

К. БАРНЕТ · М. ХАРРИСОН

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ • ПЛАЗМА

Перевод с английского

Под редакцией В.И. ПИСТУНОВИЧА



МОСКВА
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
1987

Барнет К., Харрисон М. Прикладная физика атомных столкновений. Плазма: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987. 432 с.

Приведено полное и систематическое изложение физики атомных столкновений в плазме и их роли в плазменных процессах. Рассмотрены вопросы диагностики высокотемпературной плазмы и нагрева плазмы быстрыми частицами. Отдельные главы посвящены пристеночной плазме, включая взаимодействие плазмы со стенками и особенности атомных явлений в горячей плотной плазме, характерной для термоядерного синтеза с инерционным удержанием.

Для научных работников и специалистов в области физики плазмы.
Табл. 6. Ил. 207. Библиогр. 1216

Рецензент Б.Б. Кадомцев

C.F. BARNETT, M.F.A. HARRISON
APPLIED ATOMIC COLLISION PHYSICS
PLASMAS

Academic Press, Inc., 1984

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Предлагаемая вниманию читателя книга "Прикладная физика атомных столкновений" вышла в свет под редакцией известных специалистов в области атомной физики Ч. Барнета (США) и М. Харрисона (Великобритания). Направленность книги во многом определяется общей тематикой монографии: показать роль атомных столкновений в физических и химических явлениях, протекающих в различных средах. Поэтому ценность настоящей монографии заключается прежде всего в том, что в одном издании сосредоточена значительная часть известного в настоящее время материала по возможному и действительному влиянию атомных столкновений на процессы, протекающие в высокотемпературной плазме. Более того, здесь впервые в наиболее полном объеме рассмотрена роль атомных процессов в термоядерной плазме, т.е. в балансе частиц и энергии в основной горячей плазме термоядерного реактора-токамака и в пристеночной относительно холодной плазме, контактирующей с первой стенкой реактора и диверторными пластинами или лимитером. В книге проведено систематическое описание процессов в пристеночной плазме токамака, включая вопросы взаимодействия плазмы со стенкой и обратное влияние стенки на параметры плазмы.

Обсуждаются вопросы использования перезарядки ионов примесей на инжектируемых атомах водорода с учетом каскадных процессов в спектроскопической диагностике плазмы. Единым образом рассмотрены эффекты, обусловленные влиянием плотной горячей плазмы на излучающий атом (ион). Детально проанализированы результаты расчетов характеристик ионов с использованием различных моделей, позволяющих найти распределение микрополей в плазме. Во всех разделах книги ощущается стремление авторов провести, где это возможно, сравнение выводов теории с экспериментальными результатами. При переводе книги были исправлены очевидные ошибки и опечатки.

Хочется отметить, что уровень цитирования работ советских авторов в данной монографии достаточно высок, но тем

не менее вне поля зрения авторов книги остались, на наш взгляд, достаточно существенные для рассматриваемого круга проблем следующие работы.

Вопросы теории плазмы: Сб. статей/ Под ред. М.А. Леонтовича, Б.Б. Кадомцева М.: Энергоиздат, 1982. Вып. 12.

Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. М.: ВИНТИ, 1982. Вып. 3.

Перевод книги выполнен В.А. Абрамовым (гл. 3, 8, 9, 15), Ю.Л. Игитхановым (гл. 2, 4, 14), А.С. Кукушкиным (гл. 1, 10–13) и И.Б. Семеновым (гл. 5–7).

В.И. Пистунович

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Исследования в области управляемого термоядерного синтеза ставят серьезные и многочисленные задачи как перед учеными, так и перед инженерами, но работы в этой области облегчаются благодаря высокому уровню международного сотрудничества, которое существует начиная с исследований, проводившихся в конце 50-х годов.

По мере возрастания уровня понимания проблем, связанных с созданием термоядерного реактора, международное сотрудничество усиливалось. Особенно хорошо это продемонстрировала деятельность международной рабочей группы ИНТОР (Международный токамак-реактор). Начиная с 1979 г. в Вене под эгидой МАГАТЭ группы специалистов из СССР, США, Японии и Евратома работали совместно с целью создания концептуального проекта реактора, основанного на концепции токамака.

Атомные процессы играют важную и разнообразную роль в современных термоядерных исследованиях и в долгосрочной программе, связанной с разработкой реактора. Настоящий перевод книги "Прикладная физика атомных столкновений. Плазма" и выпуск в свет этой книги Энергоатомиздатом позволяет сделать доступной важную информацию для многих специалистов, занимающихся термоядерным синтезом.

В настоящую книгу включены обзорные статьи, в которых рассматривается роль атомных процессов в различных термоядерных установках. Она была написана по предложению покойного сэра Г. Месси, который был обеспокоен тем, что при наличии многочисленных обзорных статей по основным вопросам физики атомных столкновений информация, существенная для исследований установок термоядерного синтеза, рассеяна в литературе и в некоторых случаях является устаревшей. Поэтому редакторы книги считали своей главной задачей исправить эти упущения.

Авторы статей, включенных в книгу, хотели бы поблагодарить своих советских коллег за их квалифицированный труд, который сделал возможным появление этого русского издания.

М. Харрисон
Март 1987 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

С начала исследований по управляемому термоядерному синтезу (УТС) атомные и молекулярные физические процессы играют существенную роль в нагреве, охлаждении, потерях, диагностике и моделировании высокотемпературной плазмы. Вероятность, или сечение, атомного столкновения примерно на 10 порядков величины больше, чем аналогичная величина для термоядерной D–T-реакции. Поэтому в последние 30 лет были предприняты большие усилия, чтобы минимизировать или вовсе исключить те атомные процессы, которые оказывают неблагоприятное воздействие на плазму, например излишнее охлаждение плазмы в токамаке за счет излучения на многозарядных ионах примеси вольфрама. В данной книге "Прикладной физики атомных столкновений" рассматриваются те атомные процессы, которые были важны в исследованиях по УТС в последние 30 лет.

Существуют два различных подхода к созданию термоядерного реактора: магнитное удержание и инерционное удержание. Поскольку исследования по инерционному удержанию начались на несколько лет позже, чем по магнитному, количество работ по атомным процессам в плотной горячей плазме ($10^{22} - 10^{26} \text{ см}^{-3}$) довольно ограничено. По этой причине большинство глав данной книги посвящено исследованиям, касающимся плазмы, удерживаемой магнитным полем. Глава 1 представляет собой историческую сводку исследований по УТС с кратким описанием подходов и усилий, предпринимавшихся в изучении плазмы как с магнитным, так и с инерционным удержанием. В гл. 2 и 4 приведено общее обсуждение основных концепций и свойств удержания и нагрева плазмы. Глава 3 содержит введение в теорию атомных столкновений, приводящих к появлению возбужденных квантовых состояний и высокоионизированных атомов примесей. Наибольший вклад в исследования по УТС сделан в области диагностики. Без применения методов и знаний, появившихся в атомной физике, наше понимание физики высокотемпературной плазмы было бы все еще в зачаточном состоянии. В гл. 5–9 рассмотрены различные диагностические темы: спектры излучения, лазерное рассеяние, электронное циклотронное излучение, пучки быстрых частиц и тормозное излучение.

Вероятно, самая большая проблема, с которой сталкиваются при получении устойчивой, долгоживущей, горячей плазмы, — это проблема введения в плазму энергии, превышающей энергию потерь за счет излучения и переноса частиц. До настоящего времени наиболее успешным методом

был нагрев пучками нейтронов, формирование, транспортировка и термализация коротких описаны в гл. 11. Поддержание горения D–T-реакции в плазме должно основываться на нагреве α -частицами, который обсуждается в гл. 13. В последние несколько лет стала понятной важность пристеночной области для удержания плазмы. Пристеночная плазма, а также взаимодействие плазмы со стенкой обсуждаются в гл. 14. Наконец, в гл. 15 показано, что роль атомной физики в горячей плотной плазме совершенно другая, нежели в горячей разреженной плазме, присущей установкам с магнитным удержанием.

К. Барнет

Глава 1. ВВЕДЕНИЕ

Барнет

1.1. РАЗВИТИЕ АТОМНОЙ ФИЗИКИ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

С начала активных работ по УТС в 1951–1952 гг. атомная физика играла существенную роль в нагреве, охлаждении, моделировании и диагностике высокотемпературной плазмы. Важность атомных процессов в плазме лучше всего проиллюстрировать, рассмотрев сечения процессов, обеспечивающих выделение и потери энергии в дейтерий-тритиевой (D–T)- плазме с температурой 10 кэВ. Сечение термоядерной D–T-реакции составляет около 10^{-24} см², тогда как сечение атомных процессов, приводящих к потерям энергии, порядка 10^{-15} см². Поскольку атомные сечения примерно на 10 порядков величины больше соответствующих термоядерных сечений, необходима исключительная осторожность, чтобы минимизировать потери энергии и частиц.

История термоядерных исследований полна примеров того, как расчет на использование атомных процессов для создания высокотемпературной плазмы оборачивался ограничением плотности и температуры плазмы подобными же процессами. В 50-е годы задачи атомной физики были сосредоточены в основном на создании и удержании плазмы в открытых магнитных ловушках, причем роли атомов примеси, поступающих в плазму с окружающей стенки, уделялось мало внимания. Вслед за рассекречиванием программы УТС в 1958 г. на II Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии¹ Теллер [38] предостерегал, что примеси могут иметь катастрофическое влияние на поведение плазмы. Помимо увеличения тормозного и линейчатого излучений при наличии примесей работает и другой механизм – перезарядочные столкновения атомов металла, распыленных со стенки и поступающих в плазму, с ионами плазмы. Быстрые нейтральные атомы, образующиеся в этих столкновениях, будут пересекать магнитные силовые линии и ударяться в стенку, распыляя ее и вызывая лавинообразный процесс. Чтобы избавиться от проблем такого рода, в [36] предложено использовать дивертор, чтобы предотвратить попадание примесей со стенки в плазму. В этой концепции магнитный поток из цилиндрического слоя, расположенного снаружи некоторой магнитной поверхности, окружающей горячую

¹ В 1956 г. И.В. Курчатов впервые в Харуэлле (Великобритания) сообщил о работах по УТС, ведущихся в СССР, чем положил начало рассекречиванию работ в этой области. – *Прим. ред.*

плазму, с помощью дополнительных магнитных катушек выводится в сторону от границы плазмы. Атомы примеси попадают на эти выведенные магнитные поверхности и ионизируются. Образующиеся ионы уходят вдоль магнитных силовых линий на приемные пластины, расположенные во внешней вакуумной камере. Таким образом, число частиц, падающих на стенку, сильно уменьшается. В настоящее время диверторная конфигурация осуществляется в экспериментах с тороидальной плазмой. Более подробно дивертор обсуждается в гл. 14.

Большая часть усилий в работах по открытым ловушкам в 1950-е годы была направлена на создание плазмы с помощью инъекции молекулярных ионов или нейтральных частиц водорода с большой энергией, которые захватываются в заданной области в результате необратимых столкновений и удерживаются в течение времени, достаточного для их термализации. В экспериментах на DCX-1 в Ок-Ридже ионы H_2^+ с энергией 600 кэВ инжестировались в простую конфигурацию с магнитными пробками и диссоциировали на угольной дуге плотностью порядка 10^{14} см^{-3} . Приблизительно 30 % ионов H_2^+ диссоциировали за один проход через дугу. Теория предсказывала, что перезарядочные потери H^+ в сильно ионизированной углеродной плазме дуги будут малыми. Однако эксперименты показали большие потери частиц при многократном прохождении H^+ через дугу, что наводило на мысль, что сечение процесса $H^+ + C^{3+} \rightarrow H^0 + C^{4+}$ составляет примерно $10^{-17} - 10^{-18} \text{ см}^2$. В последующих экспериментах использовалась диссоциация H_2^+ на остаточном газе и на дейтериевой дуге. В экспериментах на установке ОГРА в СССР для захвата ионов H_2^+ использовался как остаточный газ, так и литиевый дуговой разряд. В экспериментах на установках ALICE (лаборатория им. Лоренца, США) и RHENIX (Харуэлльская лаборатория, Великобритания) в пробкотрон инжестировались атомы H^0 или D^0 , а захват осуществлялся с помощью поля Лоренца ($v \cdot H$), приводящего к ионизации атомов, находящихся в ридберговских состояниях или в возбужденных на высокие уровни n . Эксперименты указывали на то, что при токе инъекции выше некоторого критического значения I_c остаточный газ мог быть полностью ионизован. Потери из-за перезарядки снизились бы до нуля, и плотность плазмы росла бы экспоненциально со временем. Критический ток в этом случае составил

$$I_c = \sigma_{ex} v V / (4\sigma_T \lambda^2),$$

где σ_{ex} — сечение перезарядки; σ_T — сечение диссоциации или ионизации; v — скорость инжеструемых частиц; V — объем плазмы; λ — средняя длина пробега захваченного иона до ухода из ловушки. Хотя были достигнуты времена удержания в несколько секунд, во всех экспериментах плотность плазмы не превышала $10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Эти значения максимальной плотности были результатом потерь частиц за счет атомных столкновений или неустойчивостей плазмы.

В экспериментах с тороидальной плазмой, включая токамаки, стеллараторы и пинчи, атомные процессы были не столь важными по сравнению с устойчивостью плазмы и "аномальными" потерями частиц и энергии. В эксперименте с тороидальным пинчем ZETA в Великобритании приме-

си, идущие со стенок, обуславливали большое сопротивление плазмы. Сообщалось о примесях в гелиевой плазме, достигающих 30 % всей плотности плазмы [10]. На стенках камеры наблюдались ярко светящиеся пятна, приводящие к интенсивным вспышкам излучения из плазмы. Эти пятна, известные ныне как униполярные дуги, появлялись в результате взаимодействия плазмы со стенкой. Наблюдалось коротковолновое рентгеновское излучение, испускаемой "убегающими" электронами. Согласно классическим представлениям при возрастании температуры электронов плазмы сечение кулоновских столкновений, обеспечивающих передачу энергии ионам плазмы, уменьшается пропорционально $T_e^{3/2}$. Соответственно уменьшается и сопротивление плазмы. В таких системах электроны ускоряются электрическим полем при каждом обходе тора. При уменьшении сечения столкновений энергия электрона быстро возрастает. Во многих тороидальных экспериментах энергия электронов достигала нескольких мегаэлектронвольт. В современных экспериментах стремятся минимизировать условия для убегания электронов путем тщательного контроля параметров плазмы. В ранних экспериментах с тороидальной плазмой использование физики и техники атомных процессов было необходимо для определения параметров и свойств плазмы. Тормозное излучение и отношения яркости различных линий использовались для определения электронной температуры, а спектры линейчатого излучения — для определения плотности примесей и ионной температуры по доплеровскому уширению и электронной плотности.

В начале 60-х годов для описания состояния плазменных исследований был характерен пессимизм. Плазма подвергалась насущности неустойчивостей, казавшихся универсальными, и многие исследователи полагали, что проблема неустойчивости плазмы не поддается решению. Эта мрачная картина была развеяна в 1967 г., когда Л.А. Арцимович сообщил на III Международной конференции по физике плазмы и УТС, что в СССР в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова на токамаке Т-3 получена устойчивая высокотемпературная плазма [3]. Сопротивление плазмы было "аномальным", что, как было показано позже, явилось результатом поступления большого количества примесей с диафрагмы и стенки камеры.

При температуре плазмы 1–2 кэВ атомы с большим Z только частично могут быть ободраны и являются, таким образом, источником потерь энергии на излучение. Неблагоприятное воздействие ионов с большим Z на свойства плазмы было проиллюстрировано на токамаке ORMAK в Ок-Ридже (США). Измерения показали, что от 40 до 80 % излучаемой мощности определяется ионами вольфрама с зарядовыми состояниями 29–34 [26]. В этот же период времени на установке PLT (Пристон, США) было замечено, что профиль электронной температуры плазмы может иметь провал в центре шнура [23]. Этот провал объясняется охлаждением плазмы за счет излучения вольфрама из зарядовых состояний 19–34. Расчеты с использованием модели среднего иона показали, что концентрация вольфрама на уровне всего $5 \cdot 10^{-4}$ электронной плотности сделала бы невозможным зажигание термоядерной реакции [28]. Начиная с экспериментов на установках Т-3, ORMAK и PLT особое вни-

мание уделялось исключению контактов всех материалов с большим Z с горячей плазмой.

Плазма в токамаках, стеллараторах и пинчах с обращенным полем нагревалась традиционно пропусканием через нее тока. При электронной температуре 1–2 кэВ такой нагрев становится неэффективным, и для увеличения температуры плазмы до желаемого уровня следует использовать другие методы. Чтобы обеспечить дополнительный нагрев, были разработаны многомегаттные системы инжекции нейтралов H^0 и D^0 . На токамаке PLT при инжекции пучка нейтральных частиц мощностью 2,4 МВт в чистую от вольфрама плазму плотностью $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ионная температура увеличилась до 6,5 кэВ. Инжекция пучков нейтральных частиц открыла новую область применения атомных процессов в термоядерных исследованиях. Эти процессы включают в себя столкновения при малых энергиях в источниках положительных и отрицательных ионов, нейтрализацию ионов, транспортировку интенсивных пучков нейтральных частиц, проникновение пучка в плазму и термализацию пучка в результате кулоновских столкновений.

В 1974 г. Отдел исследований по УТС в ERDA (США) [14] организовал совещание, чтобы определить атомные данные, необходимые для термоядерных исследований, и наметить способы их получения. Совещание рекомендовало увеличить в 10 раз финансирование работ по атомной физике, включая изучение квантовой структуры высокоионизованных атомов (длины волн, энергетические уровни, вероятности переходов); получение данных по сечениям, относящихся к нагреву, охлаждению, моделированию и диагностике плазмы; получение фундаментальных данных по взаимодействию плазмы с поверхностью; оценку и сбор данных, относящихся к термоядерным исследованиям. Из опубликованной в той области науки литературы видно, что атомная физика получила огромный импульс — полное число статей по этой тематике в 1975 — 1980 гг. составило примерно 2400 (возросло от 160 в 1975 г. до 530 в 1980 г.).

В отличие от исследований по магнитному удержанию, программа работ по инерционному удержанию существует только в последнее десятилетие. Поскольку плотность плазмы достигает нескольких граммов в 1 см^3 при температуре около 1 кэВ, неудивительно, что некоторые проблемы атомной физики здесь уникальны [22]. Значительная часть работ в атомной физике направлена на создание и транспортировку интенсивных лазерных, ионных и электронных пучков, которые используются для сжатия мишени. В последние 10 лет достигнут значительный прогресс в понимании атомных процессов, участвующих в передаче энергии пучка мишени в процессе сжатия. Вероятно, наиболее важную роль атомная физика играет в диагностике плазмы высокой плотности. Инструментом для определения свойств плазмы является оптическая спектроскопия линейчатого излучения при переходах сильно ободренных ионов и тормозного излучения.

1.2. ПОДХОДЫ К ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ

Подробное обсуждение роли атомной физики в термоядерных исследованиях требует практического знания основных положений и терминологии, включая бесконечный список акронимов, используемых для описания различных термоядерных установок. В данном параграфе будет приведено краткое описание прошлых и современных подходов, нацеленных непосредственно на создание энергетического термоядерного реактора. Детальный исторический обзор, включающий описание установок для исследований по УТС, читатель может найти в первой части монографии под редакцией Теллера [39]¹.

За последние 30 лет в попытках создать работающий термоядерный реактор развиты две основные концепции: магнитное удержание и инерционное удержание. В концепции магнитного удержания высокотемпературная плазма удерживается в заданном объеме давлением магнитного поля $B^2/(8\pi)$, противодействующим давлению плазмы $2nkT$, где n и T — плотность и температура плазмы соответственно, k — постоянная Больцмана. Отношение давления плазмы к давлению магнитного поля в вакууме известно как параметр β . Очевидно, максимальное значение β в концепции магнитного удержания есть единица. Поскольку эта величина пропорциональна удельной мощности, выделяющейся в плазме, предпринимались большие усилия для создания магнитных конфигураций, обеспечивающих максимальные значения β (более подробно о β см. в гл. 2).

