным полем турбулентный котел формирует как функцию распределения частиц по энергиям, так и функцию распределения частиц по направлениям движения. Теории турбулентных котлов в релятивистской плазме посвящен следующий параграф.

§ 19. Турбулентные котлы в релятивистской плазме

В § 14 была развита теория плазменных турбулентных котлов в нерелятивистской плазме. В подобных котлах формируется функция распределения относительно небольшого числа релятивистских частиц, в то время как основная часть плазмы остается нерелятивистской. Теперь перейдем к анализу релятивистских турбулентных котлов, в которых уже все частицы являются релятивистскими. Здесь, однако, тоже можно выделить из общей функции распределения часть, описывающую частицы с большими энергиями, и рассматривать формирование в турбулентном котле именно этой части функции распределения. В самом деле, наиболее существенна роль турбулентности именно в ускорении быстрых частиц. Кроме того, для интерпретации наблюдательных данных также важно иметь какие-либо представления о функции распределения быстрых частиц. В принципе, можно, конечно, поставить задачу определения полной функции распределения частиц в релятивистской турбулентной плазме.

В этом параграфе сначала будет приведено обобщение теории турбулентного котла, развитой в § 14, на случай полностью релятивистской плазмы в относительно слабом магнитном поле, а затем рассмотрен случай релятивистской плазмы в сильном магнитном поле.

Турбулентный котел в релятивистской плазме в слабом магнитном поле. Здесь можно непосредственно применить многие результаты § 14, с учетом особенностей

релятивистской плазмы [Каплан, Цытович (1971)]. В частности, в релятивистской плазме можно пренебречь ионизационными потерями, быстро падающими с ростом энергии частиц. Здесь уменьшена и плазменная частота, что в свою очередь ослабляет относительную роль таких эффектов, как рассеяние электромагнитных волн на волнах ленгмюровской турбулентности. Поэтому теория подобных релятивистских котлов в общем даже проще, чем котлов в нерелятивистской плазме.

Начнем рассмотрение с анализа ускорения частиц. Частицы малых энергий приобретают энергию при рассеянии на них волн ленгмюровской турбулентности. Характерный инкремент процесса рассеяния $l + e \rightleftharpoons l' + e'$ определен формулой (17.12), откуда можно сразу оценить и темп ускорения:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \approx \frac{c^2 D_{\parallel}^l}{\varepsilon} \approx \omega_p \left(\frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \right)^2 \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_*}. \quad (19.1)$$

Эта формула описывает ускорение частиц с энергией $\varepsilon < \varepsilon_*$ — максимума функции распределения. Частицы с большей энергией ускоряются в котле при синхротронном или комптоновском поглощении «запертого» электромагнитного излучения. Здесь темп ускорения определен формулами (14.21). Перепишем их в таком виде:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \approx \frac{e^2}{c} \omega_{He}^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2, \quad (19.2)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \approx \frac{e^2}{c} \omega_p^2 \left(\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*}. \quad (19.3)$$

Энергия максимума функции распределения определяется пересечением кривых, описывающих ускорение при $\varepsilon < \varepsilon_*$ и при $\varepsilon > \varepsilon_*$. В случае очень слабого магнитного поля, когда $H^2 \ll 4\pi W^l$, из (19.1) и (19.3) имеем оценку:

$$\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \approx 0,3 \left(\frac{cW^l}{m_e \omega_{pe}^2} \right)^{2/7} \approx 0,3 \left(\frac{c^3 n_*}{\omega_{pe}^3} \right)^{2/5} \approx \frac{3 \cdot 10^6}{n_*^{1/5}}. \quad (19.4)$$

В последних двух равенствах принято $W^l \approx n_* \varepsilon_*$, а n_* выражено в см^{-3} . Напомним, что здесь ω_{pe} — нереляти-

вистское определение плазменной частоты, отличающееся от ω_p — релятивистской плазменной частоты — множителем $(\varepsilon_*/m_e c^2)^{1/2}$.

В случае более сильного магнитного поля, когда $H^2 \gg 4\pi W^l$, энергия ε_* определяется сравнением (19.1) и (19.2); получаем

$$\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \approx 0,3 \left(\frac{cW^l}{m_e \omega_{pe}^3} \right)^{2/7} \left(\frac{4\pi W^l}{H^2} \right)^{2/7} \approx 10^7 \frac{n_*^{1/3}}{H^{4/3}}. \quad (19.5)$$

Пользуясь формулой (17.13), определяем частоту ω_R , на которой плазменный котел становится прозрачным по отношению к поглощению при комптоновском рассеянии. Имеем по аналогии с методом § 14, но опуская рассеяние электромагнитных волн на продольных плазмонах:

$$\frac{\omega_R}{\omega_*} \approx \frac{\omega_R}{\omega_p} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 \approx \left[\frac{\omega_p R}{c} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_*} \right)^2 \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \right]^{2/(\gamma+4)}. \quad (19.6)$$

В случае слабого магнитного поля ($4\pi W^l \gg H^2$), подставляя (19.4) и $W^l \approx n_* \varepsilon_*$ в (19.6), находим

$$\frac{\omega_R}{\omega_*} \approx \left(3^{5/2} \frac{\omega_{pe}^4 R}{c^4 n_*} \right)^{2/(\gamma+4)}. \quad (19.7)$$

Если $\omega_R \gg \omega_*$, то в интервале энергий

$$\varepsilon_* < \varepsilon < \varepsilon_* \sqrt{\omega_R/\omega_*} \quad (19.8)$$

формируется степенное распределение частиц по энергиям с примерно теми же показателями γ , что и в случае турбулентного котла в нерелятивистской плазме. Все соотношения для определения γ остаются такими же, хотя здесь следует переопределить параметры ξ и κ . Это означает, что в случае котла, где существенно только комптоновское рассеяние, по-прежнему имеем $\gamma = 3$, в случае только синхротронного котла $\gamma = 0,93$; промежуточные случаи приводят к значениям γ , которые, как правило, не выходят за пределы интервала $\gamma \approx 1 \div 3$.

Сопоставляя нерелятивистский плазменный турбулентный котел с подобным же релятивистским, можно сделать следующие заключения. В обоих случаях формируется степенная функция распределения частиц с $\gamma \approx 1 \div 3$.

Энергия релятивистских частиц в максимуме функции распределения у релятивистского котла заметно больше и степенное распределение охватывает больший интервал энергий. Релятивистский котел при прочих равных условиях непрозрачен до более высоких частот.

Спектральная интенсивность излучения в оптически плотной релятивистской плазме в сильном магнитном поле. Эту величину легко вычислить, воспользовавшись приведенными в § 18 выражениями для коэффициентов излучения и реабсорбции. Здесь мы дадим более точные выражения, учитывающие зависимость I_ω от углов ϑ и наличие двух знаков в формуле (18.2), т. е. возможность излучения одной и той же частоты в одном направлении частицами с разными энергиями.

Спектральная интенсивность излучения в данном направлении в оптически плотной среде на тех частотах, на которых определяющим является циклотронное рассеяние при условии $\varepsilon < m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$, описывается следующей формулой:

$$I_\omega = \frac{m_e \omega^5 \bar{\theta}^2}{2(2\pi)^3 \omega_{He}^3} \times$$

$$\times \frac{\left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta\right)^2} \right]^{\gamma+2} + \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta\right)^2} \right]^{\gamma+2}}{\left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta\right)^2} \right]^{\gamma+4} + \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{He}} \vartheta\right)^2} \right]^{\gamma+4}}.$$

(19.9)

В магнито-тормозном механизме для спектральной интенсивности излучения получается такая же формула (19.9), в которой показатель $\gamma + 2$ в числителе заменен на $\gamma - 2$, а $\gamma + 4$ в знаменателе — на γ . Для частот $\omega \ll \omega_{He} / \bar{\theta}$ в том и в другом случае имеем

$$I_\omega = \frac{m_e \omega^5 \bar{\theta}^2}{8(2\pi)^3 \omega_{He}^3}.$$

(19.10)

Интенсивность излучения в данном направлении обрывается на частоте $\omega_{He} / \bar{\theta}$, причем в этой точке величина интенсивности I_ω также определена (19.10) (рис. 79).

В случае циклотронного рассеяния на частицах с большей энергией имеем:

$$I_{\omega} = \frac{m_e \omega^{3/2} \bar{\theta}^2}{4(2\pi)^3 (\gamma + 4) \omega_{He}^2 (2\omega_p)^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega/2\omega_p) \bar{\theta}^2}}. \quad (19.11)$$

Максимальное значение I_{ω} здесь ограничено условием

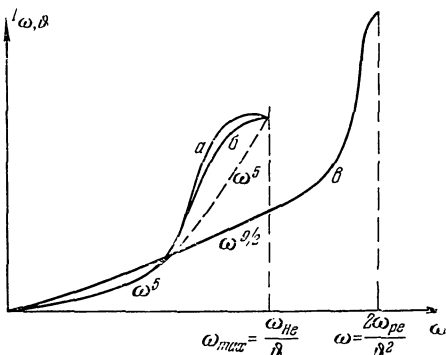


Рис. 79. Спектральная интенсивность «запертого» электромагнитного излучения в турбулентной релятивистской плазме с сильным магнитным полем: а) циклотронное рассеяние при малых частотах, б) магнито-тормозное излучение, в) рассеяние на высоких частотах.

циклотронного перехода $k_{\perp} v_{\perp} \leq \omega_H$. Отсюда находим

$$I_{\omega}^{\max} = \frac{m_e \omega^{7/2} (\bar{\theta}^2)^{1/2}}{4(2\pi)^3 (\gamma + 4) \omega_{He} (2\omega_p)^{1/2}}. \quad (19.12)$$

Этот максимум достигается при ω , близких к $\omega_p/\bar{\theta}^2$.

Для комptonовского рассеяния получаем

$$I_{\omega} = \frac{m_e \omega^{5/2}}{(2\pi)^3 \gamma (2\omega_p)^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega/2\omega_p) \bar{\theta}^2}}. \quad (19.12')$$

Ускорение частиц при поглощении электромагнитного излучения. Коэффициенты диффузионного ускорения частиц при поглощении излучения (19.9) и (19.11) также определяются известным способом. В случае циклотронного рассеяния ($\varepsilon \ll m_e c^2 \omega_{He}/\omega_p$) имеем для продольного коэффициента диффузии:

$$D'_{\parallel} = \frac{\bar{\theta}^2 \theta^2}{2\pi(\gamma - 1)^2} \frac{\omega_{He}^4}{n_* c^3} \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \frac{\varepsilon \varepsilon_*^3}{m_e^2 c^6} \Psi_1(\gamma), \quad (19.13)$$

где $\Psi_1(\gamma)$ — зависящая от γ функция:

$$\Psi_1(\gamma) = \int_0^1 (1-2q)^2 [1 + (1-2q)^2] \frac{q^{\gamma+2} + (1-q)^{\gamma+2}}{q^{\gamma+4} + (1-q)^{\gamma+4}} q^1 dq. \quad (19.14)$$

Численные значения этой, а также других подобных

Таблица функций $\Psi(\gamma)$

| γ | $\Psi_1(\gamma)$ | $\Psi_2(\gamma)$ | $\Psi_3(\gamma)$ | $\Psi_4(\gamma)$ |
|----------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| -2,2 | 0,419 | | 0,716 | |
| -2,0 | 0,236 | | 0,533 | |
| -1,0 | 0,219 | | 0,310 | |
| 0,0 | 0,216 | | 0,235 | |
| +1,0 | 0,215 | | 0,279 | |
| +2,0 | 0,215 | 0,800 | 0,278 | 1,333 |
| +3,0 | 0,215 | 0,510 | 0,277 | 0,935 |
| +4,0 | 0,215 | 0,467 | 0,277 | 0,856 |
| +5,0 | 0,215 | 0,554 | 0,277 | 0,827 |

функций даны в таблице. При ускорении поглощением в магнито-тормозном механизме имеем

$$D_{\parallel}^l = \frac{\bar{\theta}^2 \theta^2}{\pi(\gamma-1)^2} \frac{\omega_p^4}{n_* c^3} \frac{H^2}{4\pi n_* \varepsilon_*} \frac{\varepsilon^5 \varepsilon_*^3}{m_e^6 c^{14}} \Psi_2(\gamma), \quad (19.15)$$

где

$$\Psi_2(\gamma) = \int_0^1 [1 + (1-2q)^2] \frac{q^{\gamma-2} + (1-q)^{\gamma-2}}{q^{\gamma} + (1-q)^{\gamma}} q^1 dq. \quad (19.16)$$

В случае ускорения циклотронным рассеянием на частицах с большой энергией (со спектральной интенсивностью (19.11)) имеем:

$$D_{\parallel}^l = \frac{2\bar{\theta}^2 \theta^2}{21\pi(\gamma-1)^2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_{He}} \right)^4 \frac{\omega_p^4}{n_* c^3} \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \frac{\varepsilon^9 \varepsilon_*^3}{m_e^{10} c^{22}} \frac{1}{\gamma + 1/4}. \quad (19.17)$$

Для комптоновского рассеяния получаем

$$D_{\parallel}^l = \frac{2}{3\pi(\gamma-1)^2} \frac{\omega_p^4}{n_* c^3} \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \frac{\varepsilon \varepsilon_*^3}{m_e^2 c^6}. \quad (19.17')$$

Как и следовало ожидать, (19.17), несмотря на резкую зависимость от энергии, превышает (19.13) только при $\varepsilon > m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$.

Подобным образом определяются и поперечные коэффициенты диффузии, описывающие увеличение угла θ при поглощении электромагнитных волн. Удобнее здесь ввести несколько иное определение D_{\perp}^t , а именно, таким образом, что в кинетическом уравнении изменение по p_{\perp} описывалось бы членом вида:

$$\frac{\partial}{\partial p_{\perp}^2} \left((m_e c)^2 D_{\perp}^t \frac{\partial f}{\partial p_{\perp}^2} \right). \quad (19.18)$$

Здесь учтено и изменение p_{\perp} из-за изменения полного импульса. В случае, когда $\theta \ll m_e c^2 / \varepsilon$, основным в (19.18) является член вида

$$\frac{\partial}{\partial \theta^2} \left(\frac{D_0^t}{(m_e c)^2} \frac{\partial f}{\partial \theta^2} \right), \quad D_0^t = D_{\perp}^t \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4. \quad (19.19)$$

В случае увеличения углового разброса направлений движения при циклотронном рассеянии имеем:

$$D_0^t = \frac{\bar{\theta}^2 \theta^2}{2\pi(\gamma - 1)^2} \frac{\omega_{He}^4}{n_* c^3} \frac{\varepsilon_*^3 m_e^4 c^6}{\varepsilon^5} \frac{W^t}{n_* \varepsilon_*} \Psi_3(\gamma), \quad (19.20)$$

где

$$\Psi_3(\gamma) = \int_0^1 (1 - 2q)^2 [1 + (1 - 2q)^2] \frac{q^{\gamma+2} + (1 - q)^{\gamma+2}}{q^{\gamma+4} + (1 - q)^{\gamma+4}} q^2 dq. \quad (19.21)$$

Аналогичным образом для увеличения разброса направлений движения при магнито-тормозном механизме поглощения электромагнитных волн имеем:

$$D_0^t = \frac{\bar{\theta}^2 \theta^2}{\pi(\gamma - 1)^2} \frac{\omega_p^4}{n_* c^3} \frac{H^2}{4\pi n_*} \frac{\varepsilon_*^3}{\varepsilon c^2} \Psi_4(\gamma), \quad (19.22)$$

где

$$\Psi_4(\gamma) = \int_0^1 [1 + (1 - 2q)^2] \frac{q^{\gamma-2} + (1 - q)^{\gamma-2}}{q^{\gamma} + (1 - q)^{\gamma}} q^2 dq. \quad (19.23)$$

Наконец, для циклотронного рассеяния на частицах с большой энергией:

$$D_0^l = \frac{2\bar{\theta}^2\theta^2}{21\pi(\gamma-1)^2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_{He}} \right)^2 \frac{\omega_p^4}{n_* c^3} \frac{W^l}{n_* \varepsilon_*} \frac{\varepsilon \varepsilon_*^3}{m_e^2 c^6} \frac{1}{\gamma+4}. \quad (19.24)$$

Из этих формул могут быть получены оценки характерных времен увеличения энергии частиц и разброса их движений по углу θ . Напомним, что эти мощные механизмы ускорения работают только при тех значениях энергии частиц, при которых поглощается «запертое» электромагнитное излучение.

Турбулентный котел в релятивистской плазме в сильном магнитном поле. Записывая кинетическое уравнение для функции распределения частиц по энергиям ε и углам θ , мы должны сохранить в нем лишь наибольшие члены. Формальным критерием отбора наибольших членов является низшая степень разложения по малому параметру $k_{\perp} v_{\perp} / \omega_H$. Применение этого критерия показывает, что в рассматриваемой задаче наибольшим членом, описывающим диффузионное ускорение, является выражение (19.19), а наибольшие потери связаны с уменьшением p_{\perp}^2 или угла θ . Сохраняя эти два члена, запишем кинетическое уравнение в виде

$$\frac{\partial f_{\varepsilon, \theta}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \theta^2} \left(\frac{D_0^l}{(m_e c)^2} \frac{\partial f_{\varepsilon, \theta}}{\partial \theta^2} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta^2} \left(\frac{d\theta^2}{dt} f_{\varepsilon, \theta} \right). \quad (19.25)$$

Величина $\frac{d\theta^2}{dt}$ определяется из соотношений (18.24) — (18.26).

Для квазистационарного распределения интегрирование (19.25) дает:

$$\frac{D_0^l}{(m_e c)^2} \frac{\partial f_{\varepsilon, \theta}}{\partial \theta^2} + \frac{d\theta^2}{dt} f_{\varepsilon, \theta} = 0. \quad (19.26)$$

Подставляя в (19.26) соотношения (18.25) и (19.20), получим уравнение

$$\Psi_3(\gamma) \frac{\partial f_{\varepsilon, \theta}}{\partial \theta^2} = - \frac{8}{15} \frac{f_{\varepsilon, \theta}}{\bar{\theta}^2}. \quad (19.27)$$

Подобным образом, подставляя в (19.26) соотношения

(18.24) и (19.22), находим

$$\Psi_4(\gamma) \frac{\partial f_{\epsilon, \theta}}{\partial \theta^2} = -\frac{4}{3} \frac{f_{\epsilon, \theta}}{\bar{\theta}^2}. \quad (19.28)$$

Решение уравнения (19.28) позволяет найти параметры распределения частиц в той области энергий, где существеннее магнито-тормозные потери, а уравнение (19.27) определяет $f_{\epsilon, \theta}$ в области энергий, где преобладает циклотронное рассеяние. Иными словами, уравнение (19.28) справедливо для интервала энергий (18.13), а формула (19.27) — для меньших энергий.

Как из (19.27), так и из (19.28) сразу следует, что функция распределения частиц по углам θ имеет гауссов характер, причем дисперсия углов $\bar{\theta}^2$ не зависит от энергий. Эта дисперсия не может быть определена из первого приближения в кинетическом уравнении для функции распределения частиц. В реальных условиях околопульсарного пространства, вероятнее всего, параметр $\bar{\theta}^2$ определяется геометрией магнитного поля и условиями выброса частиц. Подставляя в (19.27) и (19.28) распределение

$$f_{\epsilon, \theta} \sim \frac{1}{\epsilon^\gamma} e^{-\theta^2/\bar{\theta}^2}, \quad (19.29)$$

получаем уравнение для определения показателя γ . В области малых энергий (циклотронное рассеяние)

$$\Psi_3(\gamma) = \frac{8}{15} \quad (19.30)$$

и в области больших энергий (магнито-тормозное излучение)

$$\Psi_4(\gamma) = \frac{4}{3}. \quad (19.31)$$

Сопоставляя уравнения (19.30) и (19.31) с данными таблицы функций $\Psi_3(\gamma)$ и $\Psi_4(\gamma)$, убеждаемся, что для области малых энергий $\gamma = -2$ и в области больших энергий $\gamma = 2$.