Основные проблемы, с которыми сталкиваются во всех устройствах с магнитным удержанием, включают в себя нагрев плазмы, удержание энергии и частиц, подпитку топливом, контроль примесей, равновесие и устойчивость плазмы. Для каждой из этих проблем необходимо найти решение, и только тогда можно рассчитывать на получение устойчивой реакторной D—T-плазмы с электронной температурой 10 кэВ, плотностью 10^{14} см⁻³ и временами удержания порядка 1 с. До сих пор главным препятствием в достижении этих параметров плазмы являются неустойчивости либо гидродинамической (МГД), либо кинетической природы.

В схеме с инерционным удержанием импульс энергии в виде лазерных, электронных или ионных пучков падает на D—T-мишень. Мишень быстро (за время порядка 10^{-9} с) сжимается за счет абляции и нагревается в процессе сжатия до термоядерных температур. В инерционном удержании доминируют две проблемы: поглощение энергии мишенью и создание лазеров или источников быстрых частиц достаточной мощности, чтобы нагреть мишень. Энергия должна быстро поглощаться на периферии мишени, чтобы предотвратить преждевременный прогрев и последующее разрушение внутренней части мишени до достижения температуры зажигания реакции. Мощность пучка, необходимая для создания требуемых параметров плазмы в реакторе, оценивается значением 10^{14} Вт.

¹ В советской литературе первый детальный анализ исследований по программе УТС был опубликован Л.А. Арцимовичем в 1961 г., см. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961. — *Прим. ред.*

Плазма с магнитным удержанием делится на две категории. В одной категории систем магнитные силовые линии являются замкнутыми в области удержания. Представители таких систем — это токамаки, стеллараторы, пинчи с обращенным полем и гофрированные торы.

К другому классу относятся открытые системы, в которых силовые линии выходят из области удержания (например, пробкотроны и θ -пинчи). В конце 60-х годов советские ученые достигли больших успехов в удержании высокотемпературной устойчивой плазмы с малым β в токамаке. После этого до сих пор в лабораториях всего мира основным направлением исследований являются конфигурация типа токамак.

Системы с тороидальной геометрией. 1. *Токмаки.* Основные идеи удержания плазмы в токамаке были сформулированы в 1950 г., а первый экспериментальный токамак был запущен в 1955 г. в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова в СССР [8, 35, 37].

Этот первый токамак был сконструирован с изолирующей фарфоровой камерой. Взаимодействие плазмы со стенкой вызывало большое поступление примесей кислорода и углерода в плазму. Позже на токамаках Т-1 и Т-2 предпринимались попытки снизить уровень примесей с помощью установки прогреваемого лайнера из нержавеющей стали и диафрагмы — механического ограничителя, сделанного из материала, выдерживающего высокую температуру, который выступает на 1–2 см от стенки. В идеале диафрагма предотвращает взаимодействие плазмы со стенками. На III Международной конференции по физике плазмы и УТС в Новосибирске Л.А. Арцимович объявил, что на токамаке Т-3 в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова [3] получена температура электронов 1000 эВ, ионная температура 400–500 эВ и средняя плотность плазмы $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Приведенное значение электронной температуры было встречено всем сообществом физиков плазмы весьма скептически. Между значениями температуры, полученными из диамагнитных измерений и из измерений сопротивления плазмы, было большое расхождение. Сопротивление плазмы было названо "аномальным" в том смысле, что оно не пропорционально $T_e^{-3/2}$. Неопределенности в измерениях разрешились после совместных усилий группы из Калэмской лаборатории (Великобритания) и Института атомной энергии им. И.В. Курчатова. С помощью метода томсоновского рассеяния лазерного пучка было подтверждено значение температуры 1000 эВ. Позднее было показано, что диамагнитный сигнал мог искажаться распределением убегающих электронов и что причиной аномального сопротивления плазмы являются примеси. Успех токамаков Т-3А и ТМ-3 способствовал быстрой переделке стелларатора С в Принстоне в токамак ST, который подтвердил результаты ТМ-3. Вскоре после этого токамаки получили широкое распространение по всему миру¹.

За последнее десятилетие, вероятно, наиболее важное продвижение в исследовании плазмы токамака связано с использованием мощных пучков нейтральных атомов для дополнительного нагрева плазмы. Пер-

¹ Историю развития исследований на советских токамаках можно найти в обзоре В.С. Мухоматова, см. Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы: Сб. статей/ Под ред. В.Д. Шафранова. М.: ВИНТИ, 1980. — *Прим. ред.*

вые эксперименты с пучковым нагревом на токамаках CLEO (Великобритания), TFR-400 в Фонтней-Розе (Франция), ATC в Принстоне и ORMAK в Ок-Ридже показали, что энергичные захваченные ионы удерживаются в течение времени, достаточного для передачи энергии частицами плазмы, и что нагрев ионов плазмы до температуры зажигания действительно возможен. В конце 70-х годов в токамак PLT в Принстоне была введена мощность 2,5 МВт в виде пучков нейтральных частиц, что позволило поднять ионную температуру до рекордного значения 7,1, а электронную — до 3,5 кэВ [15].

Очевидной системой с замкнутыми магнитными силовыми линиями является простой тор с вложенными магнитными поверхностями. Однако такая система неустойчива по двум причинам. Во-первых, магнитное поле тора спадает вдоль большого радиуса R . Другими словами, магнитное поле больше на внутренней стороне малого диаметра, чем на внешней. Таким образом, магнитное давление на внутренней стороне тора стремится вытолкнуть плазму наружу, в направлении увеличения R . Во-вторых, электроны и ионы плазмы дрейфуют в противоположных направлениях. Электроны имеют тенденцию накапливаться сверху или снизу малого сечения шнура, а положительно заряженные ионы — с противоположной стороны. Это разделение зарядов порождает электрическое поле, вызывающее дрейфовое ($E \times B$) движение ионов на стенку камеры. Если обеспечить скручивание магнитного поля (вращательное преобразование), то электроны могут перетекать вдоль магнитных силовых линий в область положительного заряда, закорачивая тем самым электрическое поле. Вращательное преобразование используется для стабилизации плазмы как в токамаках, так и в стеллараторах.

Исчерпывающие обзоры исследований на токамаках были опубликованы в [2, 9, 19, 20].

На рис. 1.1 показана схема токамака. Плазма удерживается сильным тороидальным магнитным полем B_T , создаваемым катушками тороидального поля. Ток плазмы I_p , наведенный индуктором, создает полоидальное магнитное поле B_p , которое при наложении на тороидальное магнитное поле образует силовые линии, обвивающие тор по спирали. Эта схема обеспечивает вращательное преобразование, как показано на рис. 1.2. Для того чтобы удержать плазму в центре вакуумной камеры, надо приложить третье поле B_v в вертикальном направлении (на рис. 1.1 не показано). В ранних токамаках вертикальное поле создавалось токами изображения в хорошо проводящем кожухе, окружающем плазму. Во всех современных токамаках имеется набор внешних витков, создающих вертикальные поля для стабилизации и управления положением шнура. Условие устойчивости плазмы в токамаке имеет вид $q = B_T a / (B_p R) > 1$, где a — малый радиус плазмы.

Ток I_p , протекающий через плазму, не только создает требуемое вращательное преобразование, но также нагревает плазму. При чисто омическом нагреве температура плазмы ограничена значением 1–2 кэВ. Таким образом, необходимо использовать дополнительный нагрев плазмы, например путем инъекции и захвата пучка нейтральных атомов. В настоящее время предпринимаются значительные усилия по осуществлению

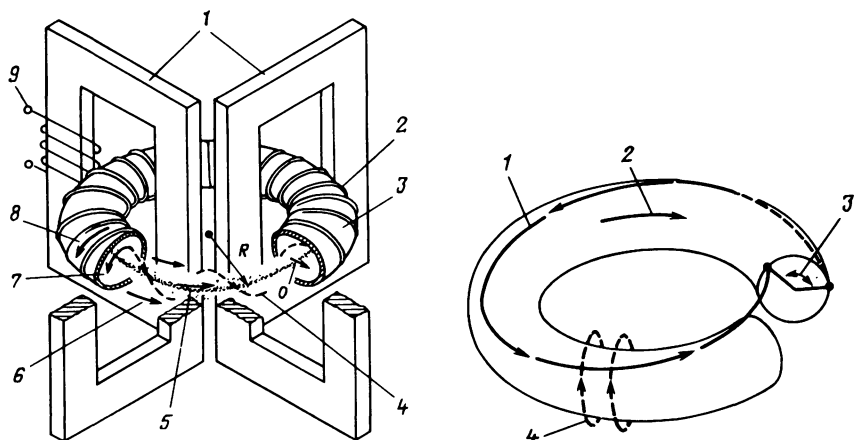


Рис. 1.1. Установка токамак с железным сердечником индуктора:

1 – сердечник индуктора; 2 – катушка тороидального поля; 3 – металлическая проводящая стенка; 4 – результирующее поле; 5 – продольный ток; 6 – тороидальное поле; 7 – полоидальное поле; 8 – ток, создающий тороидальное поле; 9 – источник полоидального поля

Рис. 1.2. Плазма токамака – иллюстрация угла вращательного преобразования:

1 – магнитная силовая линия; 2 – ток плазмы; 3 – угол вращательного преобразования; 4 – полоидальное поле

дополнительного нагрева с помощью ВЧ-полей в виде альфвеновских волн, гармоник ионного циклотронного резонанса, нижнегибридных волн и гармоник электронного циклотронного резонанса. Существуют еще несколько методов: адиабатическое сжатие, турбулентный нагрев и, конечно, нагрев α -частицами после достижения температуры зажигания.

Поскольку ток в плазме поддерживается действием индуктора, токамак является в принципе нестационарным устройством, что создает дополнительные трудности при проектировании термоядерного реактора. Чтобы избежать импульсной работы установки, предпринимаются попытки поддерживать ток плазмы после установления устойчивой плазменной конфигурации путем генерации тока пучками нейтралов, инжектированных в тороидальном направлении, или вкладывания ВЧ-мощности в высокоэнергетичный "хвост" функции распределения электронов плазмы. Некоторый успех достигнут при использовании каждого из этих двух методов.

В течение последних 25 лет достигнут существенный прогресс в понимании физики плазмы токамака. Начиная с первого токамака с малым радиусом 13, большим радиусом 80 см, $I_p = 100$ кА, $B_T = 1,5$ Тл и электронной температурой в несколько десятков электронвольт, установки выросли до современного токамака TFTR в Принстоне с малым радиусом плазмы 0,85, большим радиусом 2,5 м, $I_p = 2,5$ МА, $B_T = 5$ Тл и ионной температурой, которая может приближаться к 10 кэВ при нагреве пучками нейтралов. Другие установки такого же класса, которые

начнут работать в середине 80-х, — это JET (объединенный европейский токамак) в Калэме, JT-60 в Японии и T-15 в СССР¹. Есть надежда, что проблемы неустойчивости срыва, примесей и нестационарной работы будут решены на установках этого поколения.

2. *Стеллараторы.* В 50-е годы концепция магнитного удержания плазмы в стеллараторе развивалась под руководством Спитцера в Принстоне [36]. Было построено пять экспериментальных установок, начиная с ряда стеллараторов В и кончая стелларатором С в 1968 г. Ранние эксперименты на стеллараторе В подтвердили теоретические предсказания относительно удержания отдельных частиц. В 60-е годы стеллараторы получили распространение во многих странах. В частности, были пущены установки Л-1 и TOP-1 в ФИАНе и "Ураган-1" в Харьковском физико-техническом институте СССР; Wendelstein I и II в Гархинге, ФРГ; Proto-Cleo в Калэме, Великобритания. Плазма, создаваемая в этих установках, характеризовалась аномальными потерями, вызываемыми либо неустойчивостями, либо процессами перезарядки с примесями. Результаты, полученные на стеллараторе С в Принстоне, описаны в [40]. В [29, 34] опубликованы обзоры исследований на установках типа стелларатор. В подборке статей в специальном выпуске журнала IEEE Transactions on Plasma Science [27] рассмотрены исследования на стеллараторах и планы на будущее. В настоящее время работают следующие стеллараторы: Wendelstein VII A в ФРГ; Heliotron E в университете в Киото, Япония; "Ураган-III" в Харькове, СССР; JIPPT II — в Нагоя, Япония; Л-2 в ФИАНе, СССР. Результаты, полученные на этих установках, показывают, что удержание в стеллараторах не хуже, чем в токамаках сравнимого размера.

В отличие от токамака, который зависит от тока, протекающего через плазму, чтобы обеспечить стабилизирующее поле, в стеллараторе вращательное преобразование создается током во внешних специальных обмотках, расположенных вокруг вакуумной камеры. Для наглядного представления конфигурации магнитного поля в стеллараторе лучше всего рассмотреть поле, создаваемое током, текущим в одном проводнике, закрученном по спирали вокруг плазмы. Такая конфигурация создает тороидальную B_T , полоидальную B_p и вертикальную B_v компоненты магнитного поля. Если параллельно первому проводнику положить второй проводник с током, текущим в противоположном направлении, то компоненты B_T и B_v уничтожаются, оставляя только компоненту B_p . Для создания удерживающего тороидального поля необходимо расположить вокруг тора дополнительный набор круглых катушек. Конструкции обычных стеллараторов включают наборы спиральных обмоток с токами, текущими в противоположных направлениях, чтобы создать требуемое вращательное преобразование. Схематическое изображение гексапольного поля, создаваемого шестью проводниками с током, показано на рис. 1.3. На рисунке не показаны круглые катушки, создающие поле B_T . Симметрия магнитной поверхности, образованной катушками

¹ В настоящее время в мире работают три крупных токамака TFTR, JET и JT-60. — *Прим. ред.*

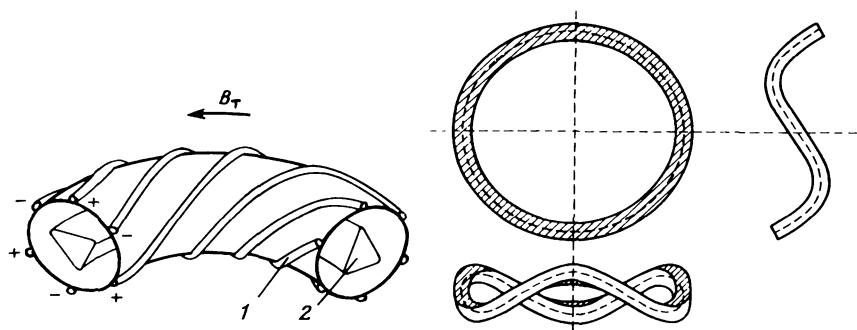


Рис. 1.3. Схематическое изображение трехзаконного ($l = 3$) гексапольного стелларатора:

1 – спиральная обмотка; 2 – магнитная поверхность

Рис. 1.4. Модульная катушка трехзаконного торсатрона [21]

внешнего поля, характеризуется числом l . Как видно в малом поперечном сечении плазмы, катушки на рис. 1.3 создадут плазму треугольной формы с $l = 3$.

Альтернативным методом создания вращательного преобразования является скручивание тора с уходом от плоской геометрии, образующее конфигурацию типа восьмерки, как было сделано на стеллараторе В-1 в Принстоне [12]. Если во всех спиральных витках пустить токи в одном направлении, то результирующее поле будет иметь все три компоненты B_T , B_p и B_y . Для того чтобы уничтожить нежелательную компоненту B_y , необходимо добавить отдельный набор обмоток. Плазменные установки такого типа известны как торсатроны. Модулируя шаг спиральных обмоток, можно уничтожить вертикальное поле и получить "совершенный" торсатрон. Если к торсатрону добавить тороидальное поле, то получится система, которая получила название "гелиотрон".

Определенное преимущество систем типа стелларатора или торсатрона состоит в том, что обмотки, создающие магнитное поле, могут быть модульными. Такая концепция не только устраняет большие механические нагрузки, стягивающие витки к центру, но также способствует дистанционному ремонту. Модульную катушку можно получить путем скручивания и изгибания круглой катушки, как показано в трех проекциях на рис. 1.4. Установленные вокруг тора катушки такого сорта создают геометрию плазменного шнура с $l = 3$, подобную изображенной на рис. 1.3. В модульных катушках нет результирующего тороидального тока и, следовательно, нет вертикального поля. Системы с модульными катушками спроектированы для торсатрона IMS в Висконсинском университете [1].

В плазме стеллараторов нет тока, поэтому неустойчивость срыва или другие токовые неустойчивости отсутствуют. Ранние стеллараторы работали с током в режиме токамака для достижения умеренной температуры плазмы. Типичные значения параметров плазмы получались следующими:

плотность $(5 \cdot 10^{12} - 10^{13}) \text{ см}^{-3}$, электронная температура 300–750 эВ, ионная температура 50–250 эВ. Для того чтобы максимально использовать преимущества стеллараторов, надо создать низкотемпературную плазму без омического нагрева и затем нагреть ее с помощью либо инъекции нейтральных частиц, либо ввода ВЧ-мощности. В нескольких экспериментах эти методы были использованы и дали хорошие результаты. Типичными значениями параметров равновесной плазмы в установке Heliotron E при использовании нагрева на электронном циклотронном резонансе с мощностью 200 кВт были $T_e \approx 200 \text{ эВ}$, $n_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_i \approx 100 \text{ эВ}$. Инъекция пучков нейтральных частиц в плазму стелларатора Wendelstein VII A позволила достичь средней плотности $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 600 \text{ эВ}$, $T_i \sim 800 \text{ эВ}$ [32]. Однако параметры плазмы были ограничены поступлением примесей. Стеллараторы должны в принципе иметь преимущество перед токамаками по части управления примесями, поскольку их магнитная конфигурация позволяет иметь дивертор. Модульные стеллараторы являются по сути установками с модульными диверторами.

Хотя стеллараторы имеют много преимуществ перед токамаками, у них есть и недостатки. Асимметрия плазмы вызывает трудности в теоретических расчетах. Кроме того, магнитное поле используется неэффективно и, следовательно, приводит к удорожанию установок. Опыт показывает, что стеллараторы являются жизнеспособной альтернативой для проекта термоядерного реактора.

3. *Пинчи с обращенным полем.* Плазма линейного пинча может быть образована в газе между двумя электродами при прикладывании электрического поля и пропускании большого тока между электродами. Ток возбуждает азимутальное или полоидальное магнитное поле, которое отжимает разряд от окружающих его стенок камеры. Пинч имеет место только в том случае, если магнитное поле тока превосходит некоторое критическое значение. При линейной геометрии, как в этом случае, энергия плазмы теряется на электродах, понижая электронную температуру плазмы. Кроме того, распыление электродов плазмой поставляет в разряд ионы и атомы примесей. Помещение пинчевого разряда в тороидальное магнитное поле устраняет потери энергии через торцы на электроды.

В экспериментах с пинчами с обращенным полем использована геометрическая конфигурация, подобная описанной ранее для токамака.

Тороидальное поле создается внешними катушками. При разряде быстрой батареи конденсаторов через первичную обмотку трансформатора в плазме возбуждается быстро возрастающий ток, текущий в тороидальном направлении. Плазма является вторичной обмоткой трансформатора. Импульсия и сжатие под действием быстро возрастающего полоидального поля стягивают и нагревают плазму. После того как в плазме возбуждается ток и плазма стягивается, направление тока во внешних катушках тороидального поля меняется на обратное за время, малое по сравнению с обратным инкрементом неустойчивости. Следовательно, внешнее поле направлено противоположно магнитному полю, захваченному в плазме. Устойчивость обеспечивается вращательным преобразова-

нием, проистекающим из сочетания B_T и B_p , а также большим широм магнитного поля в такой конфигурации. Равновесие обеспечивается хорошо проводящим металлическим кожухом, окружающим плазму. Время удержания плазмы ограничено временем, в течение которого захваченный магнитный поток вытекает или диффундирует из области удержания. Теоретический обзор удержания в пинчах с обращенным полем опубликован в [11]. Авторы [5, 9] написали общие обзоры.

Плазма в пинчах с обращенным полем похожа на плазму в токамаке тем, что в установках обоих типов устойчивость обеспечивается током в плазме, создающим вращательное преобразование магнитного поля, тогда как равновесие достигается с помощью проводящего кожуха или внешнего вертикального поля. В токамаках $B_T \gg B_p$, а в пинчах с обращенным полем $B_p \geq B_T$. Для устойчивости плазмы в токамаке необходимо, чтобы ток в плазме был меньше некоторого критического значения, в то время как в пинче с обращенным полем на ток в плазме не накладывается никаких ограничений, что позволяет использовать большие токи для омического нагрева. Согласно предсказаниям теории для нагрева плазмы до зажигания в пинче с обращенным полем может оказаться достаточно омического энерговыделения, имплозии и сжатия без использования каких-либо дополнительных методов нагрева. Плазма в пинчах с обращенным полем устойчива при значениях $\beta = 0,5$ или даже больших. Первой установкой типа пинча с обращенным полем был стабилизированный пинч ZETA в Харуэлльской лаборатории, Великобритания [10]. На ранних стадиях работе мешали неустойчивости и высокий уровень примесей в плазме. Через несколько лет после начала работы на установке ZETA было найдено, что если увеличить давление газа (H_2) в камере до 0,1–0,4 Па, то магнитное поле перестраивается таким образом, что первоначально турбулентная плазма становится спокойной. Эта спокойная плазма характеризовалась значительно меньшим уровнем флуктуаций и возрастанием электронной температуры в 2 раза. Кроме того, уменьшилось сопротивление плазмы, что указывало на снижение содержания примесей. Позже было обнаружено, что переход из неустойчивого состояния в устойчивое происходил в результате генерации плазмой обращенного тороидального поля на краю шнура. Это явление было названо самообращением в отличие от программируемого обращения, используемого в современных пинчах с обращенным полем.

Несколько малых ($a < 10$ см) пинчей с обращенным полем повысили уровень знаний о пинчевых разрядах за последнее десятилетие.

В число этих установок входят НВТХ-1 в Калэме, ZT-1 и ZT-2 в Лос-Аламосе, Eta-Beta I в Падуе и ET-TPEI в Токио. В этих разнообразных экспериментах электронная температура была ограничена излучением примесей. Пинчи с обращенным полем умеренного ($a > 10$ см) размера работают в настоящее время в Лос-Аламосе (ZT-40), Падуе (Eta-Beta II) и Калэме (НВТХ-1А). Некоторая вариация идеи пинча с обращенным полем воплощена в установке ОНТЕ в лаборатории General Atomic, США. Здесь для лучшего управления вращательным преобразованием вокруг тора установлена спиральная обмотка. Возможность получения плазмы с большим β в пинчах с обращенным полем делает их при-

влекательными в качестве кандидата для создания термоядерного реактора.

4. *Гофрированный тор.* Одним из решений, позволяющих плазме избавиться от торцов в ловушках с магнитными пробками, является объединение нескольких простых пробкотронов в замкнутый тор. Отдельные частицы, выходящие из одной пробки, попадают в соседнюю и теряются в идеале только за счет радиальной диффузии поперек магнитного поля. Однако такая геометрическая конфигурация неустойчива по отношению к простым возмущениям желобкового типа. В конце 60-х годов серия экспериментов с электронным циклотронным нагревом в простой ловушке с магнитными пробками показала, что в средней плоскости ловушки может образовываться кольцо из горячих электронов. Электронные кольца были устойчивы при температуре электронов около 1 МэВ и значении β порядка 0,5. Такое кольцо создавало поле с минимумом B или магнитную яму, положительный градиент магнитного поля которой обеспечивал условия, необходимые для устойчивости плазмы.

Следующим шагом в серии усовершенствований было экспериментальное доказательство того, что устойчивое кольцо и плазму можно сформировать и в ловушке с наклоненными пробками. Устойчивое кольцо было сформировано с магнитными пробками, наклоненными под углом 15° . Тем самым было показано, что плазма с магнитными пробками и многими электронными кольцами была бы устойчива в тороидальной конфигурации. Авторы [13] сделали обзор теории и развития концепции гофрированного тора, а также экспериментов. Установка ЕВТ-1 была построена в Ок-Ридже путем соединения 24 катушек, создающих магнитные пробки, в один тор. Максимальное магнитное поле было 1,3 Тл при продольном пробочном отношении 2. Чтобы нагреть и удержать кольцо горячих электронов, каждая отдельная ловушка помещалась в микроволновый резонатор, запитываемый от источника с частотой 10,6 ГГц, соответствующей частоте электронного циклотронного резонанса. Тороидальная компонента плазмы нагревалась за счет электронных столкновений в кольце, а также нерезонансной ВЧ-мощности на частоте 18 ГГц. В результате получалась устойчивая плазма с плотностью 10^{12} см $^{-3}$ и электронной температурой 100–300 эВ. Установка ЕВТ-1 была преобразована в ЕВТ-S, работающую при больших напряжениях поля и использующую 200 кВт мощности на частоте 28 ГГц для нагрева плазмы. Реакторы на основе гофрированного тора создают стационарную плазму; это единственные крупные плазменные установки с такими характеристиками. В Нагое, Япония, построен и работает второй гофрированный тор НВТ.

Открытые системы. 1. *Ловушки с магнитными пробками.* Эксперименты по удержанию плазмы с использованием открытых систем с магнитными пробками проводились с начала 50-х годов. Исчерпывающие обзоры как теоретических, так и экспериментальных разработок написаны авторами [6, 16, 31]¹. В простом пробкотроне две магнитные катуш-

¹ Иоффе М.С., Кадомцев Б.Б. Удержание плазмы в адиабатических ловушках// Успехи физ. наук. 1970. Т. 100. Вып. 4. С. 601–639.

ки разнесены на расстояние по крайней мере диаметра катушки. Конфигурация магнитного поля показана на рис. 1.5, где поле в центре (или в средней плоскости) B_C меньше поля в плоскости катушки B_M . При движении электронов и ионов плазмы вдоль силовых линий из центральной области слабого магнитного поля в направлении более сильного поля их ларморовские радиусы становятся меньше. Так как магнитный момент $\mu = mv_{\perp}^2/B$ является адиабатическим инвариантом и постоянен, перпендикулярная компонента скорости v_{\perp} возрастает, в то время как параллельная уменьшается. В некоторой точке вся параллельная компонента скорости перейдет в v_{\perp} , и частица отразится. Можно показать, что минимальный угол между направлением скорости захваченной частицы и магнитной осью определяется выражением

$$\sin^2 \Theta_m = B_C/B_M = 1/R_M,$$

где R_M — так называемое пробочное решение. Зависящая от пробочного отношения величина Θ_m определяет конус потерь, и все частицы, движущиеся под углом меньшим Θ_m к магнитной оси, будут потеряны с торцов ловушки. Примерами ранних установок с простыми пробочными ловушками являются DCX в Ок-Ридже, ОГРА и ПР в СССР и Table Top I в Ливерморре.

Системы типа простого пробкотрона в принципе неустойчивы. Во всех точках между катушками магнитные силовые линии выпуклы. При возрастании давления плазмы силовые линии имеют тенденцию выгибаться или растягиваться, пока плазма не выбросится на стенку в радиальном направлении. Кроме того, отрицательный градиент магнитного поля в направлении наружу может вызывать так называемую желобковую или перестановочную неустойчивость. Если плазма слегка сместится от магнитной оси, то ионы и электроны будут дрейфовать в противоположных направлениях, приводя к разделению зарядов. Результирующее электрическое поле, скрещенное с полем B , вызывает в простом пробочном поле с отрицательным градиентом дрейф плазмы наружу к стенкам камеры.

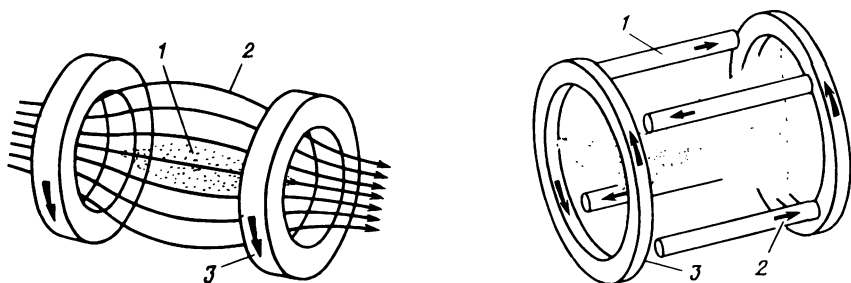


Рис. 1.5. Простая система с магнитными пробками:

1 — плазма; 2 — силовые линии; 3 — ток в катушке

Рис. 1.6. Простой пробкотрон с палками Иоффе:

1 — квадрупольная обмотка; 2 — ток в обмотке; 3 — пробочные катушки

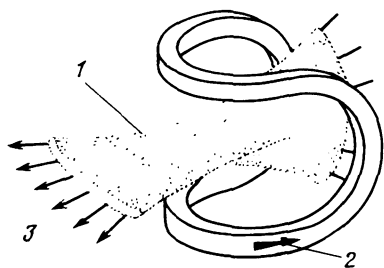


Рис. 1.7. Бейсбольная обмотка:
1 – плазма; 2 – ток в обмотке;
3 – силовые линии

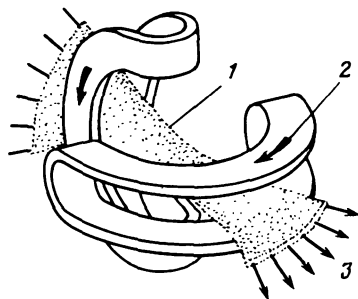


Рис. 1.8. Обмотка инь-янь:
1 – плазма; 2 – ток в обмотке;
3 – силовые линии

Радиальные потери плазмы из-за неустойчивостей частично устраняются наложением квадрупольного или более высокого порядка мультипольного поля на симметричную конфигурацию с магнитными пробками. В пробкотроне ПР-6 в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова в Москве вокруг плазмы азимутально-симметрично были расположены проводники, или так называемые палки Иоффе¹, параллельные магнитной оси [4], как показано на рис. 1.6. Токи в соседних "палках" текут в противоположных направлениях. Конфигурация магнитного поля этого типа дает положительный градиент в радиальном направлении и известна как "поле с минимумом B ". Включение палок Иоффе в эксперименте на ПР-6 увеличило время удержания частиц в 5 раз. Объединение катушек пробкотрона с палками Иоффе в одну катушку породило бейсбольную обмотку, показанную на рис. 1.7. (Эта терминология происходит из сходства геометрической формы обмотки и швов на мяче для бейсбола.) В попытка лучше использовать поле с минимумом B были изобретены катушки типа инь-янь, которые схематически показаны на рис. 1.8. Преимущество таких катушек перед бейсбольной обмоткой состоит в том, что они могут настраиваться отдельно. Установки, в которых использованы системы с минимумом B для улучшения удержания плазмы и подавления неустойчивостей, включают в себя PHOENIX II и MTSE II в Калэме; ПР-6 и ПР-7 в Москве; Десса II в Фонтенее; ALICE, Table Top II, Тоу Тор и 2X в Ливерморе. Во всех этих экспериментах в отсутствие неустойчивостей удержание частиц ограничено кулоновскими столкновениями, которые рассеивают ионы и электроны в конус потерь. Одной из ключевых проблем в системах с минимумом B является устранение потерь через торцы.

Для уменьшения потерь через торцы в последние 10 лет была развита концепция ловушки с двойными пробками. В плазме, удерживаемой магнитными пробками, электроны имеют гораздо большую скорость,

¹ Это название происходит от имени советского физика М.С. Иоффе, впервые предложившего использовать их для стабилизации желобковой неустойчивости в открытой ловушке в 1960 г. – Прим. ред.

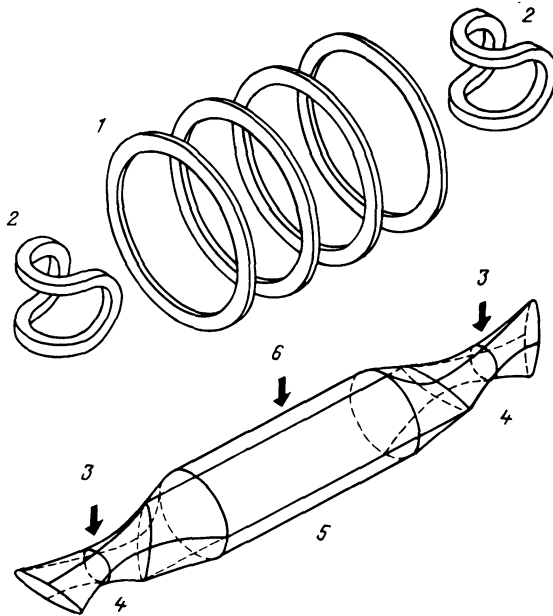


Рис. 1.9. Многопробочная амбиполярная ловушка:

1 – соленоид; 2 – бейсбольная обмотка; 3 – пучки нейтральных частиц; 4 – торцевая ловушка; 5 – центральная часть; 6 – подпитка газом

чем ионы. Таким образом, электроны будут уходить из области удержания быстрее, приводя к появлению положительного объемного потенциала, называемого амбиполярным потенциалом. В амбиполярной ловушке с двойными пробками плазма в длинном центральном соленоиде удерживается на торцах с помощью запирающих ловушек с бейсбольными обмотками [17]. Основная идея состоит в том, чтобы создать в запирающих ловушках плазму с плотностью n_p , много большей плотности плазмы в центральной части n_c . Из-за большей плотности плазмы амбиполярный потенциал в концевых ловушках будет выше, чем в центральном соленоиде. Двигаясь в направлении запирающих ловушек, ионы встречают возросший положительный потенциал и испытывают электростатическое отражение. Типичная многопробочная конфигурация и плазма в ней показаны на рис. 1.9. При инъекции (током 500 А) атомов водорода в концевые ловушки в Ливерморской установке ТМХ была получена электростатическая разность потенциалов 300 В. В том же эксперименте время удержания частиц было увеличено на порядок величины по сравнению с тем, что было без инъекции в концевые ловушки. В установках с магнитными пробками проблемы, связанные с примесями, не столь серьезны, как в тороидальных системах. Это счастливое стечение обстоятельств объясняется двумя причинами: ионы примесей с той же энергией, что и атомы водорода, рассеиваются в конус потерь гораздо быстрее, и добавление амбиполярного потенциала плазмы легко

выбрасывает низкоэнергичные ионы примесей. В экспериментах на токамаке ТМХ содержание примесей было низким и всего 10 % энергии плазмы терялось на излучение примесей. В настоящее время теория улучшения удержания плазмы с помощью амбиполярных потенциалов проверена и подтверждена экспериментами на двух установках — ТМХ, как описано выше, и GAMMA-6 в Цукубе, Япония.

Амбиполярный потенциал в запирающих ловушках не только зависит от плотности ионов, но также возрастает с увеличением электронной температуры. В многопробочной системе, изображенной на рис. 1.9, идет свободный обмен электронами между центральным соленоидом и запирающей ловушкой, и между двумя областями может быть только небольшая разность потенциалов. В идеале решением было бы изолировать концевые ловушки от центральной части. Исходя из этого была предложена концепция теплового барьера, в которой между центральным соленоидом и запирающей ловушкой добавляются сильное пробочное поле и область слабого поля [6]. Для создания высокого амбиполярного потенциала в запирающих ловушках можно использовать электронный циклотронный нагрев. Кроме того, для поддержания требуемой высокой плотности используются интенсивные пучки нейтральных частиц. При высокой температуре электронов n_p можно уменьшить, снижая энергию и интенсивность пучка. Если удастся найти способ "откачки" или уменьшения плотности плазмы в центральной ловушке, то потенциал плазмы уменьшится, тем самым будут удержаны электроны и обеспечена термоизоляция запирающих ловушек от центральной части. Для проверки концепции теплового барьера предназначены строящиеся установки ТМХ-U, Ливермор; GAMMA-10, Цукуба и TARA Массачусетский технологический институт. В установке ТМХ-U тепловой барьер создается путем инжекции пучков нейтральных частиц под углом 45° к магнитной оси. Захваченные ионы отражаются и "плещутся" между максимумами B , вызывая уменьшение плотности в средней плоскости. Чтобы предотвратить заполнение провала в плотности (и связанной с ним потенциальной ямы) медленными положительными ионами, под углом 15° к оси инжектируются пучки нейтральных частиц. Медленные ионы в этой области теряются в результате перезарядки, а образующиеся быстрые положительные ионы легко уходят через торцы ловушки. В программе открытых ловушек были и будут использованы новые идеи, чтобы устранить или минимизировать торцевые потери, не ухудшая устойчивости плазмы.

Следует упомянуть о попытках минимизировать потери через торцы, используя концепцию открытой ловушки с обращенным полем [18]. Удержание в продольном направлении достигается за счет магнитного поля, создаваемого током, текущим в плазме. В начале 60-х годов на установке Astron в Ливерморе предпринимались попытки обращения поля путем введения в плазму сильного тока электронов. Токи могут возникать также при инжекции нейтральных частиц и захвате атомов в столкновениях с плазмой мишени. Захваченные ионы вращаются в виде кольца и порождают собственное магнитное поле. Если это собственное поле удастся сделать большим, чем поле ловушки, то результирующее поле меняет знак и создается объем, в котором силовые линии замыкают-

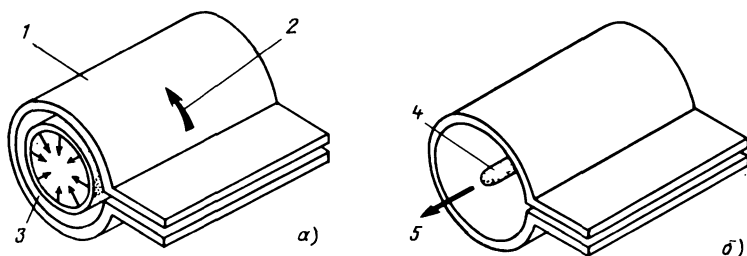


Рис. 1.10. Поперечное сечение плазмы в начале фазы сжатия (а) и сигарообразная сжатая плазма (б) в тета-пинче:

1 — одновитковая катушка; 2 — ток; 3 — слой плазмы, движущийся внутрь; 4 — сжатая плазма; 5 — струя вытекающей плазмы

ся на себя, образуя эллиптический тор. Попытки достичь обращения поля на установке 2XIII в Ливерморе не увенчались успехом. Эта установка преобразована в установку Beta II для проверки принципа обращенного поля.

2. Тета-пинчи. Схема тета-пинча показана на рис. 1.10. Конденсаторная батарея разряжается на одновитковую катушку, которая создает быстро возрастающее продольное магнитное поле. Это поле заставляет плазменный шнур сжиматься, образуя пинч. Плазма в тета-пинче устойчива при плотности на уровне 10^{17} см^{-3} . За счет нагрева первоначальной ударной волной и последующим сжатием получена температура в несколько килоэлектрон-вольт. Однако время удержания плазмы составляет всего несколько микросекунд и определяется главным образом потерями через торцы. Хотя для устранения этих потерь были предложены различные схемы — увеличение длины устройства до нескольких метров, помещение пинча в магнитное поле с пробками, запирающие ВЧ-полем, электростатическое удержание, использование газовых подушек или металлических стенок на торцах — большие скорости столкновительного рассеяния при плотностях $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ создают непреодолимые трудности. При этих плотностях большинство методов неэффективно.

Ранние эксперименты с тета-пинчами были проведены на серии длинных тета-пинчей SCYLLA в Лос-Аламосе. Хотя удавалось сформировать устойчивую, плотную, высокотемпературную плазму, время удержания было всегда низким. Исследования линейных тета-пинчей проведены также в лабораториях всего мира.

Наиболее претенциозной попыткой создания тета-пинча в тороидальной конфигурации была установка SCYLLAC в Лос-Аламосе. Однако тороидальные неустойчивости не позволили получить высокотемпературную устойчивую плазму. В настоящее время тета-пинчи в качестве концепции термоядерного реактора котируются невысоко.

Инерционное удержание. Основы физики создания высокотемпературной плазмы с помощью инерционного удержания обсуждаются в гл. 2 и 15 этой книги. Ниже приведено только беглое описание инерционного удержания для того, чтобы познакомить читателя с некоторыми проблемами и состоянием исследований в этой области. Имеется несколько обзор-

ров по развитию технологии лазерных систем [24] и систем с импульсными ионными пучками [25]. Состояние исследований по инерционному удержанию на 1982 г. резюмировано автором [33].