Таким образом, самосогласованное решение для котла в ультрарелятивистской плазме в сильном магнитном поле приводит к функции распределения более энергичных электронов вида $f_\epsilon \sim \epsilon^{-2}$ в неплохом согласии

с данными наблюдений для пульсара NP 0532. В области малых энергий здесь получилась функция распределения вида $f_\epsilon \sim \epsilon^2$.

Такое решение противоречит условию, для которого были получены приведенные выше коэффициенты диффузионного ускорения, т. е. области энергий $\epsilon > \epsilon_*$. Кроме того, функция распределения $f_\epsilon \sim \epsilon^2$ в плазме с магнитным полем оказывается сильно неустойчивой (см. § 17), что может приводить к быстрому выравниванию ее, т. е. к образованию плато. Тем не менее, это не означает, что решение уравнения турбулентного котла приводит к появлению неустойчивостей. Для определения f_ϵ в области малых энергий следует использовать коэффициенты диффузии, вычисленные для энергий $\epsilon < \epsilon_*$. Используя эти выражения, можно показать, что здесь возникает почти постоянная, а точнее, довольно медленно спадающая с энергией функция распределения. При этом аппроксимация (17.18) является вполне удовлетворительной.

Теперь сделаем несколько замечаний о влиянии комптоновского рассеяния на функцию распределения, формирующуюся в турбулентном котле в сильном магнитном поле. Поскольку при этом меняется продольная энергия, то может быть существенна лишь диффузия по оси энергии, описываемая коэффициентом (19.17').

Составим уравнение, описывающее как увеличение энергии при комптоновском рассеянии, так и потери ее в том же механизме при спонтанном излучении (формула (18.9).) Получим

$$\frac{\partial f_{\epsilon, \vartheta}}{\partial \epsilon} = - \frac{P_3}{D_{\parallel}^t} f_{\epsilon, \vartheta} = - \frac{\gamma}{\epsilon} f_{\epsilon, \vartheta}. \quad (19.31')$$

Отсюда видно, что комптоновское рассеяние формирует степенной спектр, однако не определяя показатель γ , который находится, например, из решения уравнения (19.25).

Таким образом, комптоновское рассеяние в той области функции распределения частиц, где формируется ее степенной характер, не меняет численного значения γ , даже если эти потери больше других. Кроме того, это рассеяние может продолжить степенную функцию и в область больших энергий. Величина ϵ_* в функции рас-

предела (17.18), таким образом, определяется из (18.13), т. е. из граничной энергии, для которой магнитотормозное излучение превышает циклотронное рассеяние:

$$\frac{\varepsilon_*}{m_e c^2} \approx \frac{\omega_{He}}{\omega_p} \left(\frac{4\pi W^l}{5H^2} \right)^{1/4}. \quad (19.32)$$

Циклотронное рассеяние при энергиях $\varepsilon > m_e c^2 \omega_{He} / \omega_p$ также может придать к диффузии по углам θ . Но здесь потери p_{\perp}^2 относительно невелики, и поэтому для энергий, соответствующих самой правой части неравенства (18.13), второй член (19.26) не компенсирует первый. Это означает, что поглощение электромагнитного излучения увеличивает разброс скоростей частиц более эффективно, чем разброс уменьшается радиационным сжатием.

Решение уравнения (19.26) дает изотропное распределение. Надо сказать, что, вероятно, на столь больших частотах оптическая толщина плазмы мала и котла вообще здесь нет. Если, однако, оптическая толщина плазмы велика, то здесь образуется изотропный котел типа, рассмотренного в начале параграфа. Следует иметь в виду, что в этом случае пропадают и все особенности ультрарелятивистской плазмы в сильном магнитном поле, связанные с одномерностью движения частиц (например, альвеновская неустойчивость).

Таким образом, мы видим, что в релятивистской плазме с сильным магнитным полем также образуются турбулентные котлы, в которых формируются степенные функции распределения быстрых частиц по энергиям. Для не слишком больших энергий функция распределения по углам θ всегда имеет гауссов характер, но величину дисперсии этого распределения в рамках первого приближения теории найти нельзя. Величина $\bar{\theta}^2$ может быть задана либо из других соображений, например, из условия сохранения адиабатического инварианта при движении частиц в неоднородном магнитном поле, либо из анализа следующего приближения в кинетическом уравнении, получаемого при сохранении более высоких членов разложения по $k_{\perp} v_{\perp} / \omega_H$. Для этого требуется учет следующих членов разложения по $k_{\perp} v_{\perp} / \omega_H$ и в вероятностях излучения.

§ 20. К интерпретации излучения пульсаров

Сразу же после открытия пульсаров появились первые попытки интерпретировать импульсный характер их излучения. Были выдвинуты две гипотезы. Согласно одной из них пульсарами являются осциллирующие белые карлики, в атмосфере которых образуются ударные волны, генерирующие всплески радиоизлучения примерно так же, как это происходит в короне Солнца со всплесками II типа. Однако после того, как были обнаружены пульсары с очень малыми периодами, которые не удалось объяснить даже обертонами пульсаций белых карликов, эта гипотеза была оставлена. Согласно второй гипотезе, высказанной впервые Голдом (1968), пульсары представляют собой вращающиеся нейтронные звезды. Если предположить, что излучение имеет направленный характер, то вращение излучающей области приводит к тому, что в данном направлении излучение наблюдается в виде коротких импульсов, относительная длительность которых — порядка ширины диаграммы направленности (рис. 80).

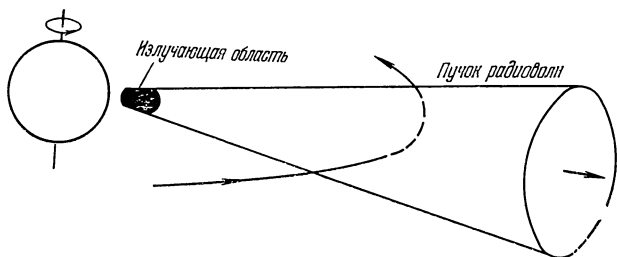


Рис. 80. Модель вращающейся нейтронной звезды с излучением типа «маяка». Активная область вращается с угловой скоростью, соответствующей интервалу между импульсами.

В настоящее время эта гипотеза считается наиболее вероятной. Направленность электромагнитного излучения пульсаров и ограниченность излучающих областей обычно приписывается влиянию магнитного поля. Поэтому современные теоретические исследования пульсаров исходят из модели вращающейся [нейтронной звезды с сильным магнитным полем, ось которого не совпадает с осью вращения [Хьюиш (1970); Гинзбург (1971); Тер-Хаар (1971)]].

В общей проблеме пульсаров можно несколько условно выделить следующие разделы: а) физика нейтронных звезд и поведение вещества на поверхности пульсаров; б) механизм передачи энергии вращения в ближнее околопульсарное пространство и свойства этого пространства (структура магнитного поля, распределение плазмы, электрические поля в этой области); в) механизмы высокочастотного (радио, оптического и рентгеновского) излучения в околопульсарной плазме; г) влияние активности пульсаров на более далекие области (в частности, на оболочки сверхновых).

Физики нейтронных звезд мы касаться не будем; она изложена в обзорах [Гинзбург (1971); Киржниц (1970)]. Основное внимание будет уделено проблеме излучения. Однако коротко коснемся вопросов физики ближнего и дальнего околопульсарного пространства [пункты б) и г)].

Передача энергии вращения в ближнее околопульсарное пространство. Исследованию низкочастотного магнито-дипольного электромагнитного излучения вращающегося магнитного поля пульсара посвящен ряд работ [Пачини (1967, 1968); Ганн, Острикер (1969); Бертогги, Кавальери, Пачини (1969); Каплан, Эйдман (1969)]. Подобное излучение, с одной стороны, уносит энергию вращения, а с другой стороны, может ускорять частицы, трансформируясь тем самым и в высокочастотное излучение. Использование этих представлений для объяснения передачи энергии от пульсара к высокочастотному излучению имеет следующие трудности.

Во-первых, низкочастотное излучение распространяется в околопульсарной области лишь в том случае, если концентрация электронов достаточно мала. Можно предположить, что само излучение «выметает» их из этой области, но тогда возникает противоречие с представлением о том, что пульсар поставляет очень энергичные частицы, необходимые для обеспечения рентгеновского излучения туманностей — остатков сверхновых звезд. Во-вторых, само низкочастотное электромагнитное излучение формируется в волновой зоне, т. е. на расстоянии порядка 100 радиусов пульсара. Если считать, что именно здесь происходит трансформация энергии длинноволнового излучения в энергию быстрых частиц и высокочастотных волн, то возникает ряд серьезных трудностей с объяснением направ-

ленности излучения высокочастотных электромагнитных волн. Предположение о мультипольном излучении [Каплан, Эйдман (1971)] несколько ослабляет эти трудности, поскольку здесь больше частота и направленность длинноволнового излучения. Наконец, в рассматриваемых моделях для объяснения всей энергетике требуется наличие очень сильных магнитных полей (больших 10^{12} э) на поверхности пульсаров.

Другой механизм передачи энергии от поверхности пульсара связан с представлением о релятивистском звездном ветре — постоянном истечении вещества с поверхности пульсара [Голдрейх, Джулиан (1969); Мишель (1969); Старрок (1971)]. Вопрос о выбросе частиц с поверхности пульсара детально не исследован, но можно предполагать, что нагрев поверхности и электрическое поле, индуцированное вращением магнитного диполя, обеспечивают достаточную интенсивность потока выброшенных частиц.

Вероятнее всего, что частицы выбрасываются из областей вблизи магнитных полюсов. Если ось магнитного диполя перпендикулярна к оси вращения, то эффекты истечения вещества становятся более существенными.

Движение частиц в околопульсарном пространстве определяется влиянием электрических и магнитных полей. Сама проблема нахождения величины и структуры электрического поля в этой области еще далека от решения. Предположение о вмороженности поля здесь не оправдано, поскольку оно не имеет места в релятивистской плазме [Цытович (1961a)]. Вероятно, здесь велика роль и аномального сопротивления [Коппи, Феррари (1970)]. Даже поля, значительно меньшие $[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]/c$, уже вызывают сильную турбулизацию всей плазмы. Само истечение плазмы деформирует структуру магнитного поля и может создать вытянутые «хвосты», которые в свою очередь приводят к выбрасыванию частиц из магнитосферы пульсара.

В общем, наиболее вероятна схема постоянного потока частиц, идущего из областей магнитных полюсов вдоль магнитных силовых линий. Возможно ускорение их индуцированным электрическим полем. Образование устойчивых магнитосфер пульсаров с накоплением там энергичных частиц, по-видимому, маловероятно (хотя бы из-за очень больших синхротронных потерь).

Следует отметить особенности ионизации и диссоциации вещества в сильном магнитном поле, исследованные Кадомцевым (1970). Им было показано, что в таком поле ионизация даже сложных молекул происходит быстрее, чем их диссоциация, что должно повлиять на параметры пульсарного ветра.

Резюмируя сказанное выше, можно сказать следующее. Хотя пока и не ясен механизм передачи энергии от поверхности пульсара к излучающей области, но возможности для такой передачи имеются. Можно считать, что на расстоянии порядка 10^6 — 10^7 см (несколько радиусов пульсаров) имеются области, в которых происходит превращение энергии, идущей в какой-либо форме от пульсара, в энергию частиц (нагрев плазмы), энергию плазменной турбулентности (здесь весьма вероятны плазменные неустойчивости) и энергию высокочастотного электромагнитного излучения. Например, полная энергия вращения, теряемая пульсаром в Крабовидной туманности, вычисленная по замедлению периода,— порядка энергии высокочастотного излучения, испускаемого этим пульсаром; вероятно, то же самое имеет место и для других пульсаров [Цытович, Баки, Тер-Хаар (1970)].

То, что излучающая область должна быть близка к поверхности пульсара, следует из отсутствия заметного запаздывания импульсов радиоизлучения по отношению к оптическим, а также из-за наличия тонкой структуры радиоимпульсов [Дрейк (1971)].

Синхротронная гипотеза излучения пульсаров. Как и при исследовании многих других мощных космических источников, для объяснения излучения пульсаров первым был использован синхротронный механизм [Шкловский (1969); Железняков (1970)]. Методы анализа излучения объектов с помощью синхротронной гипотезы были описаны в § 15, поэтому здесь мы приведем сразу результаты.

С помощью этого механизма можно объяснить оптическое и рентгеновское излучения пульсара в Крабовидной туманности при следующем подборе параметров. Считая, что максимальная интенсивность излучения приходится на частоту $\omega_* \approx 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, получаем: $\omega_{He} \approx 10^{10} \div \div 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ ($H \approx 10^3 \div 10^5 \text{ э}$); концентрация излучающих электронов $n_* \approx 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$; энергия электронов в

максимуме функции распределения $\epsilon_*/m_e c^2 \approx 10 \div 100$. При этом плазменная частота релятивистских электронов $\omega_p \approx 10^{11} \text{ сек}^{-1}$, т. е. сравнима с ω_{He} (но больше $\omega_H \approx \approx eHc/\epsilon_*$). Размер области излучения $\sim 10^7 \text{ см}$. Надо подчеркнуть, что все эти оценки более или менее однозначны, и, изменяя сильно один из параметров (например, n_*), нельзя получить другого согласованного решения.

Полученные оценки не противоречат возможным условиям в околопульсарном пространстве, но здесь есть и ряд серьезных трудностей. Во-первых, очень мало время высвечивания электронов. Даже электроны с $\epsilon \approx \epsilon_*$ теряют свою энергию за $\sim 10^{-2} \text{ сек}$, а электроны, ответственные за рентгеновское излучение, теряют свою энергию за времена порядка 10^{-5} сек . Это означает, что внутри области излучения должен действовать мощный механизм ускорения, сильно меняющий и условия излучения.

Во-вторых, плазменная частота ω_p значительно больше частот радиоволн, поэтому здесь приходится предполагать, что область радиоизлучения находится гораздо дальше, чем область оптического излучения (в 10 и более раз), а это, по-видимому, противоречит наблюдательным данным (т. е. совпадению импульсов).

В третьих, для направленности полного излучения приходится предполагать анизотропию в распределении скоростей электронов. Например, считалось, что либо электроны движутся преимущественно вдоль магнитного поля (карандашная диаграмма), либо вблизи экваториальной плоскости магнитного диполя (ножевая диаграмма). Однако и то и другое распределение релятивистских электронов неустойчиво по отношению к возбуждению плазменных и электромагнитных волн на частотах $\sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ сек}^{-1}$. С одной стороны, это означает, что подобные анизотропные распределения трудно осуществить, а с другой стороны, должны были бы наблюдаться всплески интенсивного излучения на тех частотах, на которых у пульсаров как раз наблюдается провал в спектральной кривой.

Еще бóльшие трудности встречаются при попытках объяснить в рамках синхротронной гипотезы радиоизлучение пульсаров. Здесь необходима либо раскачка электро-

магнитного излучения, либо его когерентная генерация в сгустках, состоящих из большого числа зарядов. Последние механизмы принято называть антенными [Гинзбург (1971)].

Раскачку можно получить при синхротронной неустойчивости из-за влияния показателя преломления [Железняков (1966); Сазонов (1969а, б)]. Этот эффект, однако, несуществен в реальных условиях пульсаров, поскольку он либо требует присутствия холодной плазмы, либо возможен лишь в очень слабом магнитном поле.

Другая возможность раскачки при синхротронном механизме появляется в том случае, когда все электроны движутся почти строго в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю ($|\theta - \pi/2| \ll m_e c^2/\epsilon$) [Сазонов, Цытович (1968)]. Однако подобные распределения достаточно неустойчивы по отношению и к другим модам плазменных волн, например альвеновским [Лерч (1966)]. Кроме того, быстрый нагрев плазмы столь же быстро увеличивает разброс направлений скоростей, так что синхротронная неустойчивость исчезает.

Высказывались предположения [Пачини, Рис (1970); Голд (1971)], что радиоизлучение возникает в сгустках релятивистских электронов, где они излучают когерентным образом. Можно, однако, показать, что такие сгустки быстро размываются самим же синхротронным излучением [Бонч-Осмоловский, Перельштейн, Цытович (1969); Бонч-Осмоловский и др. (1971)]. Длина пробега сгустка определяется формулой

$$l \approx \frac{c}{\omega_H} \left(\frac{\epsilon}{e^2 n \lambda^2} \right)^{1/2}, \quad (20.1)$$

где λ — размер сгустка и одновременно порядок длины волны, на которой возникает когерентное излучение. Формула (20.1) справедлива при $l \gg \lambda$ и $l \gg c/\omega_H$. В условиях околопульсарного пространства длина пробега сгустка при всех вариантах лишь в несколько раз превышает его размеры. Механизм радиоизлучения, основанный на когерентном ускорении электронов до релятивистских энергий в поле очень сильной волны, предложен в работе Каплана, Эйдмана (1971а).

Предлагались и другие варианты антенных и синхротронных механизмов.

Гипотеза комптоновского механизма излучения в слабом магнитном поле. Уже отмечалось, что в области излучения должна возбуждаться сильная плазменная турбулентность. Даже если отвлечься от других причин, то само комптоновское рассеяние электромагнитных волн эффективно перекачивает их энергию в плазменные волны. В самом деле, если подсчитать инкремент перекачки энергии от поперечных волн (исходя из наблюдаемой интенсивности) в продольные плазмоны, то окажется, что за характерное время длительности импульса происходит заметный обмен энергией. Впрочем, вполне вероятно, что турбулизация плазмы в околопульсарном пространстве связана непосредственно с механизмом передачи энергии от поверхности пульсара к излучающей области.

Наличие в области излучения плазменной турбулентности создает возможности для действия комптоновского механизма излучения. Для оценок, например, для NP 0532, будем исходить из следующих условий [Каплан, Цытович (1971)]. Поскольку спектры пульсаров заваливаются при $\omega \lesssim 10^8 \div 10^9 \text{ сек}^{-1}$, то кажется возможным считать эту величину близкой к плазменной частоте. Считая, что максимум спектра инфракрасного и оптического излучения при $\omega_* \approx 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ обусловлен влиянием реабсорбции, получаем из формулы (19.4) и (19.7) в предположении $W^l \approx \approx 0,1 n_* \epsilon_*$ оценку $\epsilon_* \approx 3 \cdot 10^3 m_e c^2$. Концентрация релятивистских электронов здесь $n_* \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Интенсивность излучения в максимуме оптического спектра $I_\omega \approx 10^4 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$ — даже несколько больше наблюдаемой величины. Таким образом, комптоновский механизм объясняет оптическое и рентгеновское излучение не хуже, а скорее лучше, чем синхротронный механизм (менее жесткие требования к концентрации частиц, возможность прохождения радиоизлучения и в области генерации оптического излучения).

Заметим, кстати, что возможна и другая интерпретация максимума в спектре излучения, который можно теперь связать с максимумом в функции распределения частиц [т. е. с величиной $\omega_p(\epsilon_*/m_e c^2)^2$]. В случае синхротронного механизма этого нельзя было делать, поскольку там при низких частотах $I_\omega \sim \omega^{1/3}$, что явно противоречит наблюдениям. Здесь же $I_\omega \sim \omega$ [см. формулу (13.22)], что лучше соответствует наблюдательным данным. Кроме

того, эта интерпретация может объяснить и приведенное выше некоторое расхождение между оценкой I_ω по наблюдениям и соотношениям для оптически плотной плазмы.