Для образования термоядерной плазмы в методе инерционного удержания мишень из смеси дейтерия и трития сжимается до высокой плотности за счет абляции внешней поверхности. Обычно конструкция мишени состоит из внешнего слоя пластмассы или стекла, промежуточного слоя какого-то тяжелого элемента и центрального ядра из D-T-топлива. Когда пучки большой мощности падают на сферическую мишень, внешняя поверхность нагревается. Происходит абляция, которая приводит к движению промежуточного слоя внутрь и сжатию мишени до плотности $10^{25} - 10^{26} \text{ см}^{-3}$. После сжатия время D-T-реакции, определяемое диаметром сжатой плазмы, температурой и плотностью, должно быть больше, чем время распада плазмы.

Большое внимание следует уделять вопросу передачи энергии (в виде лазерного, ионного или электронного пучка) плазме. Сферическая мишень должна освещаться однородно, что требует множества пучков, воздействующих с разных сторон. Как и в магнитном удержании, при сжатии таблетки могут развиваться неустойчивости. Эти неустойчивости ускоряют ионы и электроны до высоких энергий, приводя к преждевременному нагреву D-T-смеси. Прогрев вызывает расширение объема D-T-смеси, нейтрализуя сжатие топлива. В лазерных экспериментах по инерционному удержанию прогрев минимизируют, подбирая длину волны лазера, профилируя лазерный импульс во времени и меняя структуру внешних слоев мишени. В последнее десятилетие основная часть исследований была направлена на разработку технологии источников энергии. В этот период были разработаны мощные сфокусированные пучки лазерного излучения, ионов и электронов. Согласно оценкам, для производства полезной энергии нужен уровень мощности 10^{14} Вт (3–5 МДж за 10^{-8} с).

Большинство лазерных систем представляют собой лазеры на неодимовом стекле (1,05 мкм) либо газовые лазеры на CO_2 (10,6 мкм). Первыми лазерами в Ливерморе были системы Argus и Shiva на неодимовом стекле. Система Shiva состояла из 20 пучков с выходной энергией 10–20 кДж. За этим последовал Nova — лазер на неодимовом стекле, состоящий из 40 пучков с энергией 200–300 кДж и уровнем мощности, превышающим $2 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$. Как было видно из экспериментальных данных, поглощение мощности мишенью возрастало при уменьшении длины волны лазера. Поэтому была построена двухпучковая лазерная система Novette с удвоением частоты для работы на длине волны 0,53 мкм.

В Лос-Аламосе основное внимание уделялось разработке импульсных лазеров большой мощности на CO_2 . Первым лазером был 8-пучковый Helios, за которым последовала 72-пучковая система Antares на 100 кДж. В Рочестерском университете в начале 80-х годов была введена в эксплуатацию 6-пучковая система Beta с лазером на неодимовом стекле. Эта система выросла в 24-пучковую систему Omega. В Японии лазеры на неодимовом стекле используются в Осацком университете, где начали с системы Gekko-4, работающей на длине волны 1,05 либо

0,53 мкм. В список лазеров входят также GM-II и 8-пучковый Gekko-8. В настоящее время самым мощным лазером в Японии является 12-пучковая система Gekko-12, развивающая $4 \cdot 10^{13}$ Вт. Лазеры большой мощности на неодимовом стекле используются также в ФИАНе в Москве.

Несколько установок было построено для дальнейшего изучения влияния длины волны на поглощение. В Гархинге работает йодный лазер (1,3 мкм) Austerix III, дающий 2 кДж в одном пучке. В Резерфордской лаборатории в Великобритании работают над созданием лазеров на разреженных парах галогенов, работающих в ультрафиолетовом диапазоне.

Системы с электронными и ионными пучками первоначально разрабатывались в Соединенных Штатах в лаборатории в Сандиа, Военно-морской лаборатории и Корнелльском университете. В Европе эта работа сосредоточена в Карlsruэ, ФРГ. Первые результаты показали, что энергия пучка электронов может быть эффективно передана мишени. Однако, поскольку пробег электронов в веществе велик, электроны пронизывали внешний слой и прогревали D-T-смесь. Одним из первых экспериментов в Сандиа была установка с электронным пучком Proto I в 1975 г., модернизированная в 1977 г. в 12-пучковую Proto II. Планировалось создание 36-пучковой установки EBFA, но прежде чем строительство было завершено, проект превратили в установку с 36 пучками легких ионов PBFA, способную развить мощность $3 \cdot 10^{13}$ Вт при токе 1 МА Н⁺.

В Беркли и Брукхейвене были проведены расчеты и предложены проекты ускорения тяжелых ионов (например, Hgⁿ⁺) линейным ускорителем или синхротроном до очень высоких энергий перед воздействием на мишень.

1.3. АТОМНАЯ ФИЗИКА В ТЕРМОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Успешное проведение программы термоядерных исследований требует понимания ограничений и характеристик плазмы в современных системах с магнитным и инерционным удержанием для того, чтобы более крупные установки будущего можно было создать на основе правильной динамики плазмы. Для анализа механизмов нагрева и охлаждения плазмы и переноса частиц, а также для применения и развития диагностической техники необходимо знать большое количество атомных и молекулярных данных. В сущности понимание поведения плазмы в значительной мере зависит от знания атомных процессов.

С учетом всех зарядовых состояний легких и тяжелых ионов и атомов примесей в плазме число требуемых для описания плазмы сечений или скоростей реакций огромно. Для этого созданы и применяются новые экспериментальные методы исследований и вычислительные методы. Полные сечения относительно легко можно было измерить, пропуская пучок ионов или атомов через неподвижный газ. Для определения сечений или скоростей ионизации электронов, возбуждения и рекомбинации для многозарядных ионов пришлось усовершенствовать аппаратуру, работающую на скрещенных пучках. Были изобретены и построены ионные источники, производящие многозарядные ионы в большом количестве. Для работы в условиях более высокого вакуума усовершенст-

вованы камеры рассеяния. Чтобы получить информацию о более высоких зарядовых состояниях, используется высокотемпературная плазма, получаемая в токамаках или тета-пинчах, что требует детальной информации о пространственном и временном распределении параметров плазмы. Для получения информации о свойствах плазмы используется оптическая спектроскопия. Использование плазмы, создаваемой мощными лазерами, вакуумных разрядов и возбуждения при прохождении пучков частиц из ускорителя через фольги позволило с помощью спектроскопии высокого разрешения не только определить разрешенные и запрещенные переходы, но и измерить вероятности переходов или силы осцилляторов в высокоионизованных ионах.

За прошедшие годы накоплены надежные данные как по атомной структуре, так и по сечениям или скоростям столкновений. Есть еще много белых пятен, но продолжается интенсивная работа по обеспечению полной базы данных для ионов примесей, находящихся при нормальных условиях в плазме, и для решения множества проблем, ограничивающих наше понимание деталей поведения водорода в плазме с магнитным и инерционным удержанием.

Наиболее важную роль в понимании свойств и динамики плазмы играет диагностика, основанная на атомной физике. На всем протяжении истории термоядерных исследований для определения сорта ионов примеси и их концентрации использовалась спектроскопия резонансного излучения.

В настоящее время как на токамаках, так и в открытых ловушках в качестве дополнительного нагрева плазмы используются пучки нейтральных частиц.

В последние несколько лет была осознана важность пристеночной плазмы для контроля примесей, и ее стали интенсивно исследовать. Кроме того, существует проблема удаления частиц гелия после термализации α -частиц (проблема "наработанного гелия").

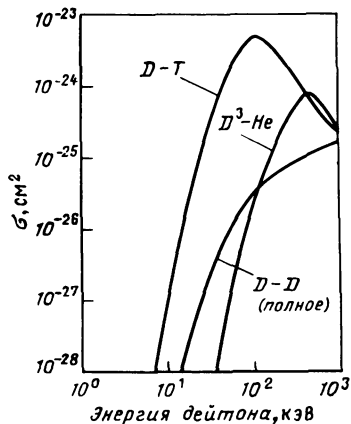
Глава 2. ОСНОВЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Харрисон

2.1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования в области управляемого термоядерного синтеза (УТС) охватывают широкий круг как чисто теоретических, так и прикладных дисциплин, включая инженерные и технологические разработки. Ниже дано краткое описание основных проблем, связанных с УТС, и рассмотрена роль атомных процессов в термоядерной плазме. Изложение носит обзорный характер, по конкретным вопросам читатель отсылается к специальной литературе и оригинальным работам. Основные идеи, лежащие в основе создания УТС, а также описание некоторых первоначальных направлений исследований и достижений можно найти в [1, 3, 12, 16]. Полезные сведения о новейших исследованиях в этой области могут быть почерпнуты из обзоров [4, 8, 11, 19]. Однако самая свежая и непосред-

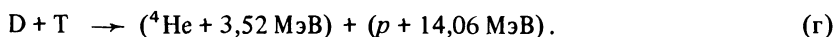
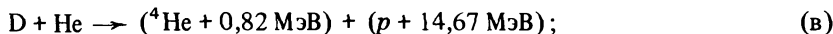
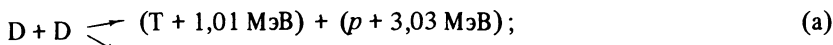
Рис. 2.1. Зависимость сечения реакции синтеза с участием дейтерия от энергии дейтона



редственная информация о современном состоянии научных исследований по УТС и связанных с ним практических задач изложена в отчетах МАГАТЭ (Международного агентства по атомной энергии), выполненных в рамках проекта ИНТОР (Международного реакторотокмака) [6]. В этих отчетах формулируются цели и ставятся задачи к каждой последующей стадии на пути практической

реализации термоядерного реактора на основе токамака. В настоящее время существуют множество и других концептуальных проектов термоядерных реакторов. Их описание можно найти в [13, 14].

Во всех этих проектах источником энергии является ядерная энергия, которая определяется дефектом массы двух сталкивающихся ядер (931 МэВ/а.е.м.). При столкновении легких ядер уменьшение массы происходит в результате реакции синтеза. Таким образом высвобождается энергия связи при столкновении тяжелых изотопов водорода между собой, а также протонов или дейтронов с изотопами гелия, лития и бора. Поскольку, однако, во всех реакциях синтеза участвуют по два заряженных ядра, вероятность их сближения и слияния оказывается незначительной, если они не имеют достаточной кинетической энергии для преодоления кулоновского отталкивания. С точки зрения как этой энергии, которую необходимо сообщить сталкивающимся частицам, так и доступности топлива наибольший интерес представляют реакции с участием дейтерия. В природе этот изотоп встречается в большом количестве, приблизительно 1/6500 к обычному водороду, и может быть легко выделен из воды. По скромным оценкам, запасов дейтерия в морской воде достаточно для того, чтобы удовлетворить мировые потребности в энергии в течение по крайней мере 10^9 лет. Кроме того, уровень потребления дейтерия в предполагаемых реакторах таков, что не приведет к опасному истощению этого изотопа в природе. Ниже приведены наиболее важные реакции с участием дейтерия:

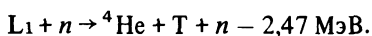


Обе D-D-реакции происходят почти с равной вероятностью. Зависимость сечения этих процессов от энергии дейтона показана на рис. 2.1.

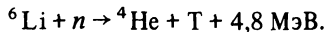
Максимальное значение сечения D–T-реакции приблизительно в 50 раз превосходит суммарные сечения для D–D-реакции по обоим каналам (а)+(б). Оно соответствует энергии около 100 кэВ, что много меньше соответствующей энергии для реакций D–D и D–³He. Энергия, выделяемая в D–T-реакциях (17, 58 МэВ), почти в 5 раз превышает энергию, выделяемую в каждой D–D-реакции. Эти свойства дают преимущество D–T-смеси при выборе топлива для термоядерного реактора, несмотря на то, что тритий радиоактивен и в природе его нет. (Время полураспада трития составляет 12,4 года, и он испускает β-частицы со средней энергией 5,4 кэВ.)

2.2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА НА СМЕСИ D–T

Поскольку в реакторе происходит выгорание трития, последний должен включать устройство для его воспроизводства. В проектах предусматривается компенсация трития в процессе поглощения термоядерных нейтронов в литиевом бланкете. Неупругие столкновения высокоэнергетичных нейтронов с наиболее распространенным изотопом ⁷Li приводят к реакции размножения



Образующиеся в этой реакции медленные нейтроны принимают участие в реакции с выходом трития



Ожидается, что чистый выход трития будет несколько превышать один тритон на каждый падающий нейтрон даже при учете потерь нейтронов и их поглощения в элементах конструкции бланкета. Полный процесс воспроизводства является экзотермическим, т.е. он сопровождается выделением энергии в дополнение к термоядерной энергии синтеза. Таким образом, в каждом акте синтеза на D–T суммарный выход энергии составляет около 20,1 МэВ.

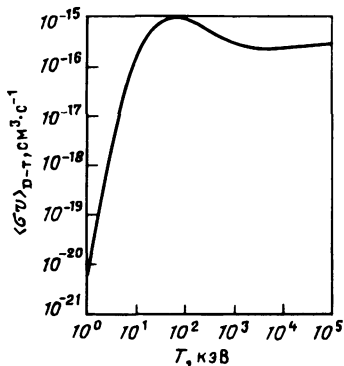
Скорость выделения термоядерной энергии в конкретной установке зависит от распределения плотности и температуры частиц топлива в активной зоне реактора.

Основные идеи могут быть проиллюстрированы на примере однородной горячей смеси, состоящей из равной концентрации дейтерия и трития и имеющей максвелловское распределение частиц по скоростям. Число реакций в единицу времени в единице объема K_F равно

$$K_F = n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{D-T} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (2.1)$$

где $\langle \sigma v \rangle_{D-T}$ – скорость реакции, т.е. произведение сечения реакции на относительную скорость сталкивающихся частиц, усредненное по максвелловскому распределению, соответствующему температуре плазмы. На рис. 2.2. приведена зависимость влечины $\langle \sigma v \rangle_{D-T}$ от темпера-

Рис. 2.2. Зависимость скорости D–T-реакции от температуры



туры плазмы. Видно, что скорость реакции сильно падает, когда $T \ll 10^4$ эВ¹.

В условиях достаточно высокой температуры, необходимой для горения термоядерной реакции, топливо должно находиться в полностью ионизованном состоянии, так как скорость ионизации атомов при соударениях приблизительно на семь порядков превышает скорость D–T-реакции.

В каждом акте синтеза производится ион гелия He^{2+} с энергией $Q_\alpha = 3,5$ МэВ. Кинетическая энергия этих ионов может поглощаться в упругих кулоновских соударениях ионами дейтерия и трития, а также электронами плазмы. Этот механизм передачи энергии лежит в основе идеи о зажигании термоядерной реакции с помощью α -частиц. При этом потери энергии, связанные с выходом частиц топлива на стенки камеры реактора, компенсируются поступлением энергии в α -частицах. Термоядерная реакция становится самоподдерживающейся, и реактор может непрерывно работать при условии подпитки топливом и удаления гелия ${}^4\text{He}$ из активной зоны реактора. В противном случае в отсутствие подачи топлива реакция прекратится; топливо выгорит в реакторе до такой степени, что уровень энерговыделения не сможет компенсировать потери энергии. Это приведет к импульсному режиму горения реактора, в какой-то степени аналогичному тому, что происходит в машинах внутреннего сгорания.

Нейтроны имеют пренебрежимо малые сечения взаимодействия с ядрами плазмы, так что они свободно выносятся из активной зоны реактора и попадают в окружающий камеру литиевый бланкет. Поглощение энергии нейтронов в бланкете, а также выделение энергии в экзотермических процессах воспроизводства приводит к увеличению температуры бланкета. Охлаждение бланкета является основным каналом отвода тепла из реактора.

На рис. 2.3 приведена упрощенная схема реактора и связанных с ним систем. Смесь почти равных концентраций дейтерия и трития подается в камеру реактора, куда же подводится энергия, необходимая для зажигания реакции. Активная зона реактора окружена первой стенкой, пронизываемой для нейтронов, но непроницаемой для плазмы. Энергия, выделяемая в бланкете, который со всех сторон окружает активную зону, выводится в теплообменники и используется далее для создания пара и работы электрических генераторов. Поскольку выгорает лишь часть топлива, откачные системы должны обеспечить вывод наработанного топлива

¹ Далее здесь температура измеряется в электрон-вольтах; масса ионов D–T смеси принята равной 2,5 протонных масс; Z – зарядовое состояние иона.

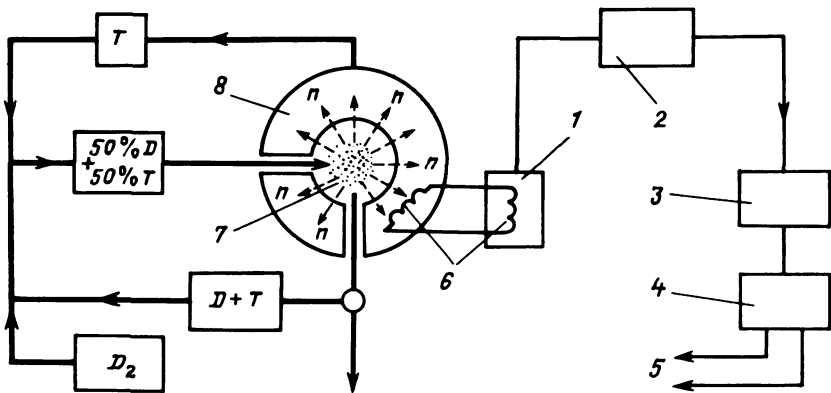


Рис. 2.3. Упрощенная схема работы термоядерного реактора на смеси D-T:

1 - котел; 2 - пар; 3 - турбины; 4 - генератор; 5 - выходная электрическая мощность; 6 - теплообменник; 7 - активная зона; 8 - Li-бланкет

и удаление гелия. Обработанный газ вновь поступает в систему в качестве топлива, где он смешивается с тритием, выводимым из blankets. Нужно соотношение изотопов в топливной смеси поддерживается добавлением свежей порции дейтерия.

Очевидно, что важнейшей проблемой является изоляция горячей термоядерной плазмы от окружающей среды. Значение этой проблемы можно понять из приводимых ниже оценок. Для эффективной работы реактора необходимо, чтобы горячие частицы топлива удерживали свою энергию в течение времени τ_E , сравнимого с характерным временем реакции τ_F , с

$$\tau_F = (n_D + n_T) / (n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{D-T}). \quad (2.2)^1$$

Представим время удержания энергии как среднее время выхода горячих частиц на первую стенку

$$\tau_E = r / v_{th},$$

где r - характерный размер реактора; $v_{th} = \left(\frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2}$ - тепловая скорость частиц топлива.

Выбирая $r = 100$ см и $T \approx 10^4$ эВ, имеем $\tau_E \sim 10^{-6}$ с. Подставляя это значение вместо τ_F в (2.2), получаем $n_D + n_T \approx 2 \cdot 10^{22}$ см⁻³. Если рассматривать полностью ионизованное топливо как горячий идеальный газ, состоящий из свободных электронов и ионов, то давление этого газа можно записать в виде

$$P = n_e kT_e + n_i kT_i = 2nkT, \quad (2.3)$$

где $n = n_e = n_i = n_D + n_T$. При $T_e = T_i = T$ давление равно $2nkT \approx 6 \cdot 10^{13}$ Па.

¹ Выражение (2.2) определено с точностью до множителя 2. Так как в каждом акте реакции выгорают два ядра топлива, то характерное время термоядерной реакции $\tau_F = (n_D + n_T) / (2n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{D-T})$ - Прим. ред.

Это значение превышает на много порядков величину максимального давления, которое может выдерживать материальная конструкция в состоянии равновесия. Если такое давление можно было бы поддерживать, то тепловой поток Γ_t , выносимый на первую стенку горячими ионами дейтерия и трития, составил бы огромную величину

$$\Gamma_t \sim \frac{1}{4} (n_D + n_T) v_{th} \frac{3}{2} kT \sim 10^{15} \text{ Вт/см}^2.$$

Такой поток тепла вызвал бы быстрое разрушение стенки, так как допустимая величина равновесной тепловой нагрузки лежит в диапазоне $10^2 - 10^3 \text{ Вт/см}^2$. Стенка подвержена бомбардировке частицами топлива, α -частицами, нейтронами и радиацией. От ее способности выдержать эту нагрузку зависит значение объема и времени жизни установки и, следовательно, экономичность реактора. Кроме того, эрозия стенки загрязняет топливо примесью и тем самым приводит к потерям энергии из плазмы вследствие атомных столкновительных процессов. Решение этих проблем связано с поиском способов удержания, которые могли бы уменьшить физическое взаимодействие между горячим топливом и камерой реактора. Сейчас развиваются два основных подхода — это магнитное удержание и инерционное удержание. В первом случае движение частиц топлива к стенке ограничивается приложенным магнитным полем, ориентированным так, чтобы силовые линии были параллельны стенке. При этом время удержания энергии увеличивается на несколько порядков. Во втором случае энергия синтеза выделяется при взрыве маленькой таблетки из твердого топлива, которая в течение короткого времени горения остается на значительном удалении от стенки.

2.3. МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ

Увеличение времени удержания в условиях магнитной изоляции позволяет работать в режимах с малой плотностью (около 10^{14} см^{-3}), когда давление оказывается в пределах 10^5 Па и, следовательно, горячее топливо может удерживаться в равновесном состоянии. В этих режимах полностью ионизованное топливо представляет собой плазму, поведение которой определяется коллективным электромагнитным взаимодействием. Плазму можно определить как такое состояние ионизованного газа, в котором плотности электронов и ионов в среднем оказываются равны. Другая особенность плазмы заключается в том, что в ней более подвижные электроны экранируют кулоновское поле менее подвижных ионов на расстоянии λ_D , малом по сравнению с характерными размерами области, занятой газом. Дебаевская длина экранировки, см

$$\lambda_D = (kT_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2} = 7,43 \cdot 10^2 (T_e / n_e)^{1/2}. \quad (2.4)$$

В условиях термоядерной плазмы обычно $\lambda_D \ll 1 \text{ см}$.

Рассмотрим плазму, образованную в результате ионизации нейтральных атомов и молекул, в однородном магнитном поле B . Частицы массой m и зарядом e , двигаясь нормально к силовым линиям, описывают

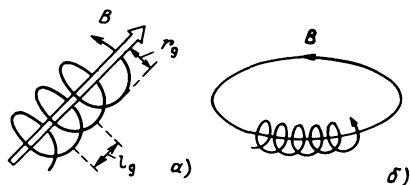


Рис. 2.4. Траектория заряженной частицы, r_g — ларморовский радиус, l_g — шаг винтовой линии (а), и циклотронное вращение вокруг замкнутой магнитной силовой линии (б)

круговую траекторию с циклотронным радиусом r_g :

$$r_g = m v_{\perp} c / (e b). \quad (2.5)$$

Здесь v_{\perp} — скорость частицы, перпендикулярная магнитному полю. Скорости заряженных частиц распределены в плазме произвольно. Те частицы, скорости которых направлены поперек поля, ограничены в своем движении, тогда как на продольное движение магнитное поле не оказывает влияния. Поэтому траектории частиц в поле образуют спирали радиусом r_g (и с шагом $l_g = v_{\parallel} \cdot 2\pi / \omega_c$, где v_{\parallel} — продольная скорость), которые накручиваются вдоль силовых линий (рис. 2.4, а). Здесь ω_c — гирочастота или циклотронная частота,

$$\omega_c = eB / (m c). \quad (2.6)$$

Чтобы изолировать плазму, необходимо либо воспрепятствовать свободному течению плазмы вдоль поля, либо деформировать силовые линии так, чтобы они стали замкнутыми. В последнем случае частицы будут накручиваться вдоль замкнутых силовых линий магнитного поля, как показано на рис. 2.4, б. Один подход к удержанию плазмы основан на создании линейных систем с магнитными зеркалами. В этих системах магнитное поле неоднородно и увеличивается к торцам установки. Достигая областей повышенного магнитного поля, ионы плазмы отражаются обратно в силу сохранения магнитного момента. Однако неизбежные концевые потери частиц с $v_{\parallel} \gg v_{\perp}$ приводят к тому, что время удержания энергии в этих системах оказывается небольшим. Поэтому большинство экспериментальных установок и реакторных проектов основывается на конфигурациях с замкнутыми магнитными силовыми линиями. Такие установки обычно имеют тороидальную форму¹.

В действительности магнитное поле оказывает на плазму давление, которое эквивалентно плотности энергии поля $B^2 / (8\pi)$. При этом максимальное давление плазмы, удерживаемое внешним магнитным полем B_0 , можно представить в следующем виде:

$$n_i k T_i + n_e k T_e = 2nkT = B_0^2 / (8\pi), \quad (2.7)$$

где $T_e = T_i = T$. Для определения эффективности удержания обычно пользуются параметром

$$\beta = \frac{2nkT}{B_0^2 / (8\pi)}, \quad (2.8)$$

¹ Установки с магнитным удержанием рассмотрены в гл. 1.

Величина β зависит от распределения магнитного поля и параметров плазмы. Максимальное значение этого параметра ожидается в интервале 5–30 %. В большинстве существующих на сегодняшний день проектов реакторов на основе токамаков закладываются следующие параметры: $\beta = 0,05$; $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $T = 10^4 \text{ эВ}$. Из уравнений (2.7) и (2.8) следует, что для удержания плазмы с такими параметрами магнитное поле $B_0 \approx 40 \text{ кГ}$.

Характерное время реакции синтеза τ_F в приведенных выше условиях оказывается равным 100 с. За это время свободные электроны и ионы плазмы испытывают много кулоновских соударений. Рассеяние заряженных частиц в плазме определяется не ближними единичными актами взаимодействия, а в результате воздействия большого числа дальних соударений.

В конечном счете эти столкновения приводят к рассеянию частицы на угол 90° , когда ее первоначальная энергия оказывается распределенной между сталкивающимися частицами. Рассеяние на прямой угол при наличии магнитного поля означает, что частица смещается поперек поля на расстояние $\Delta r \sim r_g$. В водородной плазме ($Z = 1$) частоты электрон-электронных ν_{ee} и электрон-ионных ν_{ei} столкновений сравнимы по величине. Как показано в [17], величина ν_{ee} для плазмы с максвелловским распределением скоростей

$$\nu_{ee} = \frac{4\sqrt{2} \pi n_i Z^2 e^4 \ln \Lambda}{m_e^{1/2} (3 k T_e)^{3/2}} = \frac{3,0 \cdot 10^{-6} n_i Z^2 \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \quad (2.9)$$

Здесь $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, который определен как

$$\Lambda = \lambda_D / b_0,$$

где b_0 — прицельный параметр, соответствующий минимальному углу рассеяния. Для интересующих нас параметров плазмы величина $\ln \Lambda \approx 10 \div 20$ и слабо зависит от прицельного параметра b_0 . В условиях термоядерной плазмы $\nu_{ee} = 6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, так что кулоновские соударения заряженных частиц происходят в 10^6 раз чаще, чем ядерные взаимодействия. Кулоновские соударения приводят к диффузии частиц поперек магнитного поля, вследствие чего возникает градиент плотности dn/dr в направлении r , нормальном к магнитной оси. Используя выражение для коэффициента диффузии

$$D_{\perp} = \Delta r^2 / \Delta t,$$

где Δt — среднее время смещения частицы, равное приближенно $\Delta t \approx \nu_{ei}^{-1}$, получаем

$$D_{\perp} \sim r_g^2 \nu_{ei}. \quad (2.10)$$

Поскольку ионный циклотронный радиус превышает электронный и $\nu_{ei} \approx \nu_{ee}$, ионы диффундируют поперек магнитного поля быстрее, чем электроны. Однако с учетом амбиполярности диффузионные потоки ионов и электронов должны быть связаны между собой. Это приводит к тому, что плазма диффундирует поперек поля как целое с амбиполярным

коэффициентом диффузии D_{\perp}^a . В случае $T_i \sim T_e$ имеем

$$D_{\perp}^a \approx 2D_{e\perp}.$$

Скорость течения плазмы поперк поля можно представить в виде

$$v_{p\perp} = \frac{D_{\perp}^a}{n} \frac{dn}{dr}.$$

Таким образом, время удержания частиц в тороидальной установке с замкнутыми магнитными силовыми линиями можно представить в виде $\tau_n \sim r_w/v_{p\perp}$, где r_w расстояние от магнитной оси до стенки. Считая, что $dn/dr \sim n/r_w$, имеем

$$\tau_{n, \text{clas}} \sim r_w^2/D_{\perp}.$$

В условиях рассматриваемых выше параметров термоядерной плазмы $\tau_{n, \text{clas}} \sim 10$ с.

В реальных установках диффузия частиц имеет более сложную природу¹. Магнитное поле не является ни однородным, ни осесимметричным относительно r_w . Плазма не спокойна, она подвержена многим неустойчивостям, которые увеличивают перенос тепла и частиц поперек силовых линий магнитного поля. Помимо градиента плотности в плазме существует также градиент температуры и, следовательно, связанный с ним перенос тепла, обусловленный преимущественно аномальной электронной теплопроводностью. Аномальный перенос приводит к потерям, которые превышают конвективные потери энергии, связанные с диффузией частиц. Поэтому время удержания энергии в плазме оказывается меньше времени удержания частиц. Градиенты температуры и плотности зависят от граничных условий, которые определяются спецификой атомных процессов на периферии, рециклингом частиц плазмы и поступлением примесей со стенки. Согласно современным расчетам энергетическое время жизни для установки реакторных размеров составляет несколько секунд. Нужно отметить, однако, что существует значительная неопределенность, связанная со сложностью и взаимосвязанностью процессов, которые определяют удержание частиц и энергии в плазме.

Хотя движению электронов вдоль магнитного поля препятствуют столкновения, плазма является прекрасным проводником. Электрическое сопротивление плазмы можно представить в виде

$$\eta \approx c^2 m_e n_i v_{ei} / (e^2 n_e).$$

В случае $Z = 1$ согласно [18] электрическое сопротивление, Ом-см,

$$\eta = \left\{ (5,24 \cdot 10^{-3}) / T_e^{3/2} \right\} \ln \Lambda. \quad (2.11)$$

Можно осуществить нагрев плазмы током, если заставить его течь вдоль магнитного поля. Метод омического нагрева является важной составной частью магнитного удержания плазмы в токамаке. Однако сопротив-

¹ Перенос плазмы поперек магнитного поля в токамаке обсуждается в гл. 4.

ление плазмы пропорционально $T^{-3/2}$, так что мощность омического нагрева

$$P_{\Omega} = j^2 \eta \quad (2.12)$$

падает с ростом температуры при условии постоянства плотности тока j в плазме¹. Поскольку магнитное поле, создаваемое током плазмы, влияет на равновесную конфигурацию, значение тока должно быть ограничено условием устойчивости. Это в свою очередь ограничивает температуру, при которой омический нагрев эффективен. На многих тороидальных установках максимальная температура, которая может быть достигнута в омическом режиме, около 1 кэВ, что ниже требуемой для зажигания термоядерной реакции. Поэтому для таких систем необходимы дополнительные источники нагрева.

2.4. БАЛАНС ЭНЕРГИИ В ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Мощность, выделяемая в термоядерных реакциях в однородной D-T-плазме, в которой $Z = 1$, $n_D = n_T = \frac{n_i}{2} = \frac{n_e}{2}$ и $T = T_e = T_i$, можно представить в виде, Вт/см³,

$$P_F(T_i) = \frac{1}{4} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_{D-T} Q_{D-T} = 8,05 \cdot 10^{-13} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_{D-T}. \quad (2.13)$$

Здесь $Q_{D-T} \approx 20,1$ МэВ — энергия, приходящаяся на один акт синтеза из расчета энерговыделения в плазме и воспроизводства в blankets. Мощность образующихся в реакциях α -частиц² с энергией 3,5 МэВ распределяется в плазме в процессе кулоновских соударений с электронами и ионами, Вт/см³,

$$P_{\alpha}(T_i) = \frac{1}{4} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_{D-T} Q_{\alpha} = 1,41 \cdot 10^{-13} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_{D-T}. \quad (2.14)$$

Очевидно, что эти источники энергии должны превышать потери, чтобы термоядерный реактор давал выигрыш в энергии. Кулоновские электрон-электронные, электрон-ионные и ион-ионные столкновения приводят к потерям энергии вследствие переноса части плазмы и энергии поперек поля (т.е. конвекции и теплопроводности). Свободно-свободные столкновения между электронами и ионами также вызывают тормозное излучение в электростатическом поле иона. В плазме, содержащей полностью ионизованные ионы, мощность излучения во всем диапазоне длин волн можно представить в виде, Вт/см³

$$P_{br}(T_e) = 1,69 \cdot 10^{-32} n_e T_e^{1/2} \Sigma (n_Z Z^2), \quad (2.15)$$

¹ Влияние атомных процессов на сопротивление и другие параметры плазмы рассмотрено в гл. 4.

² Нагрев α -частицами рассмотрен в гл. 10.

где n_Z — плотность полностью ободанных ионов заряда ядра Z . Известно, что электромагнитное излучение может проходить через плазму, если частота излучения превышает некоторое критическое значение ω_x . В рассматриваемом случае в качестве такой частоты ω_x следует рассматривать электронную плазменную частоту

$$\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (2.16)$$

для которой длина отсечки волны λ_x , с,

$$\lambda_x \approx 3,4 \cdot 10^6 n_e^{-1/2}. \quad (2.17)$$

При $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ длина волны отсечки $\lambda_x \approx 3 \text{ мм}$, так что плазма оказывается прозрачной для излучения в видимой и коротковолновой области спектра. Длина волны тормозного излучения, испускаемого плазмой, не превышает 10 \AA . Таким образом, оно приводит к неизбежному выносу энергии из плазмы на стенку камеры.

Заряженные частицы испускают также циклотронное (или синхротронное) излучение вследствие центростремительного ускорения, связанного с их циклотронным вращением вокруг магнитных силовых линий. Циклотронным излучением ионов в плазме можно пренебречь, поскольку их скорости относительно невелики. Однако циклотронное излучение электронов может быть существенным. Потери энергии, связанные с циклотронным излучением электронов, трудно выразить простой формулой, так как: 1) излучение распределено по гармоникам фундаментальной частоты ω_{ce} , которые лежат в инфракрасной и микроволновой областях спектра. При этом излучение на фундаментальной частоте и низких гармониках может поглощаться в плазме; 2) стенки камеры могут играть роль сильных отражателей; 3) излучение поляризовано и испускается в узком конусе в направлении движения электронов; 4) магнитное поле неоднородно в плазме. Тем не менее мощность электронного циклотронного излучения можно оценить следующим образом. Мощность, излучаемую из единицы объема однородной плазмы при максвелловском распределении скоростей электронов, представим в виде

$$P_{cy} \approx [4e^4 k / (3m_e^3 c^5)] B^2 n_e T_e.$$

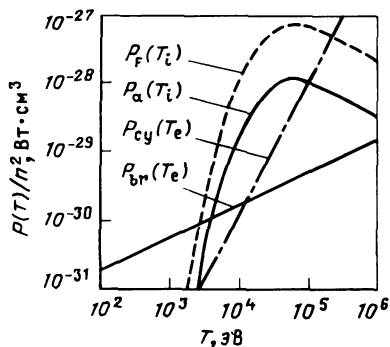
Исключим B_0^2 из уравнения (2.8), получим (в Вт/см³) при $n_e = n_i$, $T_e = T_i$

$$P_{cy} \approx 5 \cdot 10^{-38} [(1 - Y_{cy})(1 - R_w) / \beta] n_e^2 T_e^2. \quad (2.18)$$

Здесь Y_{cy} и R_w — соответственно коэффициенты абсорбции и отражения от стенок камеры. Сравнивая это уравнение с (2.15), видим, что при высокой температуре потери, связанные с циклотронным излучением, будут, вероятно, превышать потери, связанные с тормозным излучением.

Баланс мощностей термоядерного энерговыделения и радиационных потерь показан на рис. 2.5, где приведены зависимости $P_\alpha(T)/n^2$,

Рис. 2.5. Зависимость плотности мощности для чистой DT-плазмы от температуры плазмы T . Выражения для $P_F(T_i)/n^2$ и $P_\alpha(T_i)/n^2$ даны соответственно формулами (2.13) и (2.14), $P_{br}(T_e)/n^2$ дано формулой (2.15) и $P_{cy}(T_e)/n^2$ определяется из (2.18), где произвольно принято, что $\beta = 5 \cdot 10^{-2}$, $R_w = 0,9$ и $Y_{cy} = 0,9$



$P_F(T)/n^2 = P_{br}(T)/n^2$ и $P_{cy}(T)/n^2$ от температуры¹. Температура плазмы должна быть выше 5 кэВ, чтобы энергия, вкладываемая α -частицами, превышала потери, связанные с тормозным излучением. Эта температура соответствует условию зажигания термоядерной реакции в чистой D–T-смеси. На практике, однако, должны быть учтены также потери, связанные с переносом энергии в плазме. После зажигания температура плазмы должна возрасти до тех пор, пока $P_\alpha(T)/n^2 \approx P_{cy}(T)/n^2$, однако увеличение температуры ограничивается областью, в которой давление плазмы не превышает давления магнитного поля, удерживающего плазму в равновесии. Этому условию соответствует область температур 10–15 кэВ (нужно заметить, однако, что циклотронное излучение препятствует возможности достижения самоподдерживающейся реакции в случае D–D).

Эти идеализированные условия существенно меняются, если в плазме содержится примеси, так как тормозные потери пропорциональны Z^2 . Кроме того, примесные ионы могут быть не полностью ионизованы и из-за наличия связанных электронов вызывают потери энергии при линейчатом излучении.

Термоядерная плазма, удерживаемая магнитным полем, является оптически тонкой в большей части спектра излучения примесных ионов. Кроме того, излучение обычно возникает при переходах с возбужденных атомных уровней в основное состояние иона за время порядка времени электрон-ионных столкновений. Поэтому плазма не находится в состоянии термодинамического равновесия. Для простоты изложения будем считать, что распределения по зарядовым состояниям иона и заселенность возбужденных уровней каждого зарядового состояния находятся в равновесии, определяемом соответствующими скоростями электрон-ионных столкновений. Модели, основанные на существовании коронального равновесия, используются для определения зависимости мощности потерь, связанных с линейчатым излучением, двухчастичной рекомбинацией и диэлектронной рекомбинации от температуры (см. гл. 3). На рис. 2.6 приведена величина $P_{imp}(T_e)/(n_e n_{imp})$ для полной мощности излуче-

¹ Считалось, что $\beta = 0,05$; $Y_{cy} = 0,9$; $R_w = 0,9$.