В объяснении радиоизлучения пульсаров преимущества комптоновского механизма перед синхротронным существенно заметнее. Комptonовский механизм гораздо легче осуществляет раскачку электромагнитного поля излучения. В самом деле, радиоизлучение пульсаров приходится на полосу частот от $\sim \omega_p$ до $\sim 10\omega_p$, где имеет место очень интенсивное взаимодействие продольных и поперечных волн. Напомним, кстати, что в релятивистской плазме интервал частот продольных волн — порядка $5\omega_p$. Наличие анизотропии увеличивает ширину области частот индуцированной перекачки. Инкремент перекачки на частотах, меньших $\omega_p (\epsilon_*/m_e c^2)^2$, т. е. в области радиоизлучения, определяется формулой (17.14), которая показывает, что в области пульсаров оптическая толщина для раскачки электромагнитных волн — порядка единицы вплоть до частот $\sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ сек}^{-1}$.

Отметим, что возможна и непосредственная раскачка электромагнитных волн при комптоновском рассеянии высокочастотных электромагнитных волн с понижением частоты [см. § 13, а также работу Каплана, Цытовича, Чихачева (1970)]. Для оценки здесь следует переписать формулу (13.57) применительно к случаю релятивистской плазмы:

$$\frac{\gamma(t + e \vec{z} + e')}{\omega_p} \approx \frac{\omega_p}{\omega} \frac{m_e c^2}{\epsilon_*} \frac{W^t}{n_* \epsilon_*}. \quad (20.2)$$

Подставляя сюда приведенные выше значения параметров, находим, что характерное время перекачки — порядка 10^{-3} сек . Таким образом, раскачку радиоизлучения пульсаров можно было бы объяснить непосредственной перекачкой энергии от высокочастотных оптических и рентгеновских волн к радиоволнам при комптоновском рассеянии с понижением частоты.

Все энергетические оценки также оказываются разумными. Например, для эффективной температуры радиоизлучения имеем: $T_{\text{эфф}} \approx 2\pi^2 W^t c^3 / \omega_p^3 \approx 10^{31} \text{ град}$. Характерный инкремент турбулентного нагрева достаточно велик [согласно (17.13) $\tau \approx 1/\gamma$ порядка 10^{-6} сек]. Таким образом, уже вблизи поверхности пульсара плазма сильно

нагревается. Для независимой оценки ϵ_* может служить формула (19.4), полученная в теории турбулентных плазменных котлов, из которой находим $\epsilon_* \approx 10^4 m_e c^2$ — в три раза больше, чем полученное выше при интерпретации наблюдений но это различие мало существенно.

Таким образом, многие черты излучения пульсаров объясняются комптоновским механизмом, в частности, совпадение областей оптического и радиоизлучения. Но эти представления также встречаются с некоторыми трудностями. Прежде всего не ясно, как здесь объяснить большую направленность излучения и ее независимость от частоты. Кроме того, максимальная энергия электронов, генерирующих рентгеновские лучи, не может быть получена в котле, описываемом формулой (19.6), так что вопрос об ускорении частиц до самых больших энергий остается открытым.

Гипотеза циклотронного и магнито-тормозного излучений плазмы в сильном магнитном поле. Направленность излучения удается объяснить, по-видимому, только предположением об излучении частиц, движущихся почти вдоль очень сильного магнитного поля. Важно учесть, что само излучение частиц приводит к сжатию их движения вдоль поля (см. § 18). Этот эффект применительно к моделям синхротронного излучения пульсаров был впервые рассмотрен Цытовичем, Баки, Тер-Хааром (1971).

Вторая особенность поведения плазмы в сильном магнитном поле, существенная для интерпретации пульсаров, состоит в том, что развивающиеся высокочастотные неустойчивости (§ 18) приводят к формированию самосогласованной картины анизотропных распределений частиц, для которых угловой разброс не зависит от энергии частиц.

Все сказанное выше имеет место в плазме с $\omega_H \gg \omega_p$. Теория процессов в такой плазме была развита в предыдущих параграфах этой главы, и полученными там соотношениями мы и воспользуемся. Возможны несколько вариантов сопоставления оценок частот. Сначала будем исходить из предположения, что частота завала радиоизлучения ($\sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$) соответствует частоте ω_p . Но возможен и случай, когда частоты радиоизлучения попадают в область гирочастот релятивистской плазмы, т. е. eHc/ϵ_* .

В первом случае радиоизлучение, вероятно, связано с альвеновской неустойчивостью и возбуждением альвеновских и ленгмюровских волн, а оптическое излучение объясняется рассмотренным в § 18 механизмом высокочастотного излучения. Здесь также возможны различные варианты. Максимум в спектре оптического излучения можно объяснить как влиянием реабсорбции, так и наличием максимума в спектре спонтанного излучения. Следует также учесть различную зависимость частоты от энергии в этих механизмах.

Если считать, что максимум в спектре оптического излучения соответствует влиянию реабсорбции, то получим, что сравнимый вклад дают оба механизма излучения на частотах $\omega_{He} \varepsilon / m_e c^2$, т. е. и магнито-тормозное излучение, и циклотронное рассеяние. Оказалось, что максимум на частоте $\omega_{He} \varepsilon_* / m_e c^2$ близок к максимуму из-за реабсорбции. Заметим, что спад спектра в низкочастотной области, связанный с реабсорбцией, очень крут, примерно как $I_\omega \sim \omega^5$ [см. (19.10)]. Если максимум определяется энергией ε_* , то на низких частотах $I_\omega \sim \omega^2$ в случае магнито-тормозного механизма.

Сопоставление наблюдательных данных с теоретическими соотношениями приводит к следующим оценкам параметров в этом случае: $\omega_p \approx 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $\omega_{He} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, $H \approx 10^5 \text{ э}$, $\varepsilon_* / m_e c^2 \approx 3 \cdot 10^2 \div 10^3$, $\omega_H \approx 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, т. е. действительно много больше ω_p . Концентрация релятивистских электронов порядка $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Другую оценку ε_* можно получить из формул (19.32), (17.32): $\varepsilon_* / m_e c^2 \approx 3 \cdot 10^3$, что в общем не противоречит первой оценке. Нагрев плазмы, оцениваемый по эффектам рассеяния с помощью (19.1) и (17.13), менее эффективен.

Оценка эффективной температуры радиоизлучения по формуле $T_{\text{эфф}} \approx 2\pi^2 W^l c^3 / \omega_p^3$ дает величину порядка $10^{29} \div 10^{30} \text{ град}$. Это значение порядка наблюдаемого, но должно быть также учтено поглощение. У других пульсаров эффективная температура много меньше, но у них и другие параметры плазмы, поскольку высокочастотное излучение, которое пока не наблюдается, имеет меньшую интенсивность и более низкие частоты в максимуме.

В работе Цытовича, Баки и Тер-Хаара (1970) даны оценки возможных значений ω_* для ряда пульсаров, основанные на предположении, что вся энергия замедления

вращения испускается в высокочастотной области спектра. Оказалось, что эти частоты — порядка $10^{13} \div 10^{14} \text{ сек}^{-1}$. Если учесть, что интенсивность излучения в максимуме пропорциональна $(\omega/\omega_{He})^3$, то отсюда сразу следует, что высокочастотное излучение других пульсаров не только находится в инфракрасной области спектра, но и имеет интенсивность, на 3—6 порядков меньшую, чем у пульсара в Крабовидной туманности. Оценки ϵ_* и n_* тоже оказываются меньшими примерно на 1—2 порядка, что приводит и к уменьшению эффективных температур радиоизлучения на 2—5 порядков.

Подобная интерпретация позволяет, по крайней мере качественно, объяснить поляризацию излучения. Как отмечалось в § 18, магнито-тормозное излучение и циклотронное рассеяние в пределах диаграммы направленности показывают заметное изменение поляризации с максимумами на краях диаграммы и минимумом в центре. Как видно на рис. 79, именно такими свойствами обладает поляризация оптического излучения пульсара Крабовидной туманности.

Что касается поляризации радиоизлучения, то она определяется условиями распространения электромагнитных волн в магнитоактивной [Железняков (1970)] и в турбулентной плазме. В последнем случае поляризация связана с характером реабсорбции излучения при его прохождении через более высокие слои. Здесь эта реабсорбция определяется механизмами, описанными в § 18, и поэтому поляризация радиоизлучения имеет такой же характер, что и поляризация высокочастотных волн.

Направленность оптического излучения определяется тем, что в рассматриваемой модели излучающие частицы движутся почти строго вдоль магнитных силовых линий. Оценки по формулам (18.24), (18.25) показывают, что время радиационного сжатия в области излучения — порядка секунды, но в более глубоких слоях, где магнитное поле больше $\sim 3 \cdot 10^5 \text{ э}$, время сжатия много меньше. Это означает, что продольное движение частиц, т. е., по существу, направленность излучения, формируется в более глубоких слоях. В этих областях, вероятно, нет и излучения, поскольку частицы очень быстро стягиваются к магнитным силовым линиям. Переходя в область более слабого поля, частицы, с одной стороны, уменьшают p_{\perp}

из-за сохранения адиабатического инварианта, а с другой стороны, увеличивают угол из-за кривизны магнитных силовых линий. Поскольку здесь радиационное сжатие недостаточно, появляется и более интенсивное излучение. Иными словами, область излучения пульсара может определяться условиями ослабления радиационного сжатия. Ширина импульса, т. е. направленность полного излучения, определяется условиями расхождения магнитных силовых линий.

В рассмотренном варианте комптоновское рассеяние на частотах $\omega_p (\epsilon/m_e c^2)^2$ не определяет параметры излучающей области, но может быть ответственно за рентгеновское излучение. Возможным критерием проверки этого предположения было бы обнаружение 100%-ной поляризации в рентгеновской области спектра.

В другом варианте интерпретации наблюдательных данных можно предположить, что излучение в оптической области спектра определяется комптоновским рассеянием на частотах $\omega_p (\epsilon/m_e c^2)^2$, причем максимум излучения соответствует частоте $\omega_p (\epsilon_*/m_e c^2)^2$. Здесь оптическая толщина порядка единицы достигается лишь при существенно меньших частотах. Интенсивность излучения для частот меньше $\omega_p (\epsilon_*/m_e c^2)^2$ имеет зависимость $I_\omega \sim \omega^{-1/2}$.

Оценки параметров для этого варианта дают: $n_* \approx \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; $H \approx 3 \cdot 10^5 \text{ э}$, $\epsilon_* \approx 3 \cdot 10^3 m_e c^2$. Таким образом, здесь требуется большая концентрация релятивистских электронов. Поляризация излучения здесь близка к 100% и не имеет провала в центре импульса.

Еще один вариант интерпретации основан на предположении, что наблюдаемые частоты радиоизлучения соответствуют гирочастотам eHc/ϵ_* . В этом случае параметры излучающей области таковы: $H \approx 3 \cdot 10^4 \text{ э}$, $n_* \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_* \approx 3 \cdot 10^3 m_e c^2$. Плазменная частота — порядка $3 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$. В оптической области спектра система прозрачна. Этот вариант кажется менее предпочтительным по следующим причинам. Слабое магнитное поле не обеспечивает сжатия, а следовательно, направленности излучения. Плазменная частота близка к гирочастоте, и поэтому трудно ожидать завала на частотах, меньших 10^8 сек^{-1} . Получаемое в этом варианте слабое магнитное поле не соответствует всей схеме поведения околопульсарной плазмы в сильном магнитном поле.

Возвращаясь к рассмотренным выше наиболее благоприятным вариантам, еще раз подчеркнем те особенности излучения пульсаров, которые удалось качественно понять в рамках современной теории плазмы: а) направленность, т. е. сам импульсный характер излучения; б) его поляризацию; в) возможность высоких эффективных температур радиоизлучения, объясняемых неустойчивостью в сильных магнитных полях. По-прежнему остается до конца не ясным, где осуществляется ускорение частиц до высоких энергий (для рентгеновского излучения требуется $\varepsilon \approx 10^5 m_e c^2$).

Возможно образование турбулентных котлов ультра-релятивистской плазмы в сильном магнитном поле, типа рассмотренных в § 19, в которых и происходит ускорение частиц. Однако оценки показывают, что такие котлы должны быть расположены вблизи поверхности пульсара. Ускоренные в них быстрые частицы могли бы уйти в более удаленную от поверхности пульсара излучающую область строго вдоль магнитных силовых линий благодаря эффекту радиационного сжатия, который доминирует над потерями полной энергии.

Пульсары и активность оболочек сверхновых звезд. Как известно, в Крабовидной туманности наблюдаются возмущения, распространяющиеся от пульсара NP 0532. Вероятно, они связаны с потоками частиц, которые выбрасываются с его поверхности. Этот пульсар должен поставлять и энергичные частицы, необходимые для объяснения, например, рентгеновского излучения туманности. Таким образом, возникает проблема «пульсарного ветра».

Как было показано выше, для объяснения излучения пульсаров во всем диапазоне достаточно сравнительно небольшого числа частиц, движущихся под некоторым углом к магнитному полю. Возможно, однако, что много большее число частиц либо уходит строго вдоль магнитных силовых линий, либо диффундирует из магнитосферы пульсара, не создавая заметного излучения.

Минимальный поток энергии частиц, оцененный по данным параметров излучающей области, — порядка 10^{30} эрг·сек⁻¹, или поток частиц — порядка 10^{33} частиц·сек⁻¹. Этот поток, как и само излучение, создает на больших расстояниях вокруг пульсара область плазменной турбулентности. Размер этой области, оцениваемый

по инкременту пучковой неустойчивости (12.60) и по инкременту раскачки электромагнитными волнами (4.59), оказывается порядка 10^{11} – 10^{13} см.

В этой области количество частиц основной плазмы — порядка 10^{40} . Плазменная турбулентность нагревает и ускоряет их, так что подобные области могут быть источником частиц субкосмических лучей. Концентрация релятивистских частиц в этой области примерно на два порядка меньше.

Возможно, что в области плазменной турбулентности, возбужденной излучением пульсара и потоком выброшенных им частиц, и образуются «жгуты» и другие макроскопические образования, наблюдаемые в Крабовидной туманности. Обсуждение этих вопросов выходит за рамки настоящей книги.

Заключение

ПРОБЛЕМЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ ПЛАЗМЕННОЙ АСТРОФИЗИКИ

В книге был рассмотрен с той или иной степенью полноты ряд проблем плазменной астрофизики, которые, с одной стороны, представляются нам наиболее важными, а с другой стороны, допускают на современном этапе теоретическое рассмотрение в рамках известных свойств космической плазмы. Разумеется, в этой книге были исследованы далеко не все аспекты затронутых проблем. В некоторых случаях обсуждались только постановка задачи и возможные пути решения. Но во многих случаях удалось получить и достаточно полные количественные решения.

Для ряда других важных проблем пока неясны даже пути их решения. Здесь мы коротко обсудим как нерешенные задачи затронутых проблем, так и некоторые возможности подхода к новым проблемам.

Нерешенные вопросы плазменной астрофизики. Вопросы, связанные с теорией ленгмюровской турбулентности, в определенном приближении исследованы более полно, проблемы же ионнозвуковой турбулентности разработаны несколько слабее. Между тем ее следствия важны для объяснения многих нестационарных процессов на Солнце, в межпланетной среде, в магнитосфере Земли и т. п. Очень важна она также и для электродинамики околопульсарного пространства. Для теории хромосферных вспышек существенна, в частности, трансформация ионнозвуковой турбулентности в быстрые частицы. Она сейчас подробно исследуется экспериментально, и поэтому нужно надеяться, что комплексное теоретическое и экспериментальное ее изучение позволит найти решение соот-

ветствующих астрофизических проблем. По-видимому, более детальные сведения о свойствах альвеновской и магнитозвуковой турбулентности будут иметь важное значение также для интерпретации явлений, происходящих в солнечном ветре.

Требуют детального анализа различные аспекты нелинейного переноса излучения в астрофизике и, в частности, в турбулентной плазме. Учет нелинейности переноса может оказать существенное влияние на характеристики наблюдаемого излучения мощных космических источников (квазары, пульсары). Перенос излучения в турбулентной плазме оценивался в настоящей книге лишь в первом приближении (не учитывалась неоднородность плазмы, рефракция и т. п.). В будущем, естественно, понадобится более рафинированный анализ этой проблемы.

Взаимодействие пучков с плазмой является одной из развитых проблем физики плазмы, однако его астрофизические аспекты содержат много нерешенных вопросов, например, связанных с выбросом пучков из галактических ядер. Для астрофизики важны макроскопические проявления возникающей при этом плазменной турбулентности.

Требуется также рафинированное теоретическое рассмотрение турбулентных плазменных котлов и особенно проблемы выхода излучения и частиц из котла. Для этого необходим анализ самосогласованной диффузии частиц и излучения в окружающее пространство. Требуется детального развития даже теория однородных котлов, например учета анизотропии частиц и излучения в случае слабого магнитного поля или высоких циклотронных резонансов в случае сильного поля.

Проблема спектров космических лучей. Важным достижением теории котлов является предсказание степенных спектров частиц. Это, в принципе, позволяет поставить проблему спектров космических лучей в источниках их образования на основу современных представлений о природе плазменной турбулентности. Напомним, что наблюдаемые спектры ионов в космических лучах имеют ярко выраженный степенный характер с показателем γ , равным одному и тому же значению 2,6 для огромного интервала энергий от 10^9 до 10^{15} эв. При $\epsilon \approx 10^{15}$ эв показатель спектра увеличивается до $\gamma = 3,2$ и при $\epsilon \sim 10^{18}$ эв, возможно, снова оказывается равным 2,7 (рис. 81).

Надежные данные для энергий $10^{18} \div 10^{20}$ эв отсутствуют. Электроны космических лучей имеют такой же степенной спектр энергий от 10^8 до 10^{12} эв при примерно таком же значении γ (рис. 82). Важным наблюдаемым свойством космических лучей является высокая степень их изотропности. Подробно свойства космических лучей описаны в книге Гинзбурга и Сыроватского (1963). Об электронной компоненте см. также Буланов, Догель, Сыроватский (1971).

Для формирования наблюдаемого спектра наиболее важно, с одной стороны, образование спектра непосредственно в источниках, а с другой стороны, искажение его при распространении частиц космических лучей в межзвездном и межгалактическом пространстве. В обеих проблемах плазменные процессы могут играть существенную роль. Более простой является проблема распространения космических лучей в пространстве.

В первую очередь следует отметить, что развитие плазменных неустойчивостей может обеспечить изотропию космических лучей. Среди таких неустойчивостей можно упомянуть ленгмюровскую [Гинзбург (1965); Цытович (1966)] и альвеновскую [Лерч (1967); Пикельнер (1967); Пикельнер, Цытович (1969)]. По-видимому, совместное действие этих неустойчивостей может обеспечить весьма высокую степень изотропии космических лучей. Важными здесь являются эффекты нелинейной стабилизации. Плазменная неустойчивость может существенно повлиять на выход космических лучей из Галактики, а тем самым, и на их спектры. Согласно современным представлениям излом в спектре при энергиях от 10^{15} до 10^{18} эв (см. рис. 81) может быть объяснен как сложением галактической и внегалактической компонент космических лучей, так и диффузией галактических космических лучей из Галактики.

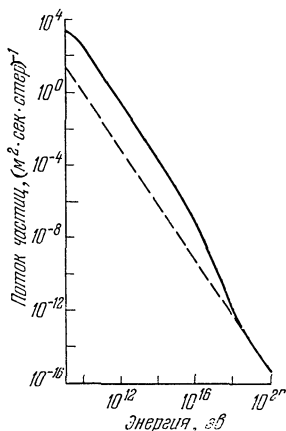


Рис. 81. Наблюдаемый спектр энергий ионной компоненты космических лучей.

В первую очередь следует отметить, что развитие плазменных неустойчивостей может обеспечить изотропию космических лучей. Среди таких неустойчивостей можно упомянуть ленгмюровскую [Гинзбург (1965); Цытович (1966)] и альвеновскую [Лерч (1967); Пикельнер (1967); Пикельнер, Цытович (1969)]. По-видимому, совместное действие этих неустойчивостей может обеспечить весьма высокую степень изотропии космических лучей. Важными здесь являются эффекты нелинейной стабилизации. Плазменная неустойчивость может существенно повлиять на выход космических лучей из Галактики, а тем самым, и на их спектры. Согласно современным представлениям излом в спектре при энергиях от 10^{15} до 10^{18} эв (см. рис. 81) может быть объяснен как сложением галактической и внегалактической компонент космических лучей, так и диффузией галактических космических лучей из Галактики.

Наиболее фундаментальной проблемой является выяснение условий образования степенных спектров в источ-

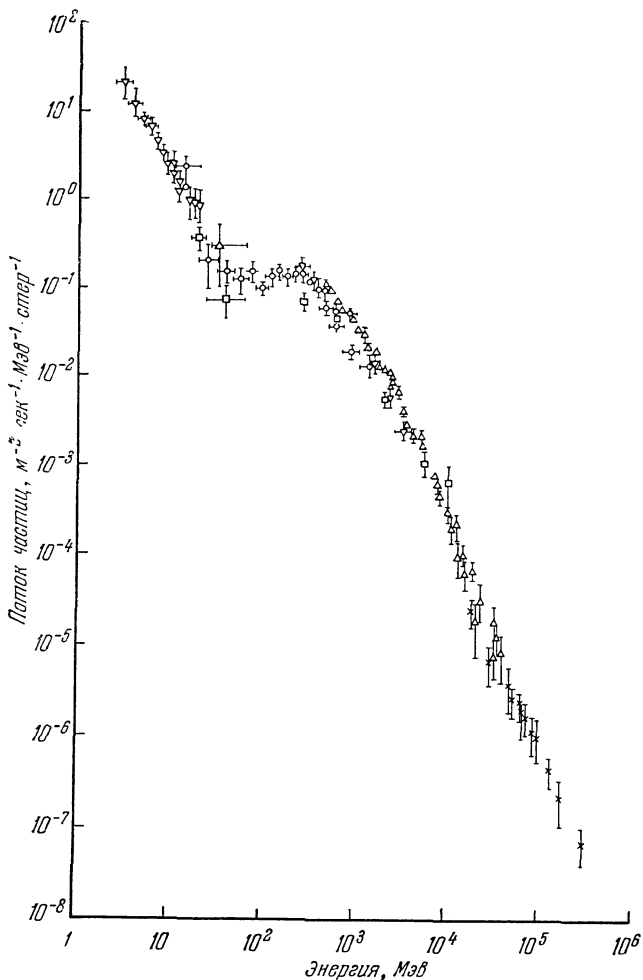


Рис. 82. Наблюдаемый спектр энергий электронной компоненты космических лучей больших энергий.

никах [Гинзбург, Сыроватский (1963); Цытович (1971 г)]. Такие спектры могут «вырабатываться» в плазменных турбулентных котлах. Если в случае нерелятивистского

плазменного котла (малая доля релятивистских частиц в нерелятивистской плазме) степенной спектр электронов может быть образован в относительно широком интервале энергий, то образование такого спектра ионов в подобном котле требует выполнения довольно жестких условий. Это связано с тем, что коэффициент реабсорбции на ионах много меньше, чем на электронах. Правда, если условия инжекции таковы, что число ионов на три порядка больше числа электронов, то степенной спектр ионов может «выработаться». Можно указать, что инжекция более тяжелых частиц действительно предпочтительна при наличии низкочастотной турбулентности [Мельрозе (1968); Цытович (1969a)].

В релятивистских турбулентных котлах условия образования степенного спектра ионов существенно облегчаются. Более того, электроны и ионы здесь могут образовать одинаковый спектр, поскольку вероятности комптоновского рассеяния зависят только от энергии частиц. Ионизационные потери, сильно ограничивающие возможности «выработки» степенного спектра в нерелятивистских котлах, здесь уже не играют такой большой роли.

Вблизи пульсаров вполне возможны турбулентные котлы релятивистской плазмы, но их размеры малы, и поэтому они, по-видимому, не могут «выработать» степенной спектр в широком интервале энергий. Для создания степенного спектра ионной компоненты космических лучей требуются большие по размерам объекты с достаточно плотной релятивистской плазмой. Не исключено, что такие объекты и находятся в ядрах галактик. Следует отметить, что в последнее время многие исследователи разделяют предположение, что космические лучи образуются в ядрах галактик. Будущее развитие астрофизики, возможно, позволит обнаружить и новые подобные объекты.

Приложение

ТАБЛИЦЫ УСРЕДНЕННЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Введение вероятностей излучения, рассеяния и распадных процессов позволяет легко находить коэффициенты излучения, реабсорбции, диффузного ускорения частиц, рассеяния электромагнитного излучения и т. п. С помощью этих вероятностей легко составляются и кинетические уравнения для плазменных волн и частиц. В оригинальных статьях обычно записываются полные выражения для вероятностей в виде функций от многих переменных. Использование таких выражений в конкретных астрофизических применениях требует дополнительных расчетов, не всегда доступных, например, астрофизику или экспериментатору.

В следующих таблицах дается по возможности полная сводка усредненных выражений для вероятностей тех плазменных процессов, которые наиболее существенны в астрофизических условиях. Большая часть этих выражений вычислена заново. Но даже в тех случаях, когда вероятности процессов были известны, было проведено усреднение по тем параметрам, зависимость от которых не существенна для приложений.

Например, при расчете нелинейного рассеяния волн изотропной плазменной турбулентности достаточно знать выражение для вероятности, усредненной по углу между вектором скорости частицы и волновым вектором плазменных волн. Впрочем, и для случая неизотропной турбулентности вполне можно пользоваться подобной усредненной вероятностью, поскольку учет множителей порядка единицы, как правило, не имеет в астрофизических применениях существенного значения.

Усредненные выражения для вероятностей много проще, физически нагляднее и могут быть использованы для оценок в подавляющем большинстве случаев анализа плазменных процессов в астрофизике. Метод использования вероятностей процессов подробно описан в книге.

В приведенных ниже таблицах даны выражения усредненных вероятностей \bar{u} (в некоторых случаях сохранены и неусредненные выражения) в обозначениях, общих для всей книги. Для каждого процесса указаны пределы применимости полученных выражений.

1. ВЕРОЯТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН

Таблица I, стр. 409

Приводятся вероятности излучения волн типа σ , усредненные по углу между вектором скорости излучающей частицы \mathbf{v} и волновым вектором излучаемой волны \mathbf{k} .

Для случая изотропно распределенных частиц с заданной функцией распределения по импульсам f_p эти вероятности позволяют сразу определить коэффициенты излучения, рассчитанные на единичный интервал волновых чисел J_k^σ и декремент затухания $\gamma^\sigma(k)$ путем простого интегрирования по абсолютному значению импульса p . Имеем

$$J_k^\sigma = \frac{\omega^\sigma(k) k^2}{2\pi^2} \int_0^\infty \bar{u}^\sigma(k, v) f_p dp, \quad (\text{П.1})$$

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^\sigma(k)}{\omega^\sigma(k)} &= \int_0^\infty \bar{u}^\sigma(k, v) \frac{d}{dp} \left(\frac{f_p}{p^2} \right) p^2 dp = \\ &= - \frac{1}{T} \int_0^\infty \bar{u}^\sigma(k, v) f_p dp, \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

где T — температура, а последнее равенство записано для максвелловского распределения.

Точные значения J_k^σ и $\gamma^\sigma(k)$ вычисляются с помощью усредненных вероятностей $\bar{u}^\sigma(k, v)$ лишь для изотропно распределенных частиц, однако для оценок эти величины можно использовать и при любых распределениях.

В частности, инкремент пучковой неустойчивости:

$$\frac{\gamma^\sigma}{\omega^\sigma} \approx \frac{\bar{u}^\sigma \left(\frac{\omega^\sigma}{v_0}, v_0 \right)}{m_* (\Delta v_0)^2} n_*, \quad (\text{П.3})$$

где v_0 и Δv_0 — средняя скорость и разброс скоростей частиц пучка с концентрацией n_* и массой m_* . Для релятивистских пучков с большим разбросом по энергиям величина $m_* (\Delta v_0)^2$ заменяется на ϵ_* — среднюю энергию частиц.

Подобным образом вычисляются и другие параметры. Например, для коэффициента диффузионного ускорения в строго изотропной плазменной турбулентности

$$D_{\parallel}^\sigma(v) = \int \frac{\bar{u}^\sigma(k, v)}{v^2} W_k^\sigma [\omega^\sigma(k)]^2 dk, \quad (\text{П.4})$$

где W_k^σ — спектральная плотность энергии плазменных волн.

В таблице I приведены вероятности черенковского излучения всех плазменных волн (кроме электромагнитных) для случая, когда длина волны много меньше ларморовского радиуса, т. е. $k \gg \frac{\omega_H}{v} = \frac{eHc}{\epsilon v}$ (незамагниченные частицы), поскольку только в этом случае вероятность черенковского излучения не мала. Поэтому в дальнейшем надо иметь в виду эту нижнюю границу по волновым числам для применимости приведенных выражений.

II. ВЕРОЯТНОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО РАССЕЯНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН НА НАДТЕПЛОВЫХ ЧАСТИЦАХ, ПРИВОДЯЩЕГО К ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Таблица II, стр. 412

При рассеянии ленгмюровских и гирочастотных плазмонов, а также ионнозвуковых волн на надтепловых частицах образуется высокочастотное излучение с частотой $\omega \gg \omega_{pe}$ или $\omega \gg \omega_{He}$. Частицы предполагаются незамагниченными, $v \gg \omega_H/k$. В таблице II приведены вероятности, усредненные по всем угловым переменным, т. е. как по углу между вектором скорости и волновым

вектором рассеиваемой плазменной волны, так и по углу между вектором скорости и волновым вектором излучаемой электромагнитной волны. В случае изотропных распределений скоростей частиц v и волновых векторов плазменных волн k_1 коэффициент излучения в единичном интервале частот вычисляется по формуле

$$J_{\omega}^t = \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \bar{u}_{\sigma}^t(\omega, k_1, v) f_p W_{k_1}^{\sigma} \frac{dk_1 dp}{\omega^{\sigma}(k_1)}. \quad (\text{П.5})$$

Здесь для дисперсионного соотношения электромагнитных волн принято $\omega = ck$: k_1 — волновое число плазменных волн со спектральной плотностью энергии $W_{k_1}^{\sigma}$.

Аналогично для декремента затухания (обратной конверсии электромагнитных волн в плазменные волны типа σ) имеем

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^t(\omega)}{\omega} &= \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \bar{y}_{\sigma}^t(\omega, k_1, v) \frac{W_{k_1}^{\sigma}}{\omega^{\sigma}(k_1)} p^2 dp \frac{d}{dp^2} \frac{f_p}{p^2} = \\ &= -\frac{1}{T} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \bar{u}_{\sigma}^t(\omega, k_1, v) f_p W_{k_1}^{\sigma} \frac{dk_1 dp}{\omega^{\sigma}(k_1)}. \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

Подобным образом можно получить оценочные формулы и для неизотропных распределений.

III. ВЕРОЯТНОСТИ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНАХ С КОНВЕРСИЕЙ ИХ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Таблица III, стр. 414

Усредненные по всем углам и поляризациям вероятности рассеяния выражаются через безразмерную функцию $\Phi^{\sigma}(q)$ от безразмерного параметра q так, что для самой усредненной вероятности имеем

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\sigma}^t(\omega, k_1, \varepsilon) &= \frac{(2\pi)^3 e^4 \omega_{pe} \varepsilon^2}{4 m_e^4 c^4 \omega^4} \Phi^{\sigma}(q) = \\ &= \frac{\pi}{8} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^4 \left(\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \right)^2 \Phi^{\sigma}(q). \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

Функции $\Phi^\sigma(q)$ и выражения для параметра q даны в таблице III. С помощью (II.7) можно вычислить коэффициенты излучения и реабсорбции согласно формулам, данным во введении к предыдущей таблице. В частности, для спектрального коэффициента излучения на единичный интервал частот:

$$J_\omega^t = \frac{2\pi e^4}{m_e^4 c^7} \frac{\omega_{pe}}{\omega} \int_0^\infty \int_0^\infty \Phi^\sigma(q) W_{k_1}^\sigma f_\epsilon \frac{dk_1 \epsilon^2 d\epsilon}{\omega^\sigma(k_1)}. \quad (\text{II.8})$$

Аналогичным образом рассчитываются и другие параметры электромагнитного излучения.

IV. ВЕРОЯТНОСТИ КОНВЕРСИИ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ РАССЕЯНИИ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНАХ

Таблица IV, стр. 418

Усредненные по всем угловым переменным вероятности рассеяния выражаются через безразмерную функцию $\Phi^\sigma(q)$ от безразмерного параметра q так, что для самой усредненной вероятности имеем

$$\bar{u}_\sigma^t(\omega, k_1, \epsilon) = \frac{\pi^3 Z^2 e^4 \omega_{pe}}{m_e^2 \omega^5} k_1 c \Phi^\sigma(q). \quad (\text{II.9})$$

Здесь Z — заряд иона. Функции $\Phi^\sigma(q)$ и выражения для параметра q даны в таблице IV. Формулы справедливы для интервала энергии ионов:

$$m_i c^2 \ll \epsilon \ll \frac{m_i}{m_e} m_i c^2. \quad (\text{II.10})$$

Спектральная интенсивность электромагнитного излучения при рассеянии волн изотропной турбулентности на изотропно распределенных частицах вычисляется по формуле:

$$J_\omega^t = \frac{\pi Z^2 e^4 \omega_{pe}}{m_e^2 c^2 \omega^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \Phi^\sigma(q) W_{k_1}^\sigma f_\epsilon \frac{k_1 dk_1 d\epsilon}{\omega^\sigma(k_1)}. \quad (\text{II.11})$$

Аналогично определяются и другие характеристики конверсии.

Вероятности конверсии альвеновских и быстрых магнитозвуковых волн не приведены, так как они из-за ряда компенсаций в матричных элементах очень малы.

V. КОЭФФИЦИЕНТЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПЕРЕКАЧКИ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ПРЕДЕЛАХ ОДНОЙ И РАЗНЫХ МОД ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ РАССЕЯНИИ НА ТЕПЛОВЫХ ИОНАХ ИЛИ ПРОЦЕССАХ СЛИЯНИЙ

Таблица V, стр. 420

Усредняя вероятности рассеяния по угловым переменным и предполагая все моды плазменной турбулентности изотропными, можно получить дифференциальные выражения для определения изменения со временем спектральной плотности плазменных волн при дифференциальных перекачках.

При вычислении перекачки между поперечными и продольными плазменными волнами в таблице V использована единая «продольная» шкала волновых чисел (см. § 3).

VI. КОЭФФИЦИЕНТЫ СЛИЯНИЙ И РАСПАДОВ ВОЛН, ПРИВОДЯЩИХ К ГЕНЕРАЦИИ И ПОГЛОЩЕНИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ЧАСТОТ ω_{pe} , $2\omega_{pe}$ и $2\omega_{He}$

Таблица VI, стр. 423

Усредняя вероятности слияний и распадов по угловым переменным и предполагая все моды плазменной турбулентности изотропными, можно получить выражения для определения изменения со временем спектральной плотности плазменных волн при процессах слияний и распадов волн разных мод (таблица VI).

VII. ВЕРОЯТНОСТИ СЛИЯНИЙ И РАСПАДОВ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ПЛАЗМЕННЫМИ ВОЛНАМИ

Таблица VII, стр. 425

В таблице VII даны усредненные по угловым переменным вероятности слияний и распадов электромагнитных волн с частотой $\omega \gg \omega_{pe}$ и $\omega \gg \omega_{He}$ со всеми волнами плазменной турбулентности (волновые векторы k_1). Усреднялись лишь коэффициенты при дельта-функциях, учитывающих законы сохранения при распадах и слияниях, так что вероятность процесса u_{k, k', k_1} выражается через приведенные в таблице величины $\bar{u}(\omega, k_1)$ следующим образом:

$$u_{k, k', k_1} = (2\pi)^6 \bar{u}(\omega, k_1) \delta(k - k' - k_1) \times \\ \times \delta[\omega^t(k) - \omega^t(k') - \omega^\sigma(k_1)]. \quad (\text{П.12})$$

Выражение (П.12) следует подставлять в формулы (5.20) — (5.22), после чего, в частности, получаются следующие формулы § 5.

Для определения эффективного сечения упругого рассеяния электромагнитных волн при $\omega \gg ck_1$ можно пользоваться простой оценочной формулой

$$\sigma_{\perp} = \frac{(2\pi)^3}{\omega^2} \int \bar{u}(\omega, k_1) W_{k_1}^{\sigma} \frac{ck_1}{\omega^{\sigma}(k_1)} dk_1. \quad (\text{П.13})$$

VIII. ВЕРОЯТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН И КОНВЕРСИИ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ЧАСТИЦАХ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ В ОЧЕНЬ СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ (ГЛ. IV)

Здесь приводятся как неусредненные выражения для соответствующих вероятностей, так и усредненные выражения в пределах диаграммы направленности излучения. Считается, что частицы движутся под малыми углами по отношению к магнитному полю $\theta \ll \frac{mc^2}{\varepsilon}$. Магнитное поле настолько сильное, что выполнено условие

$$\omega_{H*} = \frac{eHc}{\varepsilon_*} \gg \omega_p \approx \sqrt{\frac{4\pi n_* e^2 c^2}{\varepsilon_*}}, \quad (\text{П.14})$$

где ε_* — средняя энергия частиц. В приведенных ниже формулах $\omega_H = eHc/\varepsilon$ и $\omega_{He} = eH/m_e c$. Метод использования вероятностей излучения в очень сильном магнитном поле описан в главе IV.