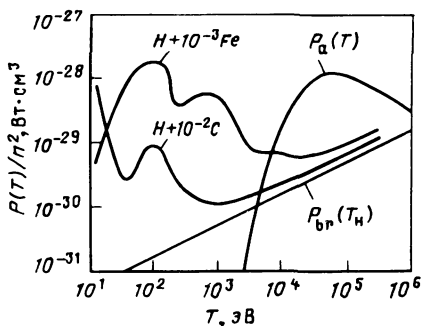
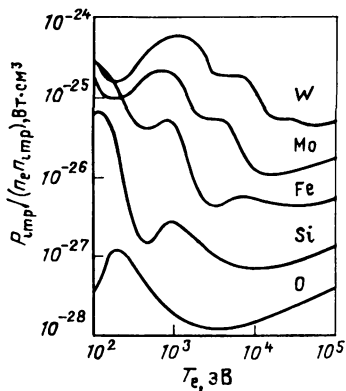


Рис. 2.6. Зависимость плотности мощности радиационных потерь для некоторых типичных примесей от температуры электронов T_e . Модель коронального равновесия [7]

Рис. 2.7. Зависимость плотности мощности для D-T-плазмы с малым содержанием примесей от температуры. Кривые для 1% углерода и 0,1% железа получены из (2.19), $P_{br}(T)_H$ относится к чистой D-T-плазме

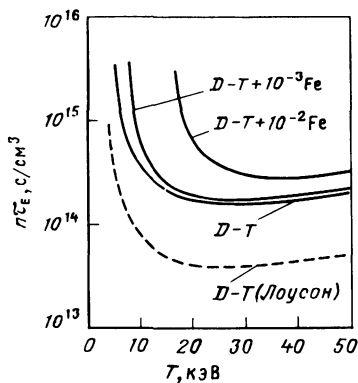
ния некоторых примесных ионов, полученная в одном из расчетов по корональной модели [7]. Видно, что полные излучательные потери пикированы при температуре около 100 эВ (из-за максимума в балансе между зарядовыми состояниями ионов, скоростью электронного возбуждения и энергией фотонов). При высоких температурах число электронов в связанном состоянии уменьшается и мощность линейчатого излучения падает. В конечном счете основным излучением из плазмы становится тормозное, которое пропорционально $Z^2 \sqrt{T}$. Суммарные излучательные потери растут с ростом атомного числа примесного иона, и, кроме того, ионы более тяжелых элементов менее охотно теряют свои электроны. Поэтому в существующих в настоящее время токамаках доминирующим является линейчатое излучение. На рис. 2.7 показано, как влияет на радиационные потери энергии малая добавка 1% углерода и 0,1% железа в D-T-плазме. Приведена зависимость от температуры функции мощности суммарных излучательных потерь из плазмы

$$\frac{P_r(T_e)}{n^2} = \frac{P_{br}(T_e)}{n^2} + \frac{C_{imp} P_{imp}(T_e)}{n^2} \quad (2.19)$$

Здесь $C_{imp} = \frac{n_{imp}}{n_i} \ll 1$ — концентрация примесей в плазме. Очевидно,

что незначительная концентрация такой примеси, как углерод (или кислород), не влияют существенно на баланс мощности термоядерной плазмы. Однако легкая примесь сильно увеличивает излучательные потери энергии из пристеночной области плазменного шнура. Следовательно, с учетом легкой примеси необходимо подводить к плазме больше энергии для того, чтобы достичь зажигания. Излучательные потери на тяжелых

Рис. 2.8. Зависимость параметра зажигания $n\tau_E$ от температуры плазмы T . Данные по зажиганию α -частицами получены из (2.21) для чистой D-T-плазмы и с содержанием примеси 0,1 и 1% железа. Штриховой кривой показан критерий Лоусона [см. (2.22)], в котором $\eta_i \eta_D = 0,4$



примесей существенно больше, и они происходят в области высоких температур. Это видно из рис. 2.7, где введение всего 0,1 % примеси железа приводит к существенному росту излучения.

В балансе энергии должны учитываться не только тормозные потери, но и тепловая энергия плазмы. Средняя тепловая энергия каждой частицы в идеальной плазме равна $(3/2)kT$. Поэтому энергию, требуемую для нагрева электронов и ионов холодной плазмы до температуры T , можно представить в виде

$$E_{ei} = \frac{3}{2} (n_e kT_e + n_i kT_i) = 3n kT. \quad (2.20)$$

Выражение (2.20) представляет собой плотность энергии, заключенную в единице объема плазмы. Примем, что плазма теряет всю тепловую энергию за время удержания τ_E и что система нагрева обеспечивает нагрев холодной плазмы до температуры T за время значительно меньшее, чем τ_E . Тогда баланс энергии, необходимый для зажигания с помощью лишь α -частиц, можно представить в следующем виде:

$$\tau_E P_\alpha(T) = 3n kT + \tau_E P_r(T).$$

Это выражение представим в виде

$$n\tau_E = \frac{3kT}{[P_\alpha(T) - (P_{br}(T) + \sum C_{imp} P_{imp}(T))] n^{-2}}, \quad (2.21)$$

где $n\tau_E$ — в см^{-3} , а суммирование в знаменателе ведется по всем сортам примесей, существующих в плазме. Зависимость $n\tau_E$ приведена на рис. 2.8. Для чистой D-T-плазмы она имеет минимум около $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в области $2,0 \cdot 10^4$ эВ. Положительный баланс энергии может достигаться и при несколько меньших значениях температуры. Однако, если τ_E не зависит от температуры, плотность энергии

$$E_{ei} = 3(n\tau_E)kT/\tau_E$$

также имеет минимум вблизи 15 кэВ. Это значение можно рассматривать как минимальную энергию, необходимую для нагрева плазмы. В этом простом анализе опущено много важных деталей, и тем не менее он позволяет

сделать достаточно верные оценки. Принимая $\tau_E \approx 1$ с, находим, что достичь зажигания при нагреве α -частицами можно при плотности плазмы, превышающей 10^{14} см⁻³.

Наличие даже малой концентрации излучающей примеси сильно ухудшает баланс энергии. Последствия, к которым приводит добавка 1 и 0,1 % железа в чистой D–T-плазме, показаны на рис. 2.8. Влияние малой концентрации примеси сводится преимущественно к увеличению необходимого значения $n\tau_E$ в области низких температур, в то время как добавка 1 % железа сдвигает зажигание в область высоких температур, несовместимых с магнитным удержанием.

Приведенные выше условия зажигания можно рассматривать как предельные, так как они не учитывают энергию нейтронов, образующихся в реакции D–T-синтеза. Часть этой энергии, выделяемой в blankets, может быть возвращена обратно в плазму и использована для нагрева плазмы вместе с α -частицами. Предположим, что вся энергия, включая термоядерную, тепловую энергию плазмы и энергию излучения, преобразована с эффективностью η_t в электрическую энергию. Допустим также, что эту электрическую энергию можно использовать с эффективностью η_D для нагрева плазмы и поддержания системы равновесия и что время обращения электрической энергии равно τ_L . Тогда баланс энергии для чистой D–T-плазмы можно записать в виде

$$\eta_t \eta_D [\tau_L P_F(T) + \tau_L P_{br}(T) + 3nkT] = [\tau_L P_{br}(T) + 3nkT].$$

Положительный выход электрической мощности в реакторе возможен при условии $\tau_E > \tau_L$. Равенство $\tau_E = \tau_L$ соответствует полной компенсации затрат.

Преобразуя полученное выше выражение, имеем

$$n\tau_E \geq \frac{3kT}{[\eta_t \eta_D (1 - \eta_t \eta_D)^{-1} P_F(T) - P_{br}(T)] n^{-2}}, \quad (2.22)$$

где $n\tau_E$ – в см⁻³·с, а равенство соответствует условию компенсации всех потерь. Это условие было впервые получено в [9]. Параметр $n\tau_E$ показан штриховой кривой на рис. 2.8 для случая $\eta_t \eta_D = 0,4$. Минимальное значение $n\tau_E \approx 4 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Оно соответствует температуре около $2,5 \cdot 10^4$ эВ. Поскольку это значение температуры несколько велико с точки зрения возможностей магнитного удержания, то обычно ее принимают равной 10^4 эВ и соответственно $n\tau_E = 10^{14}$ см⁻³·с.

2.5. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ НАГРЕВ

Уменьшение электрического сопротивления плазмы с ростом температуры [$\eta \sim T^{-3/2}$, см. уравнение (2.11)] препятствует достижению зажигания с помощью омического нагрева. Плотность тока в плазме ограничена также в соответствии с условием устойчивости. Потери энергии на тормозное излучение в чистой D–T-плазме в тороидальной установке обычно сравниваются с джоулевыми энерговыделением при температуре плазмы меньше 3 кэВ. Таким образом, для того чтобы нагреть плазму до температуры зажигания, должны быть использованы допол-

нительные методы нагрева. Два таких метода, которые обладают особыми преимуществами, это инжекция пучков быстрых атомов и нагрев плазмы токами высокой частоты.

Нагрев инжекцией нейтральных пучков. Чтобы нагреть плазму внешним источником быстрых частиц, необходимо удовлетворить следующим условиям:

- 1) энергия каждой инжектированной частицы должна заметно превышать энергию электронов и ионов плазмы;
- 2) инжектируемые частицы должны обладать способностью проходить через сильное магнитное поле, удерживающее плазму в равновесии;
- 3) инжектируемые частицы должны проникать глубоко в плазму, на расстояние, достаточное для эффективной передачи своей энергии частицам плазмы.

Инжекция нейтрального пучка в достаточной степени удовлетворяет всем этим требованиям. Метод основан на образовании ионов внешним источником, ускорении этих ионов в электростатическом поле, последующем прохождении ионов пучка через камеру нейтрализующего газа, где некоторые из ионов нейтрализуются (в основном благодаря перезарядке), инжекции полученного пучка нейтральных частиц в плазму, где большинство атомов ионизируется и захватывается магнитным полем, последующей передаче энергии плазме вследствие кулоновских соударений за время, равное времени удержания горячих ионов. Чтобы достичь зажигания, требуются интенсивные пучки порядка 100 А. Важно также, чтобы направление инжекции совпало с направлением омического тока плазмы. Создание и транспортировка нейтральных пучков, а также механизмы передачи энергии и замедления горячих ионов изложены в гл. 6.

Горячие ионы пучка отдают свою энергию ионам и электронам плазмы. Относительная скорость передачи энергии электронам и ионам [см. уравнение (6.35)] равна:

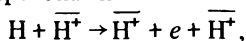
$$\frac{\text{Скорость передачи энергии ионам}}{\text{Скорость передачи энергии электронам}} \approx \frac{56}{A_p} \left(\frac{A_i T_e}{E_i} \right)^{3/2}. \quad (2.23)$$

Здесь E и A — соответственно энергия пучка в электрон-вольтах и относительная атомная масса захваченного иона; A_p — относительная атомная масса ионов плазмы (т.е. 2,5 для D-T-смеси). Непропорционально большая скорость передачи энергии электронам приводит к увеличению радиационных потерь энергии из плазмы и ухудшению баланса между термоядерной мощностью и радиационными потерями. Поэтому отношение (2.23) должно быть настолько большим, насколько это допустимо с точки зрения возможности формирования быстрых ионных пучков и их удержания в магнитном поле. Очевиден выбор дейтерия в качестве инжектируемых атомов. Для этих атомов из условия равенства скоростей передачи энергии электронам и ионам следует

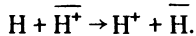
$$E \approx 16 T_e.$$

Поэтому, чтобы нагреть плазму до температуры 10 кэВ, желателен пу-

чок с энергией в интервале 100–200 кэВ. Такая энергия необходима также для того, чтобы инжектируемые частицы, до того как ионизоваться, проникали достаточно глубоко в плазму. Ионизация атомов в чистой D–T-плазме происходит главным образом в результате столкновений с "протонами"¹



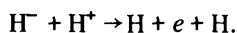
где чертой обозначена частица плазмы. Для пучков меньших энергий, которые используются сейчас в экспериментах ($v_{\text{пучка}} < 2 \cdot 10^8$ см/с), захват пучка происходит в основном вследствие перезарядки



В результате образуются атомы с энергией, равной энергии ионов плазмы. Эти атомы не удерживаются магнитным полем. Они могут уходить на стенку камеры и вызывать распыление.

Лишь при большой энергии инжектируемых частиц можно получить мощность пучка, необходимую для зажигания (около 100 МВт).

Пучок положительно заряженных ионов требуемой интенсивности и энергии может быть создан, однако эффективность его преобразования в атомный пучок в нейтрализующей камере низка, так как процесс ионизации преобладает над процессом перезарядки. Это главный недостаток систем с нейтральной инжекцией, основанных на нейтрализации положительно заряженных ионов. Решение этой проблемы, по-видимому, состоит в возможности использования пучков отрицательно заряженных ионов. Такие ионы нейтрализуются в реакциях, происходящих с отрывом электрона:



Эти реакции имеют относительно большое поперечное сечение при высоких энергиях. Проблемы создания отрицательных ионов и последующей нейтрализации пучка также обсуждаются в гл. 6.

Высокочастотный нагрев. Сложная технология, большие размеры и низкая электрическая эффективность систем нагрева нейтральной инжекции стимулировали развитие другой методики нагрева, основанной на вводе в плазму электромагнитных волн. Хотя этот метод нагрева имеет большое значение в термоядерных исследованиях, мы не будем здесь его детально описывать, поскольку он не имеет прямого отношения к атомным процессам (обзор по теории высокочастотного нагрева опубликован в работе [2], а состояние экспериментальных работ описано в [15]). Большой уровень высокочастотной мощности может быть введен в плазму с достаточной эффективностью. С точки зрения простоты системы ввода мощности ВЧ-нагрев плазмы превосходит нагрев, осуществляемый с помощью инжекции нейтральных пучков. Однако механизм поглощения энергии волн в плазме и последующего превращения в тепловую энергию оказывается значительно более сложным.

¹ Кавычки означают, что в данном случае различие между изотопами водорода не играет роли.

Электромагнитная волна, у которой вектор электрического поля направлен параллельно направлению магнитного поля, не может проникнуть в плазму, если частота волны ω_w меньше электронной плазменной частоты ω_{pe} [см. (2.16)]. Последняя обычно равна 100 ГГц для параметров термоядерной плазмы. Волны меньших частот проникают в плазму, если компонента электрического поля волны перпендикулярная магнитному полю. Эти типы волн используются во многих видах высокочастотного нагрева.

Плазма, удерживаемая в магнитном поле, не является однородной. Поэтому вводимые в плазму волны могут трансформироваться в собственные методы колебаний в различных областях плазменного шнура. Имеется много возможных мод, существование зон доступности для которых зависит не только от параметров плазмы и магнитного поля, но также от направления фазовой скорости вводимой волны по отношению к магнитному полю. Чтобы осциллирующее поле волны могло необратимо передать свою энергию частицам плазмы, частота волны должна превышать наименьшую из частот релаксации энергии в плазме — частоту ион-ионных кулоновских столкновений:

$$\omega_w > \nu_{ii} = Z^4 \left(\frac{m_e}{m_i} \right) (T_e/T_i)^{3/2} \nu_{ee}. \quad (2.24)$$

Здесь ν_{ee} — частота электрон-электронных столкновений [см. (2.9)].

Затухание волн, используемых для нагрева плазмы, происходит в результате ряда столкновительных процессов с участием ионов и электронов плазмы. Существуют группы плазменных частиц, на которых может происходить затухание волны в результате бесстолкновительной передачи энергии. Несмотря на колебания параметров в волне, эта группа частиц подвержена воздействию статического электрического поля в своей системе отсчета. Для них справедливо соотношение

$$\omega_w - k_{\parallel} v_{\parallel} - N\omega_c = 0, \quad (2.25)$$

где N — целое число, k_{\parallel} — волновой вектор, параллельный магнитному полю. Согласно (2.25) при $N = 0$ электростатическое поле волны действует на те частицы, продольная скорость которых близка к фазовой скорости волны. Это обычно встречающийся в плазме механизм затухания Ландау. При $N = \pm 1$ или $|N| \geq 2$ уравнение (2.25) описывает резонансное затухание, связанное с возбуждением циклотронных частот в плазме. Условия резонанса могут иметь место как для электронов, так и для ионов, а также для малой добавки примесных ионов, таких, как ионы гелия. Резонансное затухание волн приводит к необратимому вкладу энергии в плазму, если ускоренные частицы теряют свою направленную скорость в процессе столкновений. Для нагрева плазмы можно использовать широкий диапазон частот. Типичны для низких частот (несколько мегагерц) гидромагнитные (или альфвеновские) волны, тогда как область высоких частот практически ограничена электронной циклотронной частотой

$$\omega_{ce} = eB/(m_e c), \quad (2.26)$$

которая лежит в интервале 15–300 ГГц. В промежуточном диапазоне частот можно использовать нагрев на частоте ионного циклотронного резонанса

$$\omega_{ci} = \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \omega_{ce}, \quad (2.27)$$

которая лежит в интервале 15–300 ГГц, а также в диапазоне частот нижнегибридного резонанса

$$\omega_{LH} = \omega_{pi} (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)^{-1/2} \quad (2.28)$$

в области 0,5–2,5 ГГц [здесь $\omega_{pi} = \left(\frac{4\pi n_i Z^2 e^2}{m_i} \right)^{1/2}$ – ионная циклотронная частота].

Результаты современных экспериментов по ВЧ-нагреву плазмы позволяют надеяться, что этот метод нагрева сможет в дальнейшем стать основным.

2.6. ИНЕРЦИОННОЕ УДЕРЖАНИЕ

Возможность инерционного удержания плазмы связана с реализацией на практике состояний с чрезвычайно высокой плотностью, $n \approx 10^{26} \text{ см}^{-3}$, когда средняя длина свободного пробега частиц до реакции D–T-синтеза составляет 10 см. В этом случае положительный выход термоядерной энергии мог бы быть получен из малого объема твердотельной таблетки, состоящей из замороженной смеси D–T-газа. Плотность частиц в холодной твердотельной смеси D–T составляет $5 \cdot 10^{-21} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, чтобы удовлетворить необходимым условиям, таблетка должна быть сжата, а также предварительно нагрета до температуры зажигания. Считается, что таблетка будет заброшена в большую вакуумную камеру (радиусом 10 м), где в течение свободного пролета будет подвержена интенсивному нагреву равномерно по всей поверхности таблетки. Этот нагрев может быть осуществлен с помощью облучения или лазерными пучками, или пучками высокоэнергетических частиц. Вещество быстро нагревается и испаряется с такой большой скоростью, что реактивная сила сжимает внутреннюю область. При сжатии сердцевины происходит нагрев топлива до термоядерной температуры. Испаряющееся вещество таблетки ионизируется. Падающая на мишень энергия поглощается электронами, которые с увеличением плотности становятся вырожденными и достигают надтепловых энергий. В идеальном случае топливо должно адиабатически сжиматься и нагреваться под воздействием ударной волны, движущейся от периферии к центру таблетки. Однако надтепловые электроны проникают в сердцевину таблетки быстрее ударной волны и создают давление, препятствующее сжатию. Чтобы преодолеть эту трудность, связанную с тем, что центр мишени прогревается быстрее, чем успевает сжаться, создают таблетки со сложной внутренней структурой. Ядро таблетки из топлива окружают несколькими концентрическими

оболочками. Внешние оболочки делают из легких материалов, которые служат в качестве поглотителей энергии и аблятора, тогда как внутренние оболочки создаются из тяжелых элементов. Они поглощают горячие электроны, препятствуя предварительному нагреву сердцевины, и играют роль поршня, сжимающего D–T-ядро мишени.