1. Вероятность магнито-тормозного излучения под углом ϑ к магнитной силовой линии:

$$u_k^t(\omega, \vartheta, \varepsilon) = \frac{(2\pi)^3 e^2 c^4 p_{\perp}^2}{8\pi \varepsilon^2 \omega} \left\{ 1 + \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2 \right\} \times \\ \times \delta \left(\frac{\omega}{2} \left[\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 + \vartheta^2 \right] - \omega_H \right).$$

Усреднение в пределах телесного угла $\Omega = \pi \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^2$:

$$\bar{u}^t(\omega, \varepsilon) = \frac{(2\pi)^3 e^2 c^4 p_{\perp}^2}{4\pi \varepsilon^2 \omega_{He}^2} \left\{ 1 + \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2 \right\} \approx \\ \approx \frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon_*}{n_e} \left(\frac{\omega_p}{\omega_{He}} \right)^2 \left(\frac{c p_{\perp}}{\varepsilon} \right)^2 \left\{ 1 + \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2 \right\}.$$

2. Вероятность рассеяния под углом ϑ к магнитному полю продольного плазмона с частотой ω_{pe} с превращением его в электромагнитную волну; случай, когда поперечная компонента импульса не меняется:

$$\bar{u}_k^t(\omega, \vartheta, \varepsilon) = (2\pi)^3 \frac{e^4 c^4 \omega W^l}{\varepsilon^2 \omega_p^4} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4 \vartheta^2 \times \\ \times \delta \left(\frac{\omega}{2} \left[\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 + \vartheta^2 \right] - \omega_p \right).$$

Усреднение в пределах телесного угла $\Omega = 2\pi \omega_p / \omega$:

$$\bar{u}^t(\omega, \varepsilon) = (2\pi)^3 \frac{2e^4 c^4 W^l}{\varepsilon^2 \omega_{pe}^4} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4 \left[1 - \frac{\omega}{2\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right] \approx \\ \approx \frac{\pi}{2} \frac{W^l}{n_e^2} \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4 \left[1 - \frac{\omega}{2\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right].$$

3. Вероятность циклотронного рассеяния плазменных волн (с изменением поперечной компоненты импульса частицы); случай $\omega_H \gg \omega_p$:

$$u_k^t(\omega, \vartheta, \varepsilon) = \frac{(2\pi)^3 e^4 c^4 W^l \omega_H^2}{4 \varepsilon^4 \omega_p^4 \omega} c^2 p_{\perp}^2 \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2 \times \\ \times \left\{ 1 + \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right] \right\} \delta \left(\frac{\omega}{2} \left[\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 + \vartheta^2 \right] - \omega_H \right).$$

Усреднение по телесному углу $\Omega = \pi \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^2$:

$$\bar{w}^l(\omega, \varepsilon) = \frac{(2\pi)^3 e^4 c^6 p_{\perp}^2 W^l}{2 \varepsilon^4 \omega_p^4} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2 \times \\ \times \left\{ 1 + \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2 \right\} \approx \frac{\pi}{4} \frac{W^l}{n_e^2} \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{c p_{\perp}}{\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \times \\ \times \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2 \left\{ 1 + \left[1 - \frac{\omega}{\omega_H} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2 \right\}.$$

4. Вероятность циклотронного рассеяния плазменных волн (с изменением поперечной компоненты импульса частицы); случай $\omega_H \ll \omega_p$:

$$u_k^l(\omega, \vartheta, \varepsilon) = \frac{(2\pi)^3 e^4 c^6 p_{\perp}^2 W^l \omega^3}{4 \varepsilon^4 \omega_H^2 \omega_p^4} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4 \vartheta^4 \delta(\omega - \omega_p - k_z v_z \pm \omega_H).$$

Усреднение по телесному углу $\Omega = 2\pi \frac{\omega_p}{\omega}$:

$$\bar{u}^l(\omega, \varepsilon) \approx \pi \frac{W^l}{n_e^2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_H} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{c p_{\perp}}{\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^4 \frac{\omega}{\omega_p} \times \\ \times \left[1 - \frac{\omega}{2\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \right]^2.$$

IX. ВЕРОЯТНОСТИ НЕКОТОРЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ, В КОТОРЫХ СУЩЕСТВЕННЫ КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ

В очень плотной плазме частоты волн оказываются настолько большими, что здесь заметны и квантовые эффекты. Здесь приведены усредненные (по типу таблицы I) вероятности некоторых таких процессов.

1. Черенковское излучение любой продольной волны [диэлектрическая проницаемость ε^l , дисперсионное соотношение $\omega^l(k)$] зарядом с импульсом p и энергией $\varepsilon(p)$. Формула процесса $e \rightarrow e' + l$. Квантовые эффекты появляются при условии $\hbar k \geq mc$, где m — масса частицы. Усредненная по угловым переменным вероятность:

$$\bar{w}_e^l(k, \varepsilon) = \frac{4\pi^2}{k^3} \frac{e^2 \varepsilon(p)}{\hbar p c^2 \frac{\partial \varepsilon^l}{\partial \omega} \Big|_{\omega^l(k)}} \left[1 - \frac{\hbar \omega^l(k)}{\varepsilon(p)} + \frac{\hbar^2 (\omega^l(k))^2 - \hbar^2 c^2 k^2}{4 (\varepsilon(p))^2} \right].$$

2. Черенковское излучение плазменной волны нейтрино с импульсом p_ν (формула процесса $\nu \rightarrow \nu' + l$). Усредненная вероятность:

$$\bar{u}_\nu^l(k, \varepsilon) = \frac{2}{k^3} \frac{g^2}{e^2} \frac{\hbar [\omega^l(k)]^4}{c^3 \left. \frac{\partial \varepsilon^l}{\partial \omega} \right|_{\omega^l(k)}} \left[\left(\frac{kc}{\omega^l(k)} \right)^2 - 1 \right]^2 \times \\ \times \left\{ 1 - \frac{\hbar k}{2p_\nu} \left(\frac{\omega^l(k)}{kc} \right)^2 - \frac{\hbar^2 k^2}{4c^2 p_\nu^2} \left[1 - \left(\frac{\omega^l(k)}{kc} \right)^2 \right] \right\},$$

где $g = 3 \cdot 10^{-12} (\hbar/mc)^2$ — константа слабого взаимодействия ($e\nu$) ($e\nu$). Формула справедлива при $\omega^l(k) < ck$, $\hbar k < p_\nu$. Отношение вероятности излучения волны нейтрино и электроном при $\omega^l(k) \approx kc \approx p_\nu c/\hbar$

$$\frac{\bar{u}_\nu^l}{\bar{u}_e^l} = 10^{-20} \left(\frac{p_\nu}{m_e c} \right)^4.$$

3. Рождение электронно-позитронных пар продольной плазменной волной (формула процесса $l \rightarrow e + \bar{e}$). Полная вероятность:

$$\bar{u}_l^{e, \bar{e}}(k) = \frac{e^2}{3\hbar c} \frac{1}{\left. \frac{\partial \varepsilon^l}{\partial \omega} \right|_{\omega^l(k)}} \times \\ \times \left[1 + \frac{2m_e^2 c^4}{\hbar^2 (\omega^l(k))^2 - \hbar^2 k^2 c^2} \right] \sqrt{1 - \frac{4m_e^2 c^4}{\hbar^2 (\omega^l(k))^2 - \hbar^2 k^2 c^2}}.$$

Порог эффекта $\hbar \omega^l(k) > \sqrt{4m_e^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k^2}$, т. е. для ленгмюровских волн $\omega_{pe} > 2m_e c^2/\hbar$.

4. Рождение нейтрино-антинейтринных пар продольной плазменной волной (формула процесса $l \rightarrow \nu + \bar{\nu}$). Полная вероятность:

$$\bar{u}_l^{\nu, \bar{\nu}}(k) = \frac{g^2}{6\pi^2 e^2} \frac{\hbar [\omega^l(k)]^4}{c^3 \left. \frac{\partial \varepsilon^l}{\partial \omega} \right|_{\omega^l(k)}} \left[1 - \left(\frac{ck}{\omega^l(k)} \right)^2 \right]^2.$$

Полная мощность потерь на образование пар:

$$Q_i^{\nu, \bar{\nu}} = \int u_i^{\nu, \bar{\nu}}(\varepsilon, k) \hbar \omega(k) N_k^l \frac{dk}{(2\pi)^3} \approx 10^{-23} W^l \omega_{pe} \left(\frac{\hbar \omega_{pe}}{m_e c^2} \right)^4.$$

Здесь нет порога эффекта, поскольку $m_\nu = 0$.

Использование в астрофизике эффектов, описываемых этими вероятностями, см. Адамс, Рудерман, Ву (1963), а также Цытович (1961 б), (1962), (1964б).

Т а б л и ц а 1. Вероятности излучения плазменных волн

| Мода плазменной волны | Усредненная вероятность | |
|---|--|--|
| 1. Продольные плазмоны $(\omega^l \approx \omega_{pe})$ в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$) | $\bar{u}^l = \frac{\pi}{2} \frac{m_e}{n_e v} \frac{\omega_{pe}^3}{k^3} \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ | $\omega_{pe}/k < v$ $\omega_{pe}/k > v$ |
| 2. Гирочастотные плазмоны $(\omega^h \approx \omega_{He} \cos \theta)$ в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). Максимальная вероятность при $k \approx \frac{\omega_{pe}}{c}$, $v < c \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}}$ | $\bar{u}^h = \frac{\pi}{8} \frac{m_e}{n_e v} \frac{\omega_{He}^3}{k^3} \begin{cases} 1 \\ 2 \left(\frac{kv}{\omega_{He}} \right)^2 \end{cases}$ $\bar{u}^h_{\max} = \frac{\pi}{8} \frac{m_e c^3}{n_e v} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^3$ | $\omega_{He}/k < v$ $\omega_{He}/k > v$ |
| 3. Продольные плазмоны $(\omega^l \approx \omega_{pe} \cos \theta)$ в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$). Максимальная вероятность для нерелятивистских электронов при $k \lesssim \omega_{He}/v$. У ионов и релятивистских электронов значение \bar{u}^l_{\max} в $\left(\frac{e}{mc^2} \right)^2$ раз больше. | $\bar{u}^l = \frac{\pi}{4} \frac{m_e}{n_e v} \frac{\omega_{pe}^3}{k^3} \begin{cases} 1 \\ \left(\frac{kv}{\omega_{pe}} \right)^2 \end{cases}$ $\bar{u}^l_{\max} = \frac{\pi}{4} \frac{m_e v^2}{n_e} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^3$ | $\omega_{pe}/k < v$ $\omega_{pe}/k > v$ |

Таблица I (продолжение)

| Мода плазменной волны | Усредненная вероятность | |
|--|---|--|
| 4. Гирочастотные плазмоны $(\omega^h \approx \omega_{He})$ в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$) | $\bar{u}^h = \frac{2\pi}{3} \frac{m_e}{n_e v} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^4 \frac{\omega_{He}^3}{k^3} \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ | $\frac{\omega_{He}/k < v}{\omega_{He}/k > v}$ |
| 5. Вислеры $\left(\omega^w = \frac{\omega_{He} \cos \vartheta }{\omega_{pe}^2} c^2 k^2 \right)$ в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$) | $\bar{u}^w = \frac{\pi}{4} \frac{m_e}{n_e v} \frac{\omega_{He}^3}{k^3} \begin{cases} 1 & 2 \left(\frac{kv}{\omega_{He}} \right)^2 + (3 \ln 2 - 2) \left(\frac{kc}{\omega_{pe}} \right)^4 \\ \left(\frac{kc}{\omega_{pe}} \right)^4 \left(\frac{\omega_{pe}^2 v}{\omega_{He} c^2 k} \right)^2 \end{cases}$ | $\frac{\omega_{He} c^2 k}{\omega_{pe}^2} < v$ $\frac{\omega_{He} c^2 k}{\omega_{pe}^2} > v$ |
| 6. Ионнозвуковые волны $(\omega^s = v_s k / (1 + k^2 d_e^2)^{1/2})$ на частотах $\omega > \omega_{Hi}$ | $\bar{u}^s = \frac{\pi}{2} \frac{m_i}{n_e v} \frac{(\omega^s)^3}{k^3} \begin{cases} 1 & \pi \frac{m_i v_s^3}{n_e v} \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases} \\ 0 & \approx \frac{2}{n_e v} \end{cases} \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases} \text{ при } k \ll \frac{1}{d_e}$ | $v_s < v$ $v_s > v$ |
| 7. Альвеновские волны $(\omega^a \approx v_a k \cos \vartheta)$ в магнитном поле, удовлетворяющем условию $c \gg v_a \gg v_s$. Условие применимости формул: $\frac{\omega_H}{v} < k < \frac{\omega_{pi}}{c}$. | $\bar{u}^a = \frac{\pi}{16} \frac{m_i}{n_e v} \left(\frac{\omega_{pi}}{ck} \right)^2 v_a (v_a^2 + 2v^2) \begin{cases} 1 \\ 4 \frac{v^2}{v_a^2} \end{cases}$ $\bar{u}^a_{\max} = \frac{\pi}{8} \frac{m_i v_a v^3}{n_e c^2} \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_H} \right)^2$ | $v_a < v$ $v_a > v$ |
| Максимальная вероятность для частиц с $v \gg v_a$ | | |

Таблица I (продолжение)

| Мода плазменной волны | Усредненная вероятность | |
|--|--|--|
| <p>8. Быстрые магнитозвуковые волны ($\omega^m = v_a k$) в магнитном поле, удовлетворяющем условию $c \gg v_a \gg v_s$. Пределы применимости формул:</p> $\frac{\omega H}{v} < k < \frac{\omega p i}{c}.$ | $\bar{u}^m = \frac{\pi}{8} \frac{m_i}{n_e v} \left(\frac{\omega p i}{c k} \right)^2 v_a (v^2 - v_a^2) \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ | $\begin{aligned} v_a &< v \\ v_a &> v \end{aligned}$ |
| <p>9. Медленные магнитозвуковые волны ($\omega^{ms} \approx v_s k \cos \phi$) в магнитном поле, удовлетворяющем условию $c \gg v_a \gg v_s$. Пределы применимости формул:</p> $\frac{\omega H}{v} < k < \frac{\omega H i}{v_s}.$ | $\bar{u}^{ms} = \frac{\pi}{4} \frac{m_i v_s^3}{n_e v} \left\{ \left(\frac{v}{v_s} \right)^2 \right\}$ | $\begin{aligned} v_s &< v \\ v_s &> v \end{aligned}$ |
| <p>Максимальная вероятность, для частиц $c \approx v \approx v_s$</p> | $\bar{u}_{\max}^{ms} \approx \frac{m_i v_s^2}{n_e} \approx \frac{T_e}{n_e}$ | |

Таблица II. Вероятности нелинейного рассеяния плазменных волн надплоскими частицами

| Процесс конверсии | Усредненная вероятность | |
|---|--|--|
| <p>1. Рассеяние ленгмюровских волн в слабом магнитном поле ($\omega^l \approx \omega_{pe}$). В случае сильного магнитного поля ($\omega^l \approx \omega_{pe} \cos \phi$) вероятность конверсии в два раза меньше.</p> | <p>Электронны ($l + e \rightleftharpoons t + e'$)</p> $\bar{u}_l^t = \frac{\pi}{10} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^3 \frac{\omega_{pe}}{k_1 v_e c^2} \left(v_e^2 - \frac{\omega^2}{k_1^2} \right) \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ <p>Ионы ($l + i \rightleftharpoons t + i'$)</p> $\bar{u}_l^i = \frac{\pi}{6} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^3 \frac{\omega_{pe}}{k_1 v_i} \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ | $\omega/k_1 < v_e$ $\omega/k_1 > v_e$ |
| <p>2. Рассеяние гирочастотных плазмонов ($\omega^h \approx \omega_{He} \cos \phi$) в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). В случае сильного магнитного поля ($\omega^h \approx \omega_{He}$) вероятность умножается на $(\omega_{pe}/\omega_{He})^4$.</p> | <p>Электронны ($h + e \rightleftharpoons t + e'$)</p> $\bar{u}_h^t = \frac{\pi}{15} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^3 \frac{\omega_{pe}}{k_1 v_e c^2} \left(v_e^2 - \frac{\omega^2}{k_1^2} \right) \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ | $\omega/k_1 < v_e$ $\omega/k_1 > v_e$ |

Таблица II (продолжение)

| Процесс конверсии | Усредненная вероятность | |
|---|--|---------------------------------------|
| | <p>Ионы ($h + i \rightleftharpoons t + i'$)</p> $\bar{u}_h^i = \frac{\pi}{24} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^3 \frac{\omega_{pe}}{k_1 v_i} \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ | $\omega/k_1 < v_i$ $\omega/k_1 > v_i$ |
| <p>3. Рассеяние ионнозвуковых волн ($\omega_s = \frac{v_s k_1}{(1 + k_1^2 d^2)^{1/2}}$).</p> | <p>Электроны ($s + e \rightleftharpoons t + e'$)</p> $\bar{u}_s^t = \frac{\pi}{10} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega^s}{\omega} \right)^3 \frac{m_i}{m_e} \frac{\omega_{pe}}{k_1 v_e c^2} \left(v_e^2 - \frac{\omega^2}{k_1^2} \right) \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ | $\omega/k_1 < v_e$ $\omega/k_1 > v_e$ |
| | <p>Ионы ($s + i \rightleftharpoons t + i'$)</p> $\bar{u}_s^i = \frac{\pi}{6} \frac{\omega_{pe}}{n_e^2} \left(\frac{\omega^s}{\omega} \right)^3 \frac{m_i}{m_e} \frac{\omega_{pe}}{k_1 v_i} \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ | $\omega/k_1 < v_i$ $\omega/k_1 > v_i$ |

Т а б л и ц а III. Вероятности комптоновского рассеяния на релятивистских электронах

| Мода конвертируемой волны | Функция $\Phi^s(q)$ | Параметр q |
|--|--|--|
| <p>1. Продольные плазмоны ($\omega^l \approx \omega_{pe}$) в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). Случай малых фазовых скоростей</p> $\left(v_p = \frac{\omega_{pe}}{k_1} \ll c \right)$ | $\Phi^l = \Phi_1 = \frac{8}{3} q [(1-q)^3 - 3q^2(1-q + \ln q)]$ | $q = q_1 = \frac{\omega}{2k_1 v} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \ll 1$ |
| <p>2. Продольные плазмоны ($\omega^l \approx \omega_{pe}$) в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). Случай больших фазовых скоростей</p> $\left(v_p = \frac{\omega_{pe}}{k_1} \gg c \right)$ | $\Phi^l = \Phi_2 = \frac{8}{3} q^2 (1 - 2q^2 + 2q^4)$ | $q = q_2 = \frac{\omega}{2\omega_{pe}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \ll 1$ |
| <p>3. Гирочастотные плазмоны ($\omega^h \approx \omega_{He} \cos \vartheta$) в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). Здесь фазовые скорости</p> $v_p = \frac{\omega_{He}}{k_1}$ <p>всегда меньше скорости света</p> | $\Phi^h = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^3 \Phi_1$ | $q = q_1 \ll 1$ |

Таблица III (продолжение)

| Мода конвертируемой волны | Функция $\Phi^{\sigma}(\eta)$ | Параметр q |
|---|---|--|
| 4. Продольные плазмоны ($\omega^l \approx \omega_{pe}$) в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$). Случай малых фазовых скоростей ($v_p \ll c$) | $\Phi^l = \frac{1}{2} \Phi_1$ | $q = q_1 \ll 1$ |
| 5. Продольные плазмоны ($\omega^l \approx \omega_{pe} \cos \vartheta $) в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$). Случай больших фазовых скоростей ($v_p \gg c$) | $\Phi^l = \Phi_2$ | $q = q_2 \ll 1$ |
| 6. Гирочастотные плазмоны ($\omega^h \approx \omega_{He}$) в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$). Случай малых фазовых скоростей ($v_p \ll c$) | $\Phi^h = \frac{2\omega_{pe}}{3\omega_{He}} \Phi_1$ | $q = q_1 \ll 1$ |
| 7. Гирочастотные плазмоны ($\omega^h \approx \omega_{He}$) в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$). Случай больших фазовых скоростей ($v_p \gg c$) | $\Phi^h = \frac{2\omega_{pe}}{3\omega_{He}} \Phi_2$ | $q = q_3 = \frac{\omega}{2\omega_{He}} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^2 \ll 1$ |

Таблица III (продолжение)

| Мода конвертируемой волны | Функция $\Phi^s(q)$ | Параметр q |
|---|---|------------------|
| <p>8. Вистлеры</p> $\left(\omega_{Hi}^w = \frac{\omega_{Hi} \cos \vartheta }{\omega_{pe}^2} c^2 k_1^2 \right)$ <p>при выполнении условия $v_a \ll c \sqrt{m_e/m_i}$. Волновые числа в интервале $\frac{\omega_{pi}}{c} < k_1 < \frac{\omega_{pe}}{c}$</p> | $\Phi^w = \frac{4}{3} q (10 + 9q^2 - 19q^3 + 30q^2 \ln q) \times \frac{\omega_{He}^2 c^2}{\omega_{pe}}$ | $q = q_1 \leq 1$ |
| <p>9. Ионнозвуковые волны $(v^s \approx v_s k_1) / (1 + k_1^2 d_e^2)^{-1/2}$ при условии $v_s \ll c$</p> | $\Phi^s = \frac{(\omega^s)^3}{\omega_{pi}^2 \omega_{pe}} \Phi_1 \begin{cases} 1; & \omega_{Hi}/v_s < k_1 \\ 1/2; & \omega_{Hi}/v_s > k_1 \end{cases}$ | $q = q_1 \leq 1$ |
| <p>10. Альвеновские волны $(\omega^a \approx v_a k_1 \cos \vartheta)$ в случае слабого магнитного поля $(\omega_{Hi} \ll \omega_{pi}, v_s \ll v_a \ll c)$</p> | $\Phi^a = \frac{4}{3} q (1 - 4q^3 + 3q^2 + 3q^2 \ln q) \frac{v_a k_1}{\omega_{pe}}$ | $q = q_1 \leq 1$ |
| <p>11. Быстрые магнитозвуковые волны $(\omega^m \approx v_a k_1)$ в случае слабого магнитного поля $(v_s \ll v_a \ll v)$</p> | $\Phi^m = \frac{4}{3} q (8 + 3q^2 - 11q^3 + 24q^2 \ln q) \frac{v_a k_1}{\omega_{pe}}$ | $q = q_1 \leq 1$ |

Таблица III (продолжение)

| Мода конвертируемой волны | Функция $\Phi^{\sigma}(q)$ | Параметр q |
|---|---|-------------------------|
| 12. Альвеновские волны $\left(\omega^{\alpha} = \frac{v_a c k_1}{\sqrt{v_a^2 + c^2}} \cos \vartheta \approx c k_1 \cos \vartheta \right)$ в случае сильного магнитного поля ($v_a \gg c$) | $\Phi^{\alpha} = \frac{4}{3} q \left[-2(1 + 2 \ln 2) q^3 + \frac{32}{5} \left(\frac{16}{5} + 3 \ln 2 + \frac{3}{8} \ln q \right) q^2 - \left(\frac{77}{24} + 36 \ln 2 + \frac{11}{2} \ln q \right) q + \frac{40}{21} \right] \frac{c k_1}{\omega_{pe}}$ | $0 \leq q = q_1 \leq 1$ |
| 13. Быстрые магнитозвуковые волны | $\Phi^{\alpha} = \frac{4}{3} q \left(\frac{8}{525} q^7 - \frac{7}{8} q^5 + \frac{16}{3} q^4 - \frac{67}{3} q^3 + 4 q^2 \ln \frac{q}{2} + \frac{664}{25} q^2 + \frac{140}{5} q^2 \ln \frac{q}{2} + \frac{80}{21} q + \frac{14}{3} \right) \frac{c k_1}{\omega_{pe}}$ $\Phi^m = \frac{4}{3} q^2 \left[58 - 15q + 3q^2 - 5q^3 + 6(6q - 1) \ln \frac{q}{2} \right] \frac{c k_1}{\omega_{pe}}$ | $1 \leq q = q_1 \leq 2$ |
| в случае сильного магнитного поля ($v_a \gg c$) | | $q = q_1 \leq 2$ |

| Мода конвертируемой волны | Функция $\Phi^{\sigma}(q)$ | Параметр q |
|--|--|--|
| <p>1. Продольные плазмоны ($\omega^l \approx \omega_{pe}$) в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). Случай малых фазовых скоростей ($v_p \ll c$)</p> | $\Phi^l = \Phi_3 = q - 1 - \ln q$ | $q = q_4 = \frac{\omega}{2k_1 v} \left(\frac{m_i c^2}{\varepsilon} \right)^2 \ll 1$ <p>Максимальная интенсивность при $q_{\min} \approx (m_i c^2 / \varepsilon)^2$</p> |
| <p>2. Продольные плазмоны ($\omega^l \approx \omega_{pe}$) в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). (Случай больших фазовых скоростей $v_p \gg c$)</p> | $\Phi^l = (1 - q) \frac{2k_1 c}{\omega_{pe}}$ | $q = q_5 = \frac{\omega}{2\omega_{pe}} \left(\frac{m_i c^2}{\varepsilon} \right)^2 \ll 1$ |
| <p>3. Гирочастотные плазмоны ($\omega^h \approx \omega_{He} \cos \Phi$) в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$). Фазовые скорости меньше скорости света ($v_p \ll c$)</p> | $\Phi^h = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^3 \Phi_3$ | $q = q_4 \ll 1$ |
| <p>4. Продольные плазмоны ($\omega^l \approx \omega_{pe} \cos \Phi$) в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$). Случай малых фазовых скоростей ($v_p \ll c$)</p> | $\Phi^l = \frac{1}{2} \Phi_3$ | $q = q_4 \ll 1$ |

Таблица IV (продолжение)

| Мода конвертируемой волны | Функция $\Phi^{\sigma}(q)$ | Параметр q |
|---|--|--|
| 5. Гирочастотные плазмоны ($\omega^h \approx \omega_{He}$) в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$). Случай малых фазовых скоростей ($v_p \ll c$) | $\Phi^h = \frac{2}{3} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \Phi_3$ | $q = q_4 \ll 1$ |
| 6. Гирочастотные плазмоны ($\omega^h = \omega_{He}$) в сильном магнитном поле ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}$). Случай больших фазовых скоростей ($v_p \gg c$) | $\Phi^h = \frac{2}{3} \frac{k_{1c}}{\omega_{He}} (1 - q)$ | $q = q_6 = \frac{\omega}{2\omega_{He}} \left(\frac{m_i c^2}{\varepsilon} \right)^2$ |
| 7. Всплески ($\omega = \frac{\omega_{He} \cos \vartheta }{\omega_{pe}^2} c^2 k^2$) в слабом магнитном поле ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$) | $\Phi^w = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^3 \left(\frac{k_{1c}}{\omega_{pe}} \right)^4 \Phi_3$ | $q = q_4 \ll 1$ |
| 8. Низкочастотные волны ($\omega^s = \frac{v_s k_1}{\sqrt{1 + (k_{1d_e})^2}}$) при условии $\omega^s \gg \omega_{Hi}$, $v_s \ll c$ | $\Phi^s = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{(k_{1d_e})^3}{(1 + (k_{1d_e})^2)^{3/2}} \Phi_3$ | $q = q_4 \ll 1$ |
| 9. Медленные магнитозвуковые волны ($\omega^{ms} = v_s k_1 \cos \vartheta $) при условии $\omega^{ms} \ll \omega_{Hi}$, $v_s \ll c$ | $\Phi^{ms} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} (k_{1d_e})^3 \Phi_3$ | $q = q_4 \ll 1$ |

Таблица V. Коэффициенты дифференциальной перекачки плазменных волн

| Процессы рассеяния или слияния | Формула изменения спектральной плотности | Коэффициент рассеяния и конверсии |
|--|---|--|
| 1. Перекачка продольных плазмонов ($\omega^l \approx \omega_{pe}$) в пределах одной моды ($l + i \rightleftharpoons l' + i', l + s \rightleftharpoons l'$) | $\frac{\partial W_k^l}{\partial t} = \alpha^{ll'} W_k^l \frac{\partial W^l}{\partial k}$ | $\alpha^{ll} = \alpha^l =$ $\frac{\pi}{27} \frac{\omega_{pe}^3}{n_e m_i v_{Te}^4} \begin{cases} 1 & (1 + T_e/T_i)^2, T_e < 3T_i \\ 1, & T_e \gg T_i \end{cases}$ |
| 2. Перекачка продольных плазмонов ($\omega^l \approx \omega_{pe}$) в поперечные ($\omega^p \approx \omega_{pe}$) ($l + i \rightleftharpoons p' + i', l + s \rightleftharpoons p'$) | $\frac{\partial W_k^p}{\partial t} = \alpha^{lp} W_k^p \frac{1}{k} \frac{\partial}{\partial k} (kW_k^l)$ | $\alpha^{lp} = \alpha^l$ |
| 3. Перекачка поперечных плазмонов в продольные ($p + i \rightleftharpoons l' + i', p + s \rightleftharpoons l'$) | $\frac{\partial W_k^l}{\partial t} = \alpha^{pl} W_k^l k \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{W_k^p}{k} \right)$ | $\alpha^{pl} = \alpha^l$ |
| 4. Перекачка поперечных плазмонов в поперечные ($p + i \rightleftharpoons p' + i', p + s \rightleftharpoons p'$) | $\frac{\partial W_k^p}{\partial t} = \alpha^{pp} W_k^p \frac{\partial W_k^p}{\partial k}$ | $\alpha^{pp} = 9 \frac{v_{Te}^2}{c^2} \alpha^l$ |
| 5. Перекачка высокочастотных поперечных волн ($\omega \gg \omega_{pe}$) ($t + e \rightleftharpoons l' + e', t + l \rightleftharpoons t'$) | $\frac{\partial W_\omega^t}{\partial t} = \alpha^{tt'} W_\omega^t \frac{\partial (W_\omega^l / \omega)}{\partial \omega}$ | $\alpha^{tt} = \frac{\pi}{6} \frac{\omega_{pe}^3}{n_e m_e c^2}$ |

Таблица V (продолжение)

| Процессы рассеяния или слияния | Формула изменения спектральной плотности | Коэффициент рассеяния и конверсии |
|--|---|---|
| 6. Перекачка вистлеров в пределах своей моды ($w + i \rightleftharpoons w' + i'$) | $\frac{\partial W_{\omega}^w}{\partial t} = W_{\omega}^w \left(\alpha_1^{wv} \omega^2 \frac{\partial W_{\omega}^w}{\partial \omega} + \alpha_2^{wv} \omega W_{\omega}^w \right)$ | $\alpha_1^{wv} \approx \alpha_2^{wv} \approx \frac{\pi}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{(1 + T_e/T_i)^2 \omega_{He} n_e m_i c^2}$ |
| 7. Перекачка вистлеров в ионнозвучковые волны ($w + i \rightleftharpoons s + i'$) | $\frac{\partial W_{\omega}^s}{\partial t} = \alpha^{sw} W_{\omega}^s \omega^3 \frac{\partial W_{\omega}^w}{\partial \omega}$ | $\alpha^{ws} \approx \frac{\pi}{2} \frac{1}{(1 + T_e/T_i)^2 n_e m_i v^2}$ |
| 8. Перекачка ионнозвучковых волн в вистлеры ($s + i \rightleftharpoons w + i'$) | $\frac{\partial W_{\omega}^w}{\partial t} \approx \alpha^{sw} W_{\omega}^w \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 W_{\omega}^s)$ | $\alpha^{sw} = \alpha^{ws}$ |
| 9. Перекачка ионнозвучковых волн в пределах одной моды ($s + i \rightleftharpoons s' + i'$) и медленных магнитонозвучковых волн ($ms + i \rightleftharpoons ms' + i'$) также в пределах одной моды | $\frac{\partial W_k^s}{\partial t} = \alpha^{sk} W_k^s k^2 \frac{\partial}{\partial k} (kW_k^s)$ | $\alpha^s = \frac{4\pi}{15} \frac{T_i}{n_e m_i v_s^3}$ $\alpha^{ms} = \alpha^s$ |

Таблица V (продолжение)

| Процессы рассеяния или слияния | Формула изменения спектральной плотности | Коэффициент рассеяния и конверсии |
|--|---|---|
| 10. Перекачка быстрых магнитозвуковых и альвеновских волн как в пределах одной моды, так и между разными модами ($a + i \rightleftharpoons a' + i'$; $m + i \rightleftharpoons m' + i'$; $m + i \rightleftharpoons a' + i'$) | $\frac{\partial W_{\omega}^{a, m}}{\partial t} = \alpha^a m W_{\omega}^a \omega^2 \left(\omega \frac{\partial W_{\omega}^{a, m}}{\partial \omega} + W_{\omega}^{a, m} \right)$ | $\alpha^{am} \approx \alpha^{ma} \approx \alpha^a a \approx \alpha^{m m} \approx \frac{\pi}{4} \frac{1}{(1 + v_a^2/c^2) n_e m_i v_a^2}$ |
| 11. Перекачка между модами альвеновских быстрых и медленных магнитозвуковых волн $(m + i \rightleftharpoons ms + i')$ | $\frac{\partial W_{\omega}^{ms}}{\partial t} = \alpha^{m, ms} \omega^4 W_{\omega}^{ms} \left(\omega \frac{\partial W_{\omega}^m}{\partial \omega} + 2W_{\omega}^m \right)$ | $\alpha^{m, ms} \approx \alpha^a, ms \approx$ |
| $(a + i \rightleftharpoons ms + i')$ | $\frac{\partial W_{\omega}^{ms}}{\partial t} = \alpha^a, ms \omega^4 W_{\omega}^{ms} \left(\omega \frac{\partial W_{\omega}^a}{\partial \omega} + 4W_{\omega}^a \right)$ | $\approx \alpha^{ms, m} \approx \alpha^{ms, a} \approx$ |
| $(ms + i \rightleftharpoons m + i')$ | $\frac{\partial W_{\omega}^m}{\partial t} = \alpha^{ms, m} \omega^4 W_{\omega}^m \left(\omega \frac{\partial W_{\omega}^{ms}}{\partial \omega} + 2W_{\omega}^{ms} \right)$ | $\approx \alpha^{ms} \approx$ |
| $(ms + i \rightleftharpoons a + i')$ | $\frac{\partial W_{\omega}^a}{\partial t} = \alpha^{ms, s} \omega^4 W_{\omega}^a \left(\omega \frac{\partial W_{\omega}^{ms}}{\partial \omega} - 2W_{\omega}^{ms} \right)$ | $\approx \frac{\pi}{4} \frac{(T_i/T_e)^2}{\omega_{Hi}^2 n_e m_i v_a^2}$ |

Т а б л и ц а VI. Коэффициенты генерации излучения при слиянии плазменных волн

| Процессы слияния и распада | Формула изменения спектральной плотности | Коэффициент слияния |
|---|--|--|
| 1. Слияние продольных плазмонов в электромагнитную волну с частотой $\omega^l \approx 2\omega_{pe}$ ($l + l' \rightarrow t$). Фазовые скорости продольных плазмонов меньше скорости света | $\frac{\partial W^t}{\partial t} = \beta^l \int \left(\frac{W_{k_1}^l}{k_1} \right)^2 dk_1$ | $\beta^l = \frac{4\sqrt{3}\pi}{5} \frac{\omega_{pe}^4}{n_e m_e c^5}$ |
| 2. Слияние двух гирочастотных плазмонов в электромагнитную волну с частотой $\omega^l \approx 2\omega_{He}$ ($h + h' \rightarrow t$) | $\frac{\partial W^t}{\partial t} = \beta^h \int \left(\frac{W_{k_1}^h}{k_1} \right)^2 dk_1$ | $\beta^h = \frac{32\pi}{5} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{He}^2}{n_e m_e c^5}$ |
| 3. Слияние продольного плазмона и ионнозвуковой волны ($l + s \rightarrow p$) | $\frac{\partial W_k^p}{\partial t} = \beta^{ls} \frac{W_k^l W_k^s}{k}$ | $\beta^{ls} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \frac{\omega_{pe}^3}{n_e m_e^2 T_e c^3}$ |
| 4. Распад поперечного плазмона с участием ионнозвуковой волны ($p \rightarrow l + s$) | $\frac{\partial W_k^p}{\partial t} = -\beta^{ps} W_k^p W_k^s / k$ | $\beta^{ps} = \frac{\pi}{18} \frac{\omega_{pe}^3}{n_e m_e^2 T_e c^3}$ |

Таблица VI (продолжение)

| Процессы слияния и распада | Формула изменения спектральной плотности | Коэффициент слияния |
|---|--|---|
| 5. Слияние продольного плазмона и вистлера ($l + w \rightarrow p$) | $\frac{\partial W_k^p}{\partial t} = \beta^{lw} \frac{W_k^l W_k^w}{k}$ | $\beta^{lw} = \sqrt{2} \frac{\omega_{pe}^{9/2}}{\omega_{He}^{3/2} n_e m_e c^3}$ |
| 6. Распад поперечного плазмона с участием вистлера ($p \rightarrow l + w$) | $\frac{\partial W_k^p}{\partial t} = -\beta^{pw} W_k^p W_k^w / k$ | $\beta^{pw} = \frac{\pi}{8} \frac{\omega_{pe}^{\beta}}{\omega_{He}^3 n_e m_e c^3}$ |
| 7. Слияние продольного плазмона и быстрой магнитозвуковой волны ($l + m \rightarrow p$) | $\frac{\partial W_k^p}{\partial t} = \beta^{lm} \frac{W_k^l W_k^m}{k^{3/2}}$ | $\beta^{lm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega_{pe}^{3/2} \omega_{pi}}{n_e m_i^{3/2} c^3}$ |
| 8. Распад поперечного плазмона с участием магнитозвуковой волны ($p \rightarrow l + m$) | $\frac{\partial W_k^p}{\partial t} = -\alpha^{pm} W_k^p W_k^m$ | $\beta^{pm} = \frac{\pi}{8} \frac{\omega_{pi}^2}{n_e m_i v_a^3}$ |

Таблица VII. Вероятности распадов
 высокочастотных электромагнитных волн

| Процессы слияний или распадов | Усредненный коэффициент вероятности |
|---|--|
| Слияние и распад электромагнитной волны с продольными плазмонами ($t \rightleftharpoons t' + l$). | $\frac{1}{12\pi} \frac{e^2}{m_e^2} \frac{\omega_{pe} k_1^2}{\omega^2} =$ $= \frac{1}{48\pi^2} \frac{\omega_{pe} k_1^2}{n_e m_e} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2$ |
| В случае процесса в сильном магнитном поле, где $\omega^l \approx \omega_{pe} \cos \vartheta $, в коэффициенте появляется множитель $1/2$ | |
| Распад и слияние с гирочастотными плазмонами в сильном магнитном поле ($t \rightleftharpoons t' + h$) | $\frac{1}{18\pi} \frac{e^2}{m_e^2} \frac{\omega_{pe}^2 k_1^2}{\omega_{He} \omega^2}$ |
| Распад и слияние с вистлерами ($t \rightleftharpoons t' + w$) | $\frac{1}{48\pi} \frac{e^2}{m_e^2} \frac{\omega_{pe}^2 k_1^2}{\omega_{He} \omega^2}$ |
| Распад и слияние с ионно-звуковыми волнами ($t \rightleftharpoons t' + s$) | $\frac{\sqrt{m_e/m_i}}{12\pi} \frac{e^2}{m_e^2} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_s}{v^2 T_e \omega^2}$ |
| Распад и слияние с альвеновскими волнами ($t \rightleftharpoons t' + a$) | $\frac{1}{48\pi} \frac{e^2}{m_e^2} \frac{c^2 k_1^3}{v_a \omega^2}$ |
| Распад и слияние с быстрыми магнитозвуковыми волнами ($t \rightleftharpoons t' + m$) | $\frac{1}{18\pi} \frac{e^2}{m_e^2} \frac{\omega_{pi}^2 k_1}{v_a \omega^2}$ |

ЛИТЕРАТУРА

Работы по физике плазмы публикуются в многочисленных журналах и сборниках, часто труднодоступных для читателя. Однако краткие результаты обычно помещаются в трудах международных конференций по физике плазмы и ионизованных газов, которые проводятся почти ежегодно. В частности, многие ссылки, особенно в § 6 настоящей книги, даны на работы, опубликованные в сборниках:

- I. Eighth International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Contributed papers, Vienna, Austria, August 27—September 2 1967, Printed by the IAEA in Austria.
- II. A Survey of Phenomena in Ionized Gases, Invited papers, Int. Atomic Energy Agency, Vienna, 1968.
- III. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Conference Proceedings. Novosibirsk, 1—7 August 1968. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1969.
- IV. Ninth International Conference on Phenomena in Ionized Gases, 1969, Contributed papers, Bucharest, Romania, September 1—6 1969.
- V. Fourth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Rome, Italy, 31 August — 4 September 1970, C.N.E.N. Ссылки на работы, опубликованные в этих сборниках, обозначаются соответствующими римскими цифрами.