Основные принципы зажигания термоядерной реакции те же, что и в случае магнитного удержания. Температура смеси D–T должна быть около 10 кэВ, а n и τ_E должны соответствовать подводимой энергии, которая ожидается от 1 до 10 МДж за импульс. Удобно определить время разлета таблетки τ_d , которое зависит от радиуса сферической мишени. Испарившееся с поверхности таблетки вещество расширяется со скоростью, близкой к звуковой, которая в отсутствие вырождения и при $T_e = T_i$ равна

$$c_s \approx (2kT_i/m_i)^{1/2}.$$

Время прохождения акустической волны в таблетке можно оценить как r_F/c_s , и его можно рассматривать как время удержания. Однако таблетка за это время расширяется, что приводит из-за сферической геометрии к преимущественному уменьшению плотности во внешних слоях. С учетом этого эффекта имеем [13]

$$\tau_d \approx \tau_E \approx r_F / (4 c_s). \quad (2.29)$$

Условие на $n\tau_E$ можно записать в виде

$$m_i \cdot 4 c_s n \tau_E = \rho r_F, \quad (2.30)$$

где ρ — плотность мишени и $m_i = 4,2 \cdot 10^{-24}$ г для D–T-топлива. Реактор должен работать в импульсном режиме. Частота импульсов лимитирована технологическими особенностями системы ввода энергии и обычно составляет 10 Гц. Для того чтобы получить максимальную эффективность, важно извлечь максимальную полезную энергию из каждой таблетки. Для этого нужно, чтобы доля выгорания топлива f_B была высока. Если время выгорания равно τ_d и количество тепла постоянно, то

$$f_B = \frac{\tau_d / (2 \tau_F)}{1 + \tau_d / (2 \tau_F)}, \quad (2.31)$$

где τ_F — время реакции D–T, а двойка в знаменателе (2.31) связана с участием по одному иону D^+ и T^+ в каждом акте синтеза. Время реакции [см. (2.2)] можно представить в виде

$$\tau_F = \frac{1}{n \langle \sigma v \rangle_{D-T}} = \frac{m_i}{\rho \langle \sigma v \rangle_{D-T}}.$$

Тогда для f_B имеем

$$f_B = \frac{\rho r_F}{(8 m_i c_s / \langle \sigma v \rangle_{D-T}) + \rho r_F}. \quad (2.32)$$

На практике доля выгоревшего топлива должна быть ограничена примерно 30 %, чтобы избежать накопления гелиевой золы. Подставляя в (2.32) $f_B = 0,3$ и остальные параметры при $T = 10^4$ эВ, получаем $\rho r_F = 3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. Это значение можно рассматривать как разумный критерий осуществимости инерционного термоядерного синтеза. Сжатие таблетки обусловлено конверсией тепловой энергии в сжимающие силы, которые должны быть согласованы с имеющимся источником энергии. Полная тепловая энергия электронов и ионов таблетки радиусом r_F может быть выражена как

$$\mathcal{E}_{ei} = \frac{4}{3} \pi r_F^3 E_{ei} = \frac{4}{3} \pi r_F^3 \cdot 3nkT = 4\pi \frac{(\rho r_F)^3}{\rho^2} \frac{kT}{m_i}. \quad (2.33)$$

Так как величина ρr_F задана при температуре зажигания, тепловая энергия таблетки обратно пропорциональна квадрату плотности. Если в (2.33) подставить значение плотности твердотельной D–T-смеси ($0,213 \text{ г}/\text{см}^3$), получим $\mathcal{E}_{ei} = 2,7 \cdot 10^{12}$ Дж. Такие энергии не могут быть обеспечены какими-либо системами нагрева. Сжимающая плотность топлива на четыре порядка до $\rho \approx 10^3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, получаем $\mathcal{E}_{ei} \approx 1,2 \cdot 10^5$ Дж. Это значение тепловой энергии может быть обеспечено в импульсе с энергией 10^6 Дж, если эффективность преобразования вводимой энергии в тепловую будет на уровне 0,1. Масса такой таблетки около 100 мг, так что ее радиус при сверхнизких температурах составит 0,5 мм, радиус в момент сжатия $r_E \approx 0,03$ мм, а время разлета $1,4 \cdot 10^{-10}$ с. Время реакции около 10^{-11} с. Энергия, выделяемая при сжигании каждой таблетки,

$$\mathcal{E}_F = \frac{4}{3} \pi r_F^3 \frac{\rho}{m_i} \frac{f_B}{2} Q_{D-T}. \quad (2.34)$$

Полагая $Q_{D-T} = 20$ МэВ, получаем $\mathcal{E}_F = 12,7$ МДж. Некоторые представления о сложности конструирования камеры реактора можно получить, если учесть, что выделяемая энергия (в соответствии с предшествующей оценкой) эквивалентна энергии взрыва 1 кг тринитротолуола.

Следует обсудить два других обстоятельства, связанных с таблетками. Первое – пробег α -частиц с энергией 3,5 МэВ должен быть меньше r_F . Это условие хорошо выполнено, когда $\rho = 10^3 \text{ г}/\text{см}^3$. Второе – время обмена энергией электронов с ионами t_{eq} должно быть значительно меньше τ_d . В работе [17] была выведена формула для времени обмена энергией группы "пробных" частиц, движущихся в среде "полевых" частиц (обозначенных индексом f):

$$t_{eq} = \frac{3m m_f k^{3/2}}{8(2\pi)^{1/2} n_f Z^2 Z_f^2 e^4 \ln \Lambda} \left(\frac{T}{m} + \frac{T}{m_f} \right)^{3/2}. \quad (2.35)$$

Если электроны являются полевыми частицами и $Z = Z_f = 1$, то из (2.35) получаем $t_{eq} = 3 \cdot 10^{-12}$ с для $n = 2 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3}$ ($10^3 \text{ г}/\text{см}^3$), $kT = 0$, $kT = 10^4$ эВ и $\ln \Lambda = 10$. Таким образом, если считать, что испарившееся вещество таблетки находится в ионизованном состоянии, ионы плазмы успевают нагреться до того, как выгорит таблетка.

В приведенном выше примере $E_F / \xi_{ei} \approx 100$. Однако полный выигрыш в энергии оказывается значительно меньше этой величины, так как электрическая энергия E_D , питающая систему нагрева мишени, значительно превосходит ξ_{ei} . Если эффективность создания пучка и его фокусировка равна η_D , тогда $E_F = \eta_D G E_D$, где G — энергетический выигрыш, получаемый при сгорании таблетки. Показано, что выигрыш в энергии растет с увеличением полной энергии нагрева, подводимой к мишени. Поскольку последняя зависит от деталей механизма поглощения и преобразования во внутреннюю энергию мишени, она также чувствительна к физической природе пучка. Лазерные пучки испытывают значительное отражение в поглощающем слое, если их длина волны превышает $1/4$ мкм [см. (2.17)]. Кинетическая энергия электронов и легких ионов не должна превосходить несколько миллион электрон-вольт, так как иначе они смогут проникнуть глубоко в мишень и вызвать ее предварительный нагрев. В отличие от этих пучков тяжелые ионы могут быть остановлены в тонкой внешней оболочке, даже если скорость частиц составит несколько миллиардов электрон-вольт.

Как показано в [10], значение η_D , по-видимому, меняется от 5 % для коротковолновых лазеров, таких, как KrF, до 25 % для пучков тяжелых ионов и что для эффективной работы реактора необходимо иметь $\eta_D G = 10 \div 15$.

Глава 3. ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМОВ ИЗ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Мак-Уиртер, Саммерс

3.1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЕ ОБСУЖДЕНИЕ

Ниже дано введение в теорию атомных процессов, ведущих к формированию спектров излучения горячей протяженной плазмы. Эта теория основывается на расчете распределения различных сортов ионов по ступеням ионизации и расчете интенсивностей спектральных линий и непрерывного излучения плазмы. Эти расчеты существенны при оценке мощности потерь на излучение и сопротивление плазмы. Они также являются теоретической основой спектроскопических методов определения таких параметров плазмы, как плотность и температура электронов. Ниже основное внимание будет уделено термоядерной плазме, но развитая теория во многом в равной степени применима и для рассмотрения спектров в астрофизической плазме.

Типичный спектр излучения термоядерной плазмы показан на рис. 3.1, где представлен небольшой участок спектра в области мягкого рентгена, излучаемого плазмой в токамаке DITE.

В спектре излучения в основном присутствуют спектральные линии ионов примесей, находящихся в водородной плазме. Несмотря на то что концентрация примесей мала (меньше чем несколько процентов), излучение примесей вносит основной вклад в полные потери энергии на излучение. Одна из целей этой главы состоит в том, чтобы объяснить такой механизм потерь энергии.

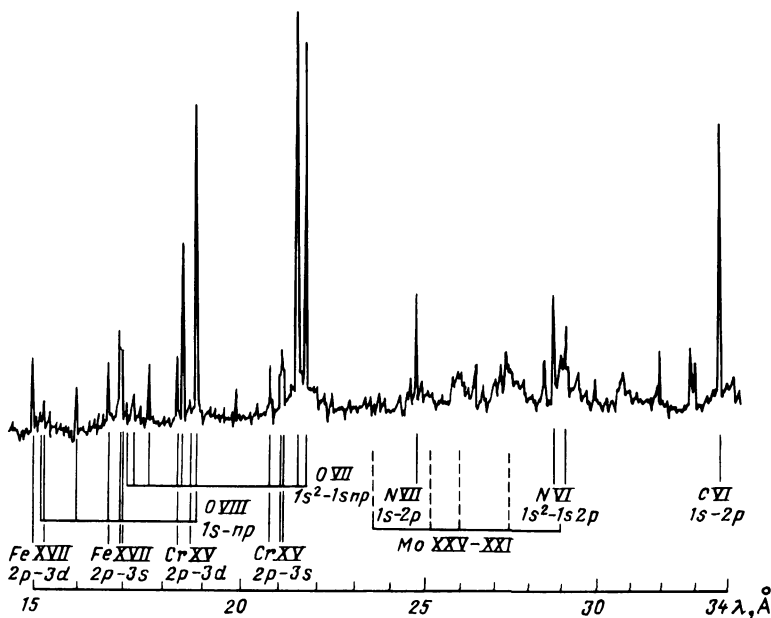
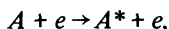
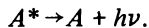


Рис. 3.1. Спектр излучения плазмы в мягкой рентгеновской области, снятый на установке DITE [79]. Особенно ярко видно излучение водородо- и гелиеподобных ионов углерода, кислорода, азота. Присутствуют также спектральные линии тяжелых элементов

Тепловая кинетическая энергия свободных электронов в плазме при столкновении с ионами примесей преобразуется во внутреннюю энергию ионов



где A^* – возбужденное состояние примесного иона A . Эта энергия затем излучается в виде фотонов, выходящих из объема плазмы:



Детальное количественное описание этого процесса усложняется тем, что необходимо оценить в отдельности вклады различных существенных столкновительных и радиационных процессов, причем для различных сортов атомов и ионов.

Обычно представляют интерес плазменные системы, параметры которых меняются в пространстве и времени, так что ионы, спектры которых излучаются, проходят через области с различной плотностью и температурой. Так, в термоядерных установках имеются области вблизи стенок камеры, где существен рециклинг примесей. В равной степени в астрофизической плазме имеются примеры ситуаций, когда движение плазмы и турбулентность сильно влияют на распределение ионов. Наряду с этим в обоих случаях, в общем, имеются области, в которых диффузионные эффекты, связанные с градиентами температуры и плотности,

оказывают сильное влияние на распределение ионов различных сортов. Хотя здесь рассматриваются только атомные процессы, важность плазменных процессов не следует недооценивать, поскольку они влияют на детали спектров. Детально роль плазменных процессов рассматривается в других главах настоящей книги, но некоторое упоминание о них будет дано в § 3.7.

Во многих термоядерных установках имеются мощные магнитные поля, удерживающие плазму и ослабляющие ее контакт со стенками камеры. В принципе такие поля могут влиять на спектр посредством изменения деталей атомных процессов. Практически основной эффект магнитного поля сводится к подавлению поперечной диффузии и теплопроводности свободных электронов, так что в различных областях плазмы имеется различная температура. В общем можно сказать, что в термоядерной плазме влияние магнитных полей на структуру возбужденных уровней ионов маскируется относительно большой частотой электронных столкновений.

При движении заряженных частиц поперек магнитного поля генерируется циклотронное излучение (или для частиц с релятивистскими скоростями – синхротронное). В плазме с термоядерными параметрами вклад в это излучение, обусловленный положительными ионами, пренебрежимо мал по сравнению с вкладом, обусловленным электронами, так что следует рассматривать только излучение электронов.

Циклотронное излучение неизотропно и связано с направлением магнитного поля и направлением мгновенной скорости электрона. Для термоядерной плазмы длина волны излучения оказывается в далекой инфракрасной области, так что лабораторная плазма (с размером около 1 м) оказывается оптически толстой для циклотронного излучения. Для плазмы в современных установках мощность потерь на циклотронное излучение оказывается меньше мощности потерь на тормозное излучение. Поскольку мощность циклотронного излучения резко растет с температурой, оно может оказаться существенным источником потерь для термоядерного реактора. Детальное рассмотрение физики этих процессов выходит за пределы настоящей главы.

Основное внимание здесь уделяется рассмотрению термоядерной разреженной плазмы, для которой несущественно самопоглощение даже резонансного излучения, т.е. развивается теория атомных процессов в приближении оптически тонкой плазмы. Следует, однако, отметить, что многие из полученных результатов оказываются еще применимыми даже при умеренной непрозрачности плазмы. Полное теоретическое рассмотрение непрозрачной плазмы требует одновременного решения уравнения переноса излучения и уравнений, описывающих атомные процессы. Сложность такого подхода хорошо известна, и исследования такого типа не оправданы для большинства плазменных систем с умеренной или малой непрозрачностью. Вместо этого достаточно обратить внимание на некоторые физические следствия, связанные с эффектами непрозрачности в разреженной плазме. Эффекты непрозрачности, которые могут приводить к уменьшению мощности излучения, наиболее ярко могут проявляться при рассмотрении резонансного излучения. В некоторых слу-

чаях резонансное излучение может преобразовываться в излучение с другой длиной волны, причем интенсивность альтернативной линии увеличивается из-за непрозрачности в резонансной линии. Для астрофизической плазмы существует довольно много решений уравнения переноса, но для термоядерной плазмы, удерживаемой магнитным полем, решения уравнения переноса довольно редки.

После краткого описания того, что выходит за пределы настоящей главы, остается описать основные черты используемой теоретической модели плазмы. Как астрофизическая, так и термоядерная плазма состоит в основном из водорода с малой примесью более тяжелых элементов, и в обоих представляющих интерес случаях водород более или менее полностью ионизован. В излагаемой ниже теории различие между обычным водородом и дейтерием или тритием обычно несущественно. Таким образом, для краткости для обозначения положительного иона любого изотопа водорода будет использоваться термин "протон". В тех местах, где это необходимо, будет указан вид изотопа. Развиваемая теория, таким образом, будет пригодна для плазмы, состоящей из электронов, протонов в качестве основной компоненты и относительно небольшого количества атомов водорода и более тяжелых элементов, находящихся в различных ионизационных состояниях. Последние будут рассматриваться как малая добавка. Обычно концентрация малой добавки тяжелых ионов меньше, чем несколько процентов концентрации водорода (атомы и протоны). В связи с этим следует отметить, что за исключением гелия, космологическое содержание элементов составляет 10^{-4} или меньше (по сравнению с водородом). Несмотря на такие малые концентрации, атомарное излучение, испускаемое тяжелыми ионами, превышает излучение водорода и может вносить основной вклад в потери энергии из плазмы. Ниже будет показано, что, например, наличие 10 % углерода в термоядерном реакторе достаточно для того, чтобы погасить термоядерную реакцию, наличие 0,01 % молибдена приводит к такому же эффекту.

Изложение теории строится следующим образом. В § 3.2 с помощью уравнения Больцмана вводится неравновесная модель. Эту модель используют для описания парных столкновений между основными частицами, что позволяет получить уравнение, описывающее максвелловское распределение по скоростям. Затем рассматриваются парные столкновения между основными частицами и примесными ионами и показано, как можно уравнение Больцмана привести к виду, который оказывается более удобным для описания возбужденных уровней ионов. Наконец, в этом разделе обсуждается полное и локальное термодинамическое равновесие. Такое достаточно формальное введение в теорию позволяет установить физические основы некоторых концепций и очертить рамки, в пределах которых будут ниже рассмотрены более сложные вопросы.

В § 3.3 рассматриваются отдельные атомные процессы. Затем они обсуждаются более детально с тем, чтобы облегчить читателю доступ к более специальной литературе для проведения конкретных расчетов.

В § 3.4 в общем виде вводятся статистические уравнения баланса и обсуждается влияние коллективных эффектов на индивидуальные атом-

ные процессы. Как следствие этого дается определение столкновительно-излучательных и столкновительно-диэлектронных коэффициентов рекомбинации, ионизации и возбуждения. В этом разделе также дается обоснование разделения уравнений баланса на уравнения, определяющие распределение по ступеням ионизации, и уравнения, описывающие процесс возбуждения, ведущий к испусканию излучения.

В § 3.5 рассмотрены некоторые встречающиеся на практике случаи; для расчета временной эволюции различных ионизационных состояний используется нестационарное уравнение ионизационного равновесия. Затем проводится сравнение с экспериментом. Обсуждаются стационарные решения уравнений ионизационного равновесия.

В § 3.6 рассмотрены решения уравнений баланса при описании процессов возбуждения. Для иллюстрации различных эффектов последовательно рассмотрен ряд ионов.

Наконец, в § 3.7 обсуждаются методы расчета полной мощности излучения для стационарной плазмы. Показана важность ограничения уровня примесей в термоядерной плазме.

3.2. УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА

При описании неравновесной системы в качестве исходной точки удобно использовать уравнение Больцмана для системы взаимодействующих частиц в плазме. Нашей целью будет указание факторов, фигурирующих при сведении уравнения Больцмана к уравнениям баланса, которые обычно являются исходным пунктом для теории и для вывода некоторых важных соотношений и распределений. Эти довольно абстрактные с точки зрения спектроскопии соображения можно обойти.

Для частиц отдельного сорта временная эволюция функции распределения по скоростям f описывается уравнением [30]

$$\frac{df}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} . \quad (3.1)$$

Правая часть этого уравнения в символической форме описывает взаимодействие с частицами других сортов (включая фотоны). Левая часть уравнения описывает изменение f в фазовом пространстве под влиянием внешних полей. Если взаимодействие не учитывается, то (3.1) описывает постоянство f при движении частиц в фазовом пространстве.

Здесь необходимо учитывать следующие важные сорта частиц: свободные электроны, свободные протоны и ионы различных сортов в различных квантовых состояниях. Следует рассмотреть также функцию распределения для фотонов. Однако, как указывалось выше, в оптически тонкой плазме, рассматриваемой в настоящей главе, плотность поля излучения мала, так что взаимодействие с полем излучения происходит в основном через спонтанное излучение. По этой причине вначале внимание будет сосредоточено на функциях распределения частиц. Также не будет учитываться геометрия плазменной системы, и мы будем счи-

тать, что функции распределения зависят не от пространственных координат, а только от скорости и времени.

Поскольку в термоядерной плазме возможно разделение частиц на основные и примесные, важный вклад в $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st}$ вносят такие столкно-

вения, в которых по крайней мере одна частица принадлежит к основному сорту частиц. Рассмотрим вначале функции распределения для электронов и протонов, для которых существенны столкновения типа $e-e$, $p-p$ и $e-p$. Как хорошо известно, из-за дальнегодействующего характера кулоновского взаимодействия наиболее эффективными при изменении функций распределения являются далекие столкновения. Для изотропных функций распределений частиц по скоростям важными характеристиками являются и времена перераспределения кинетической энергии τ_{ee} , τ_{pp} и τ_{ep} . Можно показать, что из-за соотношения масс $1/\tau_{ee} \approx \approx 43/\tau_{pp} \approx 1849/\tau_{ep}$ (с соответствующими множителями для более тяжелых изотопов водорода). Характерные времена процессов, ведущих к испусканию излучения, гораздо больше. Поэтому изменение функции распределения электронов определяется в основном столкновениями $e-e$, и аналогично изменения функции распределения протонов определяются столкновениями $p-p$. Из этой оценки временных масштабов следует, что может реализоваться случай (и в действительности это довольно общий случай для термоядерной плазмы), когда происходит выравнивание энергии отдельно в электронной и протонной компоненте, без обмена энергией между электронами и протонами.