Список ссылок на статьи приведен в алфавитном порядке русской транскрипции авторов и года опубликования работы. У иностранных авторов дана и оригинальная транскрипция.

- Адамс, Рудерман, Ву (1963), Adams T. B., Ruderman M. A., Wu G. H., Phys. Rev. 129, 1383.
- Адлам, Аллен (1962), Adlam J., Allen J., Phil. Mag. 3, 448.
- Алиханов С. Г. и др. (1969), III, v. I, p. 47.
- Альвен Х. (1952), Космическая электродинамика, ИЛ.
- Альвен, Карлqvист (1967), Alfvén H., Carlqvist P., Solar Physics I, 220.
- Арцимович Л. А. (1969), УФН 99, 528.
- Асколи-Бартоли и др. (1965), Ascoli-Bartoli U., Martellucci S., Martone M., IAEA Confer. Culham, CP-2475.
- Ахпезер А. И., Файнберг Я. Б. (1951), ЖЭТФ 21, 306.
- Ахпезер А. И., Ахпезер И. А., Половин Р. В., Степенко А. Г., Степанов К. Н. (1964), Коллективные колебания в плазме, Атомиздат.
- Бекефи Д. (1971), Радиационные процессы в плазме, «Мир».

- Бербидж Дж., Бербидж М. (1969), Квазары, «Мир».
- Бертотти, Кавальери, Пачини (1969), Bertotti V., Cavaliere A., Pacini R., Nature 223, 1351.
- Бисноватый-Коган Г. С., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А. (1971), АЖ 48, 24.
- Бом, Гросс (1949), Bohm D., Gross E. P., Phys. Rev. 75, 851.
- Бонч-Осмоловский А. Г., Перельштейн А. Е., Цытович В. Н. (1969), Препринт ОИЯИ № Е9-1751, Дубна.
- Бонч-Осмоловский А. Г., Маханьков В. Г., Цытович В. Н., Щинов Б. Г. (1971), Препринт ОИЯИ № Р9-5622, Дубна.
- Брауде С. Я., Жук И. Н., Лебедева О. М., Мень В. А., Рябов Б. П. (1969), Mon. Not. RAS 143, 289.
- Брейзман Б. Н., Рютов Д. Д. (1971), ЖЭТФ 60, 408.
- Бунеман (1959), Bunemann O., Phys. Rev. 115, 503.
- Буланов С. В., Догель В. А., Сыроватский С. И. (1971), Препринт ФИАН № 119.
- Бурченко П. Я., Василенко Б. Т., Волков Е. Д., Потапенко В. А., Толлок В. Т. (1969), Атомная энергия 27, 164.
- Веденов А. А. (1963), Введение в теорию слаботурбулентной плазмы, Сб. «Вопросы теории плазмы», т. 3, Атомиздат.
- Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. (1961), Ядерный синтез 1, 82.
- Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. (1962), Ядерный синтез 2, 465.
- Вейман (1965), Weumann R., Phys. Fluids 8, 2112.
- Вейс, Стюарт (1965), Weiss A. A., Stewart R. T., Austr. Journ. Phys. 18, 143.
- Векслер В. И., Геккер И. В. и др. (1965), Атомная энергия 19, 14.
- Вентцель (1971), Wentzel D., Ap. J. 163, 503.
- Вольчер Л. (1971), Woltjer L., Proc. of the Conference of Pulsars and Supernova Remnants, Rome, 1969.
- Вудс (1970), Woods L. S., Prepr. 910001, Dept. Phys. Astr. Univ. of Maryland.
- Гайлитис А., Цытович В. Н. (1963), Изв. вузов, Радиофизика 6, 1103.
- Гайлитис А., Цытович В. Н. (1964а), ЖЭТФ 46, 1726.
- Гайлитис А., Цытович В. Н. (1964б), АЖ 41, 452.
- Галеев А. А., Карпман В. И., Сагдеев Р. З. (1965), Ядерный синтез 5, 20.
- Ганн, Острикер (1969), Gunn J., Ostriker J. P., Ap. J. 157, 1359.
- Гарибян Г. М., Гольдман И. И. (1954), Изв. АН Арм. ССР 7, 31.
- Гершман Б. Н. (1953), ЖЭТФ 24, 453.
- Гершман Б. Н. (1959), ЖЭТФ 37, 695.
- Гершман Б. Н., Трахтенгерц В. Ю. (1966), УФН 89, 201.

- Гетманцев Г. Г. (1952), ДАН СССР 83, 557.
- Гетманцев Г. Г. (1970), Препринт НИРФИ № 6; Nature 229, 199 (1971).
- Гинзбург В. Л. (1946), ДАН СССР 52, 491.
- Гинзбург В. Л. (1965), АЖ 42, 1129.
- Гинзбург В. Л. (1967), Распространение электромагнитных волн в плазме, «Наука».
- Гинзбург В. Л. (1971), УФН 103, 393.
- Гинзбург В. Л., Железняков В. В. (1958), АЖ 35, 694.
- Гинзбург В. Л., Железняков В. В., Зайцев В. В. (1969), УФН 98, 201.
- Гинзбург В. Л., Озерной Л. М. (1964), ЖЭТФ 47, 1030.
- Гинзбург В. Л., Озерной Л. М. (1965), АЖ 42, 27.
- Гинзбург В. Л., Озерной Л. М. (1966), Изв. вузов, Радиофизика 9, 221.
- Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. (1970), Волны в магнитоактивной плазме, «Наука».
- Гинзбург В. Л., Сазонов В. Н., Сыроватский С. И. (1968), УФН 96, 63.
- Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. (1963), Происхождение космических лучей, изд. АН СССР.
- Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. (1964), ЖЭТФ 46, 1965.
- Голант В. Е., Пилия Д. Д. (1971), УФН 104, 413.
- Голд (1968), Gold T., Nature 218, 731; 221, 25.
- Голд (1971), Gold T., Proc. of the Conf. of Pulsars and Activities of Supernova Remnants, Rome, 1969.
- Голдрейх, Джулиан (1969), Goldreich P., Julian W. H., Ap. J. 157, 869.
- Горбунов Л. М., Силиц В. П. (1964), ЖЭТФ 47, 200.
- Гордон И. М. (1967), АЖ 44, 702, 1146.
- Гордон И. М. (1970), Ap. J. Lett. 5, 951.
- Гордон И. М., Цытович В. Н. (1970), АЖ 47, 707.
- Гордон И. М., Липеровский В. А., Цытович В. Н. (1971), АЖ 48, 70.
- Горева Т. А., Суворов Е. В. (1972), ЖЭТФ 62, 103.
- Гуревич А. В. (1960), ЖЭТФ 33, 1597.
- Дафни, Полидр. (1970), Daughney C. C., Paul J. et al, Phys. Rev. Lett. 25, 497.
- Демидов Б. А., Фанченко С. Д. (1964), ЖЭТФ 46, 497.
- Демидов Б. А., Фанченко С. Д. (1965), Письма ЖЭТФ 2, 533.
- Демидов Б. А., Елагин Н. И., Фанченко С. Д. (1966), Атомная энергия 20, 516.
- Денисов Н. Г. (1956), ЖЭТФ 31, 609.
- Джеймс (1966), James F. C., Ap. J. 146, 356.
- Джонет (1963), Jonett C. J., Geophys. Res. 68, 1265.
- Драмонд, Пайнс (1962), Drummond W. E., Pines D., Nucl. Fus. Suppl. 3, 1049.
- Дрейк (1971), Drake F. D., Proc. of the Conference of Pulsars and Activities of Supernova Remnants, Rome, 1969.

- Дрейк, Крафт (1968), Драке Ф. Д., Крафт Н. Д., Nature 220, 231; Science 160, 758.
- Железняков В. В. (1964), Радионзлучение Солнца и планет, «Наука».
- Железняков В. В. (1966), ЖЭТФ 51, 570.
- Железняков В. В. (1967а), ЖЭТФ 52, 1406.
- Железняков В. В. (1967б), АЖ 44, 42.
- Железняков В. В. (1970), Изв. вузов, Радиофизика 12, 1842.
- Железняков В. В., Зайцев В. В. (1968), АЖ 45, 19.
- Железняков В. В., Зайцев В. В. (1970), АЖ 47, 60, 308.
- Железняков В. В., Злотник Е. Я. (1970), Solar Physics 9.
- Железняков В. В., Суворов Е. В. (1968), ЖЭТФ 54, 627.
- Железняков В. В., Трахтенгерц В. Ю. (1965), АЖ 42, 1005.
- Жидков В. П., Маханьков В. Г., Цытович В. Н., Чой Зай Хен (1969), Препринт ОИЯИ № Р9-4469, Дубна.
- Завойский Е. К. (1967), Материалы Конференции по мирному использованию атомной энергии, Стокгольм.
- Завойский Е. К., Рудаков Л. И. (1967), Физика плазмы (Коллективные процессы и турбулентный нагрев), изд. «Знание».
- Зайцев В. В. (1965), АЖ 42, 740.
- Зайцев В. В. (1966), АЖ 43, 1148.
- Зайцев В. В. (1967), АЖ 44, 490.
- Зайцев В. В. (1968), АЖ 45, 762.
- Зайцев В. В., Каплан С. А. (1966), Астрофизика 2, 169.
- Зайцев В. В., Митяков Н. А., Раппопорт В. О. (1971), Препринт НИРФИ.
- Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А. (1969), Astrophys. and Space Sci. 4, 285.
- Зирин Г. (1970), Солнечная атмосфера, «Мир».
- Иванов А. А., Рудаков Л. И. (1966), ЖЭТФ 51, 1522.
- Кадомец Б. Б. (1964), Турбулентность плазмы, Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 4, Атомиздат.
- Кадомец Б. Б. (1970), ЖЭТФ 58, 1765.
- Кадомец Б. Б., Петвиашвили В. И. (1962), ЖЭТФ 43, 2234.
- Кадомец Б. Б., Погуце О. П. (1967), Турбулентные процессы в тороидальных системах, Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 5, Атомиздат.
- Кадомец Б. Б., Погуце О. П. (1968), ЖЭТФ 53, 2025.
- Кадомец Б. Б., Цытович В. Н. (1970), Proc. of Symp. № 39 IAU, Interstellar Gas Dynamics, 108.
- Каплан С. А. (1966а), Элементарная радиоастрономия, Физматгиз.
- Каплан С. А. (1966б), Астрофизика 2, 409.
- Каплан С. А. (1967), АЖ 44, 521.
- Каплан С. А., Клейман Е. Б., Ойрингель И. М. (1970), Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, Сиб. ИЗМИР, вып. 15, 177.

- Каплан С. А., Пикельнер С. Б. (1963), Межзвездная среда, Физматгиз.
- Каплан С. А., Трахтенгерц В. Ю. (1967), Изв. вузов, Радиофизика 10, 14.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1967а), АЖ 44, 1036.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1967б), АЖ 44, 1194.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1968), Астрофизика 4, 337.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1969а), УФН 97, 77.
- Каплан С. А., Цытович В. Н., (1969б), Астрофизика 5, 21.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1969в), АЖ 46, 199.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1969г), Astrophys. and Space Sci. 3, 431, 448.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1969д), Сб. «Звезды, туманности, галактики», изд. АН Арм.ССР, стр. 57.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1971), Proc. of the Conf. on Pulsars and Activities of Supernova Remnants, Rome, 1969; Препринт ФИАН № 14, 1970.
- Каплан С. А., Цытович В. Н. (1972), Изв. вузов, Радиофизика 15 (в печати).
- Каплан С. А., Цытович В. Н., Чихачев А. С. (1970), Астрофизика 6, 463.
- Каплан С. А., Цытович В. Н., Чихачев А. С. (1971), Изв. вузов, Радиофизика 14, № 2.
- Каплан С. А., Эйджман В. Я. (1969), Письма ЖЭТФ 10, 320.
- Каплан С. А., Эйджман В. Я. (1971а), АЖ 48, 439.
- Каплан С. А., Эйджман В. Я. (1971б), Астрофизика 7, 310.
- Кардашев Н. С. (1964), АЖ 41, 282.
- Кардашев Н. С. (1970), АЖ 47, 465.
- Карпман В. И. (1963а), ЖТФ 33, 959.
- Карпман В. И. (1963б), Журн. прикл. мат. и техн. физ. № 6, 34.
- Карпман В. И. (1968), Препринт ИЯФ СО АН СССР № 25, Новосибирск.
- Кархов А. И. (1969), Автореферат диссертации, ИАЭ.
- Келлерман, Паолини-Тос (1968), Kellerman P. K. I., Paolini-Toth I. I. K., Ann. Rev. of Astron. and Astroph., p. 417.
- Келлерман и др. (1971), Kellerman P. K. I. et al, Ap. J. 169, 1.
- Кеннел, Петчек (1966), Kennel C. F., Petschek H. E., Journ. Geophys. Res. 71, 1.
- Киржниц Д. А. (1970), Изв. вузов, Радиофизика 13, 1847.
- Ковнер М. С. (1960), Изв. вузов, Радиофизика 3, 631, 746.
- Ковнер М. С. (1961), ЖЭТФ 40, 527.
- Коврижных Л. М. (1966а), Труды ФИАН, сер. «Физика плазмы» 32, 173.
- Коврижных Л. М. (1966б), ЖЭТФ 51, 915.
- Колгейт (1967), Colgate S. A., Ap. J. 150, 163.
- Колгейт, Ли, Розенблют (1970), Colgate S. A., Lee E. P., Rosenbluth M. H., Ap. J. 162, 649.
- Колбидр. (1968), Kolb A. C., et al, III, v. I, p. 143.

- Компанеев А. С. (1965), ЖЭТФ 31, 876.
- Коппи, Феррари (1970), Сорри В., Феррари А., Lett. Nuovo Cimento-3, 93.
- Коппи, Фридланд (1971), Сорри В., Friedland А., Ар. J. 169, 379.
- Корчак А. А., Терлецкий И. П. (1952), ЖЭТФ 22, 507
- Криворучкий Э. Н., Цытович В. Н. (1969), АЖ 46, 1003.
- Левич Е. В., Сюняев Р. А. (1971), АЖ 48, 461.
- Лерч (1966), Lerche I., Phys. Fluids 9, 1073.
- Лерч (1967), Lerche I., Ар. J. 147, 689.
- Лерч (1968), Lerche I., Phys. Fluids 11, 1720.
- Липеровский В. А., Коврижных Л. М., Цытович В. Н. (1966), ЖТФ 36, 1339.
- Липеровский В. А., Цытович В. Н. (1969), ЖЭТФ 57, 1252.
- Литвак А. Г., Трахтенгерц В. Ю. (1971), ЖЭТФ 60, вып. 5.
- Лившиц М. А., Цытович В. Н. (1970), Ядерный синтез 10, 240.
- Лоу, Оман (1970), Low F. J., Аumanн Н. Н., Ар. J. Lett. 162, 179.
- Макрей (1966), McSгау N., Science 154, 1320.
- Мартин (1947), Martin D. F., Nature 159, 26.
- Маханьков В. Г., Сахокия Д. М., Цытович В. Н. (1969), Изв. вузов, Радиофизика 12, 141.
- Мельрозе (1968), Melrose D. В., Astrophys. and Space Sci. 2, 171.
- Мишель (1969), Michel F. C., Ар. J. 158, 727.
- Моисеев С. С., 1965, Proc. VII Inter. Conf. Ioniz. Gases, vol. II, p. 645, Beograd.
- Мотз Г., Цытович В. Н. (1971), Motz H., Tsyto vich V. N., Preprint Oxford Univ. Dep. Engin. Plasma Physisc 14, 71.
- Незлин М. В. (1967), Автореферат диссертации, ИАЭ.
- Озерной Л. М., Сазонов В. Н. (1968), Nature 219, 467.
- Озерной Л. М., Сазонов В. Н. (1969), Astrophys. and Space Sci, 3, 395.
- Пайнс (1956), Pines D., Rev. Mod. Phys. 28, 184.
- Паркер (1964), Parker E. N., Ар. J. 140, 1170.
- Паркер (1968), Parker E. N., Proc. XI COSPAR Symp. Solar Flares, Japan.
- Паркер (1970), Parker E. N., Proc. of Symp. № 39 IAU, Interstellar Gas Dynamics, 108.
- Пачини (1967), Pacini F., Nature 216, 567.
- Пачини (1968), Pacini F., Nature 219, 145.
- Пачини, Рис (1970), Pacini F., Rees M. J., Nature 224, 160.
- Петчек (1963), Petcheck H. E., AAS-NASA Symp. Phys. Solar Flares, p. 426.
- Пиддингтон (1954), Piddington J., Mon. Not. RAS 114, 638.
- Пикельнер С. Б. (1965), Основы космической электродинамики, Физматгиз.
- Пикельнер С. Б. (1966), УФН 88, 505.

- Пикельнер С. Б. (1967), АЖ 44, 915.
 Пикельнер С. Б. (1969), АЖ 46, 328.
 Пикельнер С. Б., Гинцбург М. А. (1963), АЖ 40, 842.
 Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. (1968), ЖЭТФ 55, 977.
 Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. (1969), АЖ 46, 8.
 Плахов А. Г., Рютов Д. Д., Шапкин В. В. (1969), III, в. 2, р. 709.
 Подгорный И. М., Манагадзе Г. Г. (1968), Вестник АН СССР, № 7, 38.
 Подгорный И. М., Сагдеев Р. З. (1969), УФН 98, 409.
 Пол (1969), Paul J. W. W., Prepr. CLM-P220, Culham.
 Полидр. (1970), Paul J. W. W. et al, V, p. 57.
 Пустовалов В. В., Силин В. П. (1972), Труды ФИАН № 64.
 Разин В. А. (1958), АЖ 35, 241.
 Разин В. А. (1960), Изв. вузов, Радиофизика 3, 584.
 Рис (1967), Rees M. I., Mon. Not. RAS 135, 345.
 Розенблют, Пост (1965), Rosenbluth M. N., Post R. P., Phys. Fluids 8, 547.
 Рудаков Л. И. (1970), Препринт ИАЭ № 2004; ЖЭТФ 59, 2091.
 Рудаков Л. И., Кораблев Л. В. (1966), ЖЭТФ 50, 220.
 Рютов Д. Д. (1969), ЖЭТФ 57, 232.
 Рютов Д. Д., Сагдеев Р. З. (1970), ЖЭТФ 58, 739.
 Сагдеев Р. З. (1958), Сб. «Физика плазмы и проблема управления термоядерными реакциями», вып. 4, стр. 384.
 Сагдеев Р. З. (1961), ЖТФ 31, 1955.
 Сагдеев Р. З. (1967), Proc. XVIII Symp Appl. Math., p. 281.
 Сагдеев Р. З. (1969), Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме, Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 4, стр. 20.
 Сазонов В. Н. (1969а), ЖЭТФ 56, 23.
 Сазонов В. Н. (1969б), АЖ 46, 1016.
 Сазонов В. Н., Цытович В. Н. (1968), Изв. вузов, Радиофизика 11, 1287.
 Сайدل, Сунка (1969), Seidl M., Sunka P., Nucl. Fusion 7, 232.
 Сахокия Д. М., Цытович В. Н. (1968), Ядерный синтез 8, 241.
 Северный А. Б. (1960), Изв. Кр. АО 20, 22.
 Северный А. Б., Шабанский В. П. (1960), АЖ 37, 609.
 Северный А. Б., Шабанский В. П. (1961), Изв. Кр. АО 25, 88.
 Силин В. П., Рухадзе А. А. (1961), Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред, Атомиздат.
 Свит (1969), Sweet P. A., Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 7, 149.
 Слыш В. И. (1963), Nature 199, 682.
 Смерд, Уайлд, Шеридан (1962), Smerd S. F., Wild J. P., Sheridan K. V., Austr. J. Phys. 15, 180.
 Смит (1969), Smith D. F. SUIPR Report № 309. Inst. for Plasma Physics, Stanford.
 Смит, Фунг (1971), Smith D. F., Fung P. C. W. J. Plasma Phys. 5, p. 11.

- Смулин (1968), Smullin L. D., II, p. 129.
- Спитцер Л. (1957), Физика полностью ионизованного газа, ИЛ.
- Старрок (1964), Sturrock P. A., AAS.—NASA Symp. Solar Flares, 394.
- Старрок (1966), Sturrock P. A., Nature, 211, 695.
- Старрок (1968), Sturrock P. A., Astron. J. 73, 79.
- Старрок (1971), Sturrock P. A., Ap. J. 164, 529.
- Стикс Т. (1965), Теория плазменных волн, «Мир».
- Супруненко В. А. (1964), Атомная энергия 18, 14.
- Сыроватский С. И. (1961), ЖЭТФ 40, 1788.
- Сыроватский С. И. (1966а), ЖЭТФ 50, 1133.
- Сыроватский С. И. (1966б), АЖ 43, 2.
- Сыроватский С. И. (1971), ЖЭТФ 60, 1727.
- Сыроватский С. И., Франк А. Г., Ходжаев А. З. (1970), V, p. 66.
- Сюняев Р. А. (1971), АЖ 48, 244.
- Тамм И. Е., Франк И. М. (1937), ДАН СССР 14, 107.
- Тверской Б. А. (1967), ЖЭТФ 52, 1406; 53, 1417.
- Тер-Хаар (1971), Ter-Haar D., Pulsars Prepr. Univ. Oxford. Dep. theor. phys. № 32/71, 51/71.
- Томозов В. М. (1971), АЖ 48, 556.
- Трахтенгерц В. Ю. (1966), АЖ 43, 357.
- Трахтенгерц В. Ю. (1968а), Геомагнетизм и аэрномия 8, вып. 2.
- Трахтенгерц В. Ю. (1968б), Геомагнетизм и аэрномия 8, вып. 5.
- Трахтенгерц В. Ю. (1970), Изв. вузов, Радиофизика 13, 884.
- Трахтенгерц В. Ю. (1971), Препринт НИРФИ № 9.
- Трубников Б. А. (1958), ДАН СССР 118, 913.
- Уайлд (1950), Wild J. P., Austr. J. Sci. Res. A3, 541.
- Уайлд, Шеридан, Нейман (1959), Wild J. P., Sherridan K. V., Neuman A. A. Austr. J. Phys. 12, 369.
- Уортон и др. (1969), Wharton C. B. et al, IV, p. 649.
- Файнберг Я. Б. (1968), II, p. 149.
- Файнберг Я. Б. и др. (1965), Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой, «Наукова думка», стр. 7, 36.
- Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д. (1964), ЖЭТФ 47, 1389.
- Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д., Шевченко В. Н. (1969), ЖЭТФ 57, 966.
- Фанченко С. Д. и др. (1964), ЖЭТФ 46, 497.
- Фридман, Хамбергер (1968), Friedman M., Hamburger S. M., Ap. J. 132, 667.
- Фридман, Хамбергер (1969), Friedman M., Hamburger S. M., Solar Physics 8, 104.
- Хамбергер и др. (1969), Hamburger S. M. et al, IV, p. 570.
- Хамбергер, Поли др. (1970), Hamburger S. M., Paul J. H. M. et al, V, p. 64.
- Хамбергер, Янчарик (1971), Hamburger S. M., Jancarik J., Phys. Fluids. Culham. Lab. Prepr. CLM, P-269.

- Харченко И. Ф., Файнберг Я. Б. и др. (1962), Ядерный синтез, Приложение 3, 1101.
- Хьюиш (1970), Hewish A., Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 8, 265.
- Хьюиш и др. (1968), Hewish A. et al, Nature 217, 709.
- Цытович В. Н. (1951), Вестник МГУ, серия физическая 4, 27.
- Цытович В. Н. (1961а), ЖЭТФ 40, 1325.
- Цытович В. Н. (1961б), ЖЭТФ 40, 1775.
- Цытович В. Н. (1962), ЖЭТФ 42, 457.
- Цытович В. Н. (1963), Изв. вузов, Радиофизика 6, 918.
- Цытович В. Н. (1964а), АЖ 41, 992.
- Цытович В. Н. (1964б), ДАН СССР 159, 268.
- Цытович В. Н. (1966а), УФН 89, 89.
- Цытович В. Н. (1966б), АЖ 43, 1016.
- Цытович В. Н. (1967), Нелинейные эффекты в плазме, «Наука».
- Цытович В. Н. (1968), АЖ 45, 1016.
- Цытович В. Н. (1969а), Изв. АН СССР, сер. физическая 33, 1800.
- Цытович В. Н. (1969б), Стохастические процессы в плазме, Препринт ФИАН № 159.
- Цытович В. Н. (1969в), Препринт ФИАН № 161.
- Цытович В. Н. (1971а), Теория турбулентной плазмы, Атомиздат.
- Цытович В. Н. (1971б), Preprint CLM-P-244; Plasma Phys. 13, 741.
- Цытович В. Н. (1971в), Препринт ФИАН № 159.
- Цытович В. Н. (1971г), Препринт ФИАН № 112.
- Цытович, Баки, Тер-Хаар (1970), Tsytovich V. N., Buskее J. W., ter-Haar D., Preprint 26/70, Oxford Phys. Lett. 32A, № 7, 471.
- Цытович В. Н., Каплан С. А. (1968), АЖ 45, 777.
- Цытович В. Н., Каплан С. А. (1972), АЖ 49 (в печати).
- Цытович В. Н., Чихачев А. С., (1969), АЖ 46, 486.
- Цытович В. Н., Чихачев А. С. (1970), АЖ 47, 479.
- Цытович В. Н., Шапиро В. Д. (1965), ЖТФ 35, 1925.
- Цытович В. Н., Шапиро В. Д. (1965), Ядерный синтез 5, 228.
- Цытович В. Н., Шварцбург А. Б. (1966), ЖТФ 36, 1915.
- Чью, Кануто (1969), Chiu H. Y., Caputo V., Phys. Rev. Lett. 22, 415.
- Чью, Кануто (1971), Chiu H. Y., Caputo V., Ap. J. 163, 577.
- Шапиро В. Д., Шевченко В. И. (1968), ЖЭТФ 54, 1187.
- Шафранов В. Д., Сагдеев Р. З. (1960), ЖЭТФ 39, 181.
- Шафранов В. Д. (1963), Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 3, Атомиздат.
- Шейер, Цытович (1970), Scheuer P. A. G., Tsytovich V. N., Ap. Lett. 7, 125.

- Шиндлер (1968), Schindler K., Proc. of Intern. Symp. of Magnetosphere, Washington.
- Шкловский И. С. (1946), АЖ 23, 333.
- Шкловский И. С. (1956), Космическое радиоизлучение, Физматгиз.
- Шкловский И. С. (1960), АЖ 37, 256.
- Шкловский И. С. (1962), Физика солнечной короны, Физматгиз.
- Шкловский И. С. (1965), АЖ 42, 30.
- Шкловский И. С. (1966), Сверхновые звезды, «Наука».
- Шкловский И. С. (1969), Вестник АН СССР № 8, 55.
- Шкловский И. С. (1970а), АЖ 47, 742.
- Шкловский И. С. (1970б), Ар. J. 139, L77.
- Шкловский И. С. (1971), Proc. Conf. on Pulsars and Act. of Supernova Remnants, Rome (1969).
- Шлютер, Бирман (1950), Schluter A., Bierman L., Z. Naturforsch. 5a, 237.
- де Ягер К. (1962), Стресс и динамика атмосферы Солнца, ИЛ.
- Янчарик, Хамбергер (1970), Jancařík J., Hamberger S. M., V, p. 65.
-

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Альвеновские волны, вероятности излучения 258, 259, 410
— —, — комптоновского рассеяния 416, 417
— —, — распадных процессов 425
— —, дисперсионные соотношения 45, 352
— —, затухания декременты 46, 47, 268, 354
— —, коэффициенты нелинейной перекачки 113, 356, 422
— —, неустойчивость 353, 354
— —, скорости 45, 46, 350
— —, спектральные плотности 113, 114, 259, 356
— —, турбулентность 113, 356
Анизотропные функции распределения и плазменные неустойчивости 116—118, 249, 268—270, 353, 354
Аномальная проводимость 107—112, 149—155, 209, 233
Астрофизика плазмы, общее описание 16, 17
Бунемановская неустойчивость 111
Вистлеры в солнечной короне 230
—, вероятности излучения 410
—, — комптоновского рассеяния 416
—, — нелинейного рассеяния 419
—, — распадных процессов 424, 425
—, возбуждение ионным звуком 215
—, дисперсионные соотношения 41
Вистлеры, затухания декременты 42
—, коэффициент нелинейной перекачки 421
—, накопление частиц в ловушках 215
—, ускорение частиц 128, 216
—, энергии плотность 216, 217, 230
Галактические выбросы 240—242, 328—330
Гирочастотные плазмы, вероятности комптоновского рассеяния 414, 415
— —, — нелинейного рассеяния 205, 412, 419
— —, — распадных процессов 425
— —, вероятность излучения 410
— —, дисперсионные соотношения 39, 40
— —, затухания декременты 40
— —, коэффициенты нелинейной перекачки 205
— —, пучковая неустойчивость 205
— —, спектральная интенсивность 206
Дебаевский радиус 31
Дебаевское число 33, 163
Декремент затухания, определение 62, 63, 73, 74
Драйсеровское электрическое поле 107, 110, 111
Излучение волн, общие определения 52—62, 250—259, 260—268, 359, 360, табл. I, IX

- Инкремент раскачки, определение 62, 63, 73, 74
- Инфракрасные источники в ядрах галактик 236—238, 327
- Ионнозвуковые волны в солнечной короне 229
- —, вероятности излучения 410
- —, — комптоновского рассеяния 416
- —, — нелинейного рассеяния 210, 413, 419
- —, — распадных процессов 423, 425
- —, возбуждение вистлеров 215, 229
- —, дисперсионные соотношения 43, 44
- —, замагниченный звук 43—45
- —, затухания декременты 44, 45
- —, инкременты раскачки 108
- —, рассеяние электромагнитных волн 134—135
- —, спектральные плотности 109
- —, турбулентность 106, 107, 109, 210, 229
- —, ускорение частиц 128
- —, усиление электромагнитного излучения 138—140
- —, экспериментальные данные 150, 151
- —, электромагнитное излучение 207, 212—215
- —, энергии плотность 107, 109, 139, 215—218, 230
- Кварзы 237, 322, 325
- Комптоновское рассеяние в ультррелятивистской плазме 347, 348, 355, 356, 360, 361
- —, законы сохранения 277—279, 295, 359, 361
- — на релятивистских электронах 58, 59, 277, 284—297, 301—303, 307, 312, 317
- Конусная неустойчивость 116
- Коэффициент излучения, определение 61
- Ландау затухание 38, 42, 44—46, 59, 60, 74, 122, 123, 351, 346
- Магнитные поля в космосе 29, 30, 223, 224, 232, 321, 330, 334, 384, 388—392
- Магнитозвуковые (быстрые) волны, вероятности распадных процессов 424, 425
- —, вероятность излучения 411
- —, — комптоновского рассеяния 416, 417
- —, дисперсионные соотношения 46, 352
- —, затухания декременты 46
- —, коэффициенты нелинейной перекачки 113, 419
- —, рассеяния электромагнитных волн 134
- —, спектральные плотности 113, 114
- —, турбулентность 113
- Моделирование космических плазменных явлений 157—160
- N-галактики 237
- Нелинейное рассеяние дифференциальное 69, 70, 71, 75, 187—189
- —, законы сохранения 68, 69, 214, 276—279
- — интегральное 69, 77, 78, 189—193, 215
- — на релятивистских ионах 280—282
- — на тепловых ионах 67, 188
- — — электронах 67, 191
- —, определение 66—68, 74
- Плазменная турбулентность (общие определения) в астрофизике 17, 233
- — в ультррелятивистской плазме 348, 356, 386
- —, классификация 18, 19, 87, 89, 90
- —, механизмы возбуждения 115—121, 327

- Плазменная турбулентность, мощность турбулизации 88, 89, 95, 115, 119, 193
- —, спектральные плотности энергии 48, 49, 50, 64, 65
 - —, турбулентный нагрев 122, 123, 132, 153, 154, 207, 347
 - —, ускорение частиц 21, 22, 131, 132
 - —, числа волн 49—51
 - —, экспериментальные данные о излучении 155, 156
 - —, эффективная температура 51
- Плазменные волны (общие определения) в неоднородной плазме 92, 183, 186
- — в ультрарелятивистской плазме 344—346, 350—355
 - —, квантовые эффекты 49, 52, 58, 407, 408
 - —, механизмы возбуждения 52—54, 115—121
 - —, основные параметры 33
 - —, тепловой уровень 64, 65
 - —, частоты 26—28, 344—346, 350
- Поперечные плазмоны в магнитном поле 204
- —, вероятности комптоновского рассеяния 283—285, 414, 415, 423, 424
 - —, — нелинейного рассеяния 71—73
 - —, — распадных процессов 423, 424
 - —, дисперсионные соотношения 37, 344, 345
 - —, коэффициенты нелинейной перекачки 76, 194, 195, 420
 - —, спектральные интенсивности 194, 199, 201, 213
 - —, турбулентность 194
 - —, энергии плотность 199, 200
- Продольные плазмоны (ленгмюровские волны) в магнитном поле 40, 203—206, 223, 224
- — в ультрарелятивистской плазме 344, 345, 351, 352
 - —, вероятности излучения 72—78, 254, 257, 258, 409
- Продольные плазмоны, вероятности комптоновского рассеяния 283—285, 307, 414, 415
- —, — нелинейного рассеяния 71, 75, 280, 412, 418
 - —, — распадных процессов 82, 97, 98, 202, 423—425
 - —, возбуждение электромагнитными волнами 119—121, 327
 - —, дисперсионные соотношения 38, 40, 344, 345, 351
 - —, затухания декременты 38, 265, 267
 - —, коэффициенты нелинейной перекачки 74—78, 187, 190, 348, 420
 - — раскачка пучками 115, 183—185, 269—271, 330
 - — рассеяния электромагнитных волн 134, 135, 137, 185
 - —, спектральные плотности энергии 96, 99, 102, 103, 187, 188, 193, 273
 - —, турбулентность 93—103, 105, 188—203, 210
 - —, ускорение частиц 125, 185, 371
 - —, энергии плотность 100, 101, 120, 185, 191, 199, 212, 219, 230, 272, 292, 293, 296, 308, 310, 318, 347, 348, 356
- Пульсары 334—342, 384—393
- Пучки частиц в астрофизических условиях 218—220, 326—332, 382, 383, 395
- — в межгалактическом пространстве 330
 - —, пккременты раскачки волн 63, 181, 182, 205, 269—271, 291—297
 - —, — релаксации 183, 184, 273, 274
 - —, квазилинейная релаксация 181—185, 218—220, 293, 330
 - —, мощность турбулизации 193
 - —, неустойчивости 115, 117, 205, 270, 271
 - —, стабилизация 185—194, 218—221, 273

- Радиационное сжатие 369, 370, 376
- Радиовсплески II, IV типов 174—177, 225—228
- III, V и U типов 166—173, 201, 202, 217—224
- Радиогалактики 240, 322, 330—332
- Радиолокация Солнца 179—181, 230, 231
- Раскачка электромагнитного излучения в комптоновском рассеянии продольных плазмонов 290—293
- — — — — электромагнитных волн 294—297, 387
- — —, поляризация 303
- — — синхротронной неустойчивостью 261
- — —, стабилизация неустойчивостей 273, 276, 293, 295
- Распадные процессы, вероятности трехплазмонных процессов 80
- —, — четырехплазмонных процессов 85
- —, распад высокочастотных электромагнитных волн 84, 119, 120, 348
- —, слияние продольных плазмонов в поперечную волну 81—83, 97, 202, 213
- Релятивистские электроны в астрофизических объектах 166, 246, 320—332, 343, 384—392
- Сверхновые туманности 342, 393
- Синхротронное излучение, вероятности излучения 56, 250, 255, 358—359
- —, влияние плазмы 252, 254, 255, 261
- —, декремент реабсорбции 260—267, 306
- —, интерпретация наблюдений 321, 322, 384—386
- —, квазилинейная релаксация 274, 275
- — ленгмюровских волн 255, 256
- Синхротронное излучение, неустойчивость на ленгмюровских волнах 265—267, 274
- —, — на электромагнитных волнах 261—265, 274
- —, поляризация излучения 299
- —, спектральная интенсивность 56, 252, 253, 320
- —, стабилизация неустойчивостей 273, 274
- — электромагнитных волн 250—253, 359
- Солнечная атмосфера, плазменные частоты 28, 163
- Столкновение частиц 32, 55, 110, 163, 209, 306
- Температура астрофизической плазмы 31, 163
- Томсоновское рассеяние 57
- Тормозное излучение 52—55, 303, 304, 307, 357—363
- Турбулентные котлы 305, 308, 309, 314—317, 327, 328, 370—372, 376—379
- Ударные волны 154, 155, 208—215, 225—227, 232
- Ускорение заряженных частиц в космическом пространстве 231, 395—398
- — — в солнечной короне 207, 231—233
- — —, диффузионное уравнение 123, 124, 184, 314, 376—378
- — —, инкременты релаксации 124—126, 273—275
- — —, коэффициенты диффузионного ускорения 125, 185, 216, 275, 311—313, 370, 374—376
- — —, спектры космических лучей 395, 396
- — —, экспериментальные данные 144, 145
- — — электромагнитным излучением 373—376, 395, 396

- Функции распределения частиц** 247—249, 314—317, 350, 354, 364, 377
- Хромосферные вспышки** 164—166, 231—233
- Циклотронное излучение** 36, 56, 129, 358, 359, 372, 373, 388—392
— **рассеяние** 361—363, 367, 389—392
- Черенковское излучение** 52—54, 257—259, 267
- Электромагнитные волны в плазме, вероятности излучения** 55—57, 424—426
— — — —, — **комптоновского рассеяния** 58, 288, 301—303, 307, 344—346, 360—368, 397, 414—417
— — — —, — **нелинейного рассеяния** 140, 280—282, 405—407, 413—415, 417
— — — —, — **распадных процессов** 83, 84, 133, 202, 213, 307, 348, 423—425
— — — —, — **возбуждение плазменной турбулентности** 119—121, 327
- Электромагнитные волны в плазме, дисперсионные соотношения** 34, 344, 355
— — — —, **затухания декременты** 36, 262, 263, 282—290, 306, 307, 366, 367
— — — —, **поляризация** 34, 35, 298—303, 358, 360
— — — —, **рассеяние в турбулентной плазме** 132—137, 308
— — — —, **спектральная интенсивность и плотность излучения** 84, 119, 140, 199—202, 213, 215, 223, 226, 235—245, 275, 280—290, 295, 304, 319, 320, 340, 341, 348, 364, 365, 372, 373, 390
— — — —, **уравнение переноса** 132, 133, 136, 140, 141
— — — —, **усиление при распространении в турбулентной среде** 138—140
— — — —, **эксперимент по излучению турбулентной плазмы** 155, 156
— — — —, **энергии плотность** 120, 274, 293, 296, 297, 310, 348
- Ядра галактик** 234—245, 327, 328, 398