Интеграл столкновений для электронной функции распределения $f_e(\mathbf{u})$, где \mathbf{u} – скорость электрона, при ограничении, что полная энергия и импульс сохраняются при парном столкновении, имеет вид

$$\left(\frac{\partial f_e(\mathbf{u})}{\partial t}\right)_{st} \approx -\int f_e(\mathbf{u}) f_e(\mathbf{v}) |\mathbf{u} - \mathbf{v}| \sigma(\mathbf{u}, \mathbf{v} \rightarrow \mathbf{u}', \mathbf{v}') du dv' dv + \int f_e(\mathbf{u}') f_e(\mathbf{v}') |\mathbf{u}' - \mathbf{v}'| \sigma(\mathbf{u}', \mathbf{v}' \rightarrow \mathbf{u}, \mathbf{v}) du' dv' dv. \quad (3.2)$$

Здесь σ – сечение столкновения между парой электронов с начальными скоростями \mathbf{u} и \mathbf{v} и конечными скоростями \mathbf{u}' и \mathbf{v}' . Инвариантность динамических уравнений по отношению к обращению времени означает, что

$$\sigma(\mathbf{u}, \mathbf{v} \rightarrow \mathbf{u}', \mathbf{v}') = \sigma(\mathbf{u}', \mathbf{v}' \rightarrow \mathbf{u}, \mathbf{v}), \quad (3.3)$$

так что можно получить обычную форму для электронного интеграла столкновений

$$\left(\frac{\partial f_e(\mathbf{u})}{\partial t}\right)_{st} \approx \int [f_e(\mathbf{u}') f_e(\mathbf{v}') - f_e(\mathbf{u}) f_e(\mathbf{v})] |\mathbf{u} - \mathbf{v}| \sigma(\mathbf{u}, \mathbf{v} \rightarrow \mathbf{u}', \mathbf{v}') du' dv' dv. \quad (3.4)$$

Изотропная функция распределения, для которой этот интеграл исчезает тождественно, удовлетворяет соотношению $f_e(\mathbf{u}') f_e(\mathbf{v}') = f_e(\mathbf{u}) \times$

$\times f_e(\mathbf{v})$ при условии, что $\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{u}', \mathbf{v}'$ удовлетворяют условиям сохранения. Такой функцией является функция распределения Максвелла

$$f_e(\mathbf{u}) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e u^2}{2kT_e} \right). \quad (3.5)$$

Здесь T_e — кинетическая температура свободных электронов; m_e — масса электрона; n_e — плотность электронов. Такое распределение не зависит от конкретного вида σ , и оно обычно выводится из общих термодинамических соображений. Распределения для частиц с другими массами (в пренебрежении внутренней структурой) также легко получить. Если имеется больше, чем один сорт частиц, то при взаимном равновесии они будут иметь одинаковую кинетическую температуру, а их средние скорости будут обратно пропорциональны их массам. В равновесной электрон-протонной плазме скорость электронов в среднем в 43 раза больше скорости протонов. Это приводит к важным следствиям. Полезные выражения были получены в [100] для времени релаксации τ_e , с, характеризующего время, необходимое для того, чтобы функция распределения тождественных частиц приблизилась к максвелловской функции распределения, и для времени τ_{eq} , с, характеризующего время обмена энергией между частицами сорта 1 и сорта 2:

$$\tau_e = 0,12 \frac{1}{\alpha c a_0^2} \left(\frac{m}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{kT}{I_H} \right)^{3/2} \frac{1}{nz^2 \ln \Lambda}; \quad (3.6)$$

$$\tau_{eq} = 0,0529 \frac{1}{\alpha c a_0^2} \frac{m_1}{m_e} \frac{m_2}{m_e} \times \\ \times \left(\frac{kT_1}{I_H} \frac{m_e}{m_1} + \frac{kT_2}{I_H} \frac{m_e}{m_2} \right)^{3/2} \frac{1}{nz^2 z^2 \ln \Lambda}. \quad (3.7)$$

Здесь m — масса частицы; n — плотность, см^{-3} ; T — температура; I_H — потенциал ионизации водорода; z — заряд иона; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм (около 20); α — постоянная тонкой структуры; a_0 — борковский радиус. Поскольку времена τ_e для электронов и протонов малы по сравнению с характерными временами изменения внутреннего состояния ионов, при рассмотрении последних обычно принимают максвелловские распределения для электронов и протонов.

Рассмотрим теперь распределение ионов примесей по возбужденным квантовым состояниям. Введем некоторые обозначения. Для элемента A с зарядом ядра z_0 обозначим заселенность иона с зарядом z в возбужденном состоянии p , проинтегрированную по всем скоростям, $n(A, z, p)$. Отдельный сорт иона обозначим $A(z, p)$ и функцию распределения $f(A, z, p, \mathbf{u})$. Существенный вклад в интеграл столкновений для ионов в состоянии p вносят столкновения таких ионов с электронами, протонами и другими ионами, когда они играют роль основных ионов, а также взаимодействие с полем излучения. Следует подчеркнуть, что этот

последний фактор нельзя отбросить, как это было сделано при рассмотрении функции распределения свободных частиц. Типичными процессами являются переход иона из состояния p в высшее возбужденное состояние q при столкновении с электроном или протоном, образование ионов в состоянии p из ионов в состоянии q , переход в возбужденное состояние другого иона при столкновении с электроном, спонтанное излучение, захват свободного электрона на уровень p и т.д. Как и в (3.2), различные компоненты, исключая процессы излучения фотона, можно сгруппировать в пары прямых и обратных процессов. Поскольку в настоящей главе запыриание излучения не учитывается, обратные и дополнительные процессы фотопоглощения и стимулированного испускания, которые объединяются с процессами спонтанного испускания, здесь не включаются в интеграл столкновений. Тонкие характеристики наблюдаемых спектров связаны с изменениями относительного значения столкновительных процессов и процессов спонтанного испускания, входящих в интеграл столкновений для функций распределений по возбужденным состояниям.

Метод дальнейшего упрощения уравнения Больцмана к виду, более удобному для описания атомных процессов, можно продемонстрировать, рассматривая процессы, которые ведут к возбуждению и деовозбуждению при столкновении с электронами. Вследствие малости массы электрона по сравнению с массой ядра в таких столкновениях приближенно можно считать, что сохраняется скорость ядра и сумма кинетической энергии электрона и внутренней энергии. Если предположить, что скорости ионов малы и примерно постоянны, то интеграл столкновений имеет вид

$$\int \left(\frac{\partial f(A, z, p, u)}{\partial t} \right)_{st} du = -\sum_q n_e n(A, z, p) X^e(p \rightarrow q) + \sum_q n_e n(A, z, q) X^e(q \rightarrow p) + \dots, \quad (3.8)$$

где

$$X^e(p \rightarrow q) = \frac{1}{n_e} \frac{8\pi}{m_e^2} \int f_e(\mathbf{v}) EQ_{p \rightarrow q}(E) dE; \quad (3.9)$$

X^e — скорость возбуждения при столкновении с электронами; $E = \frac{1}{2} m_e v^2$ — энергия налетающего электрона; Q — сечение столкновения; $\Delta E(p, q)$ — разность энергий между уровнями p и q ; $\Delta E(p, q) = E(p) - E(q)$; $E(p)$ — потенциал ионизации иона в состоянии p . Для функции $f_e(\mathbf{v})$ используется выражение (3.5). Члены, не выписанные в явном виде в (3.8), содержат аналогичные коэффициенты и множители для ионизации, столкновений с протонами, спонтанного испускания и др. Ограничиваясь обсуждением отдельного элемента, можно опустить символ элемента A в различных выражениях так, что, например, можно писать $n(z, p)$ вместо $n(A, z, p)$. Здесь уместно отметить, что различные состояния ионов могут иметь одну и ту же внутреннюю энергию и в

изотропной плазме могут быть объединены в одно состояние. Обозначим статистический вес такого объединенного состояния p через $\omega(z, p)$. Инвариантность по отношению к обращению времени означает, что выполняется соотношение

$$X^e(p \rightarrow q) = \exp\left(-\frac{\Delta E(p, q)}{kT_e}\right) \frac{\omega(z, q)}{\omega(z, p)} X^e(q, p). \quad (3.10)$$

Этот принцип детального равновесия позволяет немедленно связать скорости возбуждения со скоростями девозбуждения и наоборот. Аналогичные соотношения, следующие из принципа детального равновесия, существуют между скоростью столкновительной ионизации и скоростью трехчастичной рекомбинации (см. § 3.2).

В (3.8) интеграл столкновений включает часть, для которой справедлив принцип детального равновесия, и часть, обусловленную спонтанным излучением, для которой обратные процессы не учитываются. Для плазмы во многих установках и для астрофизической плазмы столкновительная часть оказывается гораздо больше, чем часть, связанная с излучением. Это справедливо при описании распределения по высоковозбужденным состояниям ионов и в общем случае тогда, когда плотность электронов велика. Если спонтанным излучением можно пренебречь, то при обращении полного интеграла столкновений в нуль существует равновесие, называемое локальным термодинамическим равновесием или просто ЛТР. В ЛТР заселенность уровней определяется соотношением

$$\frac{n(z, p)}{n(z, q)} = \frac{\omega(z, p)}{\omega(z, q)} \exp\left(\frac{\Delta E(p, q)}{kT_e}\right), \quad (3.11)$$

которое связывает заселенности уровней одного иона. Для связи заселенностей уровней ионов, находящихся в двух соседних ионизационных состояниях, имеется уравнение

$$\frac{n(z, p)}{n_e n(z+1, 1)} = \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}\right)^{3/2} \times \\ \times \frac{\omega(z, p)}{2\omega(z+1, 1)} \exp\left(\frac{E(p)}{kT_e}\right). \quad (3.12)$$

Формула (3.11) называется формулой Больцмана, а формула (3.12) — формулой Саха–Больцмана. Для простоты 1 в (3.12) означает основное состояние.

Для описания некоторых практических случаев часто используются формулы Больцмана и Саха–Больцмана, полученные в предельном случае. Полезно ввести множители $b(p)$, которые учитывают отклонения реальных заселенностей от значений в состоянии ЛТР. Эти множители вводятся с помощью соотношения

$$\frac{n(z, p)}{n_e n(z+1, 1)} = \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}\right)^{3/2} \times$$

$$\times \frac{\omega(z, p)}{2\omega(z+1, 1)} \exp\left(\frac{E(p)}{kT_e}\right) b(p). \quad (3.13)$$

Для полноты изложения следует упомянуть и о случаях, когда существенно задержание излучения. При этом значительную роль играют обратные радиационные процессы. Соответствующие коэффициенты удовлетворяют известным соотношениям Эйнштейна. При полном равновесии между частицами и излучением, т.е. в "термодинамическом равновесии", распределение частиц по различным состояниям снова описывается формулами (3.11) и (3.12), тогда как для распределения излучения справедлива формула Планка. Плотность энергии фотонов с частотой ν в интервале частот $d\nu$ имеет вид

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h\nu^3 d\nu}{c^3 [\exp(h\nu/kT_u) - 1]}, \quad (3.14)$$

где T_u — планковская температура поля излучения, $T_u = T_e$.

Подводя итоги, можно сказать, что в масштабах времени, характерных для релаксации распределения по возбужденным состояниям, для функций распределения свободных основных частиц можно использовать максвелловские распределения (3.5). Уравнение Больцмана для функции распределения ионов в выделенном состоянии можно упростить, сведя его к уравнению для скорости изменения локальной заселенности иона в этом состоянии, выраженное через сумму членов, каждый из которых является произведением скорости реакции на плотность частиц, участвующих в реакции. Эта специальная форма уравнения Больцмана называется системой статистических уравнений баланса. Между скоростями прямых и обратных процессов существуют важные соотношения, следующие из принципа детального равновесия (3.10). Равновесные заселенности в случаях, когда плотность электронов высока или можно пренебречь радиационными процессами, определяются по формулам Больцмана (3.11) и Саха–Больцмана (3.12).

3.3. СОСТАВЛЯЮЩИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ БАЛАНСА

Плотность большинства плазменных систем, которые рассматриваются в настоящей главе, слишком низка, чтобы с определенной степенью адекватности использовать представления о термодинамическом равновесии или даже о локальном термодинамическом равновесии. Необходимо найти решения уравнений баланса в условиях, когда основными членами являются члены, не детально обратные друг другу. Довольно часто доминирующими процессами являются такие процессы, когда внутренняя энергия иона возрастает в результате столкновений, тогда как переход в состояние с nižей энергией обусловлен излучением. В такой ситуации необходимо включить в уравнение специальные члены для учета огромного числа различных атомных процессов. Ниже обсуждаются различные специальные члены, которые необходимо включить в уравнение.

В принципе, следует включать любой атомный процесс, который приводит к тому, что ион переходит из одного квантового состояния в другое. Практически происходит отбор тех процессов, которые достаточно существенны в рамках используемого приближения. Для того чтобы провести такой отбор, необходимо учесть следующие факторы. Как уже отмечалось, плазма состоит из электронов, протонов, малой добавки атомарного водорода и атомов и ионов более тяжелых элементов. Поэтому первое основное упрощение состоит в том, что пренебрегается столкновениями атомов (ионов) малой добавки друг с другом, поскольку их частота мала по сравнению с частотой столкновений с основной группой частиц (хотя в отдельности следует учитывать возможность перезарядки между атомами водорода и некоторыми ионами). Таким образом, необходимо рассмотреть столкновения атомов (ионов) малой добавки только с электронами и протонами. Вследствие примерного равенства температур электронов и протонов скорости электронов гораздо больше скоростей протонов. Поэтому скорости реакций, которые являются произведением сечения на скорость, обычно для столкновений с электронами оказываются гораздо больше, чем для столкновений с протонами при рассмотрении столкновительных переходов между состояниями атомов (ионов) малой добавки. Имеются, однако, специальные случаи, когда сечения при столкновении с протонами могут быть достаточно большими, и такие процессы следует учитывать. В связи с этим необходимо особо отметить столкновения, которые перераспределяют заселенности уровней тонкой структуры. Несмотря на достаточно серьезное ограничение на число столкновительных процессов, которые следует учитывать, остается очень большое число возможных столкновительных процессов. Далее следует отбросить процессы, в которых заряд иона меняется больше чем на единицу. Существуют важные случаи, когда ионизационные столкновения приводят к выбросу более чем одного электрона, но оказывается, что нет практически расчетов, которые учитывают эту возможность. Для того чтобы множественная рекомбинация была эффективной, требуется многочастичное столкновение, и такой процесс можно отбросить как невероятный. Далее будет видно, что авторы некоторых обсуждаемых расчетов ввели ряд ограничений на типы столкновительных процессов, включаемых в их частные версии уравнений баланса. Подводя итоги, можно сказать следующее. В настоящее время в уравнениях баланса учитываются следующие столкновительные процессы:

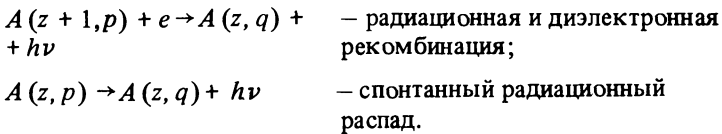
$A(z, p) + e \rightleftharpoons A(z, q) + e$ — возбуждение и девозбуждение электронами;

$A(z, p) + p \rightleftharpoons A(z, q) + p$ — возбуждение и девозбуждение протонами;

$A(z, p) + e \rightleftharpoons A(z + 1, q) + 2e$ — ионизация и трехчастичная рекомбинация с участием электронов;

$A(z, p) + H \rightarrow A(z - 1, q) + p$ — перезарядка с атомами водорода.

Обычно дополнительно включаются следующие радиационные процессы:



После указания отдельных процессов остается обсудить способы оценки коэффициентов, используемых в уравнениях баланса. Этой цели будет посвящена оставшая часть этого раздела.

Параметрическая зависимость различных коэффициентов от заряда иона z часто включает множитель $z + 1$. Удобно ввести параметр $\xi_e = (z + 1)^2 I_H / (k T_e)$.

Ионизация электронным ударом. Точное квантовомеханическое рассмотрение этого процесса сложно, и поэтому, имея в виду достаточно общее применение, были проведены более простые оценки. Они основываются на модели, близкой к модели классического столкновения между падающим электроном и вначале связанными электронами. Скорость реакции можно записать в виде

$$S(p) = 16 \sqrt{\pi} a c a_0^2 \times \frac{1}{(z+1)^3 \xi_e^{1/2}} \nu^4(p) F \exp\left(-\frac{\xi_e}{\nu^2(p)}\right), \quad (3.15)$$

где z — заряд исходного иона; $\nu(p)$ — эффективное главное квантовое число уровня p , с короткого происходит ионизация. Для классической модели столкновения $F = 1$ [105], если средняя энергия электрона много меньше потенциала ионизации. Эта формула улучшалась некоторыми авторами путем модификации выражения для F , чтобы получить лучшее соответствие с экспериментом или квантовомеханической теорией вблизи порога и путем введения улучшенной асимптотики при высоких температурах. Ситон предложил полуэмпирическую формулу (ПЭФ) [97]. Лотц [61] предложил дальнейшее усовершенствование, которое, однако, не меняет поведения вблизи порога по сравнению с формулой Ситона. В [62–64] предложены более сложные параметрические выражения для скорости ионизации нейтральных атомов. В [18] (см. также [23]) предложены формулы, которые объединяют достоинства метода симметризованных парных столкновений для близких столкновений и достоинства полуклассического метода прицельного параметра для далеких столкновений. Наиболее общепринятым является использование метода прицельного параметра для электронных столкновений [26, 102]. В [29] проведено сравнение этих различных формул с результатами экспериментов вблизи порога. Приближенные формулы могут давать существенные погрешности (стандартное отклонение около 90%), причем ни одна из формул не является более предпочтительной. Для некоторых ионов имеются более точные расчеты в приближении Кулона–Борна [40, 73–75]. Согласно с экспериментальными данными вблизи порога заметно не

улучшается, хотя имеется указание на уменьшение разброса. Недавно Сэмпсон с сотрудниками использовали расчеты в приближении Кулона–Борна для случая $z = \infty$ и затем применили их для конечных z , используя определенные скейлинги, для расчета некоторых сечений ионизаций [46–48, 76, 89–91]. В типичных условиях их результаты лежат между результатами, полученными в рамках ПЭФ и в приближении прицельного параметра, и удобны для использования. Совсем недавно в [22] проведен анализ имеющихся данных для сечений ионизации как экспериментальных, так и теоретических. Получено общее выражение для полного сечения ионизации (включая возбуждение внутренних оболочек и автоионизацию, обсуждаемые ниже), которое описывает имеющиеся экспериментальные данные со среднеквадратичным отклонением $\pm 23\%$.

При расчете ионизации из основного состояния иона важно должным образом учесть ионизацию из внутренних оболочек и ионизацию, следующую за возбуждением автоионизационных уровней. Таким образом, скорость ионизации из основного состояния, обозначаемого здесь для простоты индексом 1, можно представить в виде

$$S(1) = \sum_i \zeta(i) S(i, 1) + \sum_{\substack{r \\ E(r) < 0}} X^e(1 \rightarrow r), \quad (3.16)$$

где суммирование ведется по всем оболочкам i и автоионизационным уровням r ; $S(i, 1)$ – скорость прямой ионизации из оболочки i [см. (3.15)]; X^e – скорость возбуждения автоионизационных уровней; $\zeta(i)$ – число эквивалентных электронов в оболочке i . При такой записи предполагается, что возбуждение в автоионизационные состояния обязательно ведет к ионизации. Если автоионизационные состояния лежат вблизи порога ионизации для внешнего электрона, комбинированный вклад внутренних оболочек и автоионизации можно получить более просто, опустив второй член суммы и прямую ионизацию из внутренних оболочек и увеличив ζ для наружной оболочки на число электронов во внутренних оболочках, которые имеют то же самое главное квантовое число, что и электроны наружной оболочки [22, 29]. На рис. 3.2 представлены экспериментальные данные для сечения ионизации для иона C^{3+} . Хорошо видны автоионизационные пороги. Для сравнения показаны также результаты некоторых приближенных расчетов.

Формула для скорости обратного процесса трехчастичной рекомбинации получается из принципа детального равновесия

$$a_3(p) = 2^6 \pi^2 a c a_0^5 \frac{\xi_e}{(z+1)^6} \frac{v^4(p) \omega(z, 1)}{\omega(z+1, 1)} F. \quad (3.17)$$

Здесь z – заряд иона после рекомбинации.

Возбуждение электронным ударом. Полезный обзор был написан Ситоном [98]. Он содержит более полные данные и обобщает более ранние обзоры [9, 43, 56]. Для расчета сечений и скоростей возбуждения в настоящее время развито много методов и численных кодов. Применительно к термоядерной плазме можно говорить о различных областях приложений с различными требованиями.

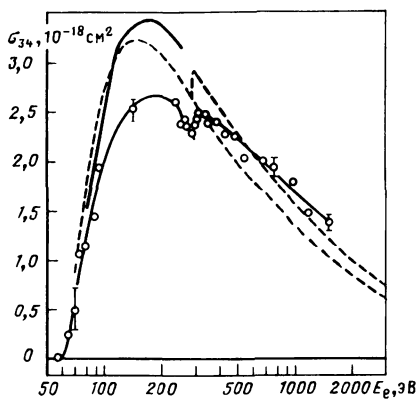


Рис. 3.2. Сечение ионизации C^{3+} электронным ударом, измеренное методом скрещенных пучков [34]. Показаны экспериментальные точки и аппроксимирующая их кривая. Виден вклад автоионизации выше порога ионизации $1s$, связанный с возбуждением резонансов в состоянии $1s2s2l$. Для сравнения показаны результаты расчетов в приближении Кулона-Борна [74] (жирная сплошная линия) и в приближении Кулона-Борна для $z = \infty$ [46] (штриховые кривые)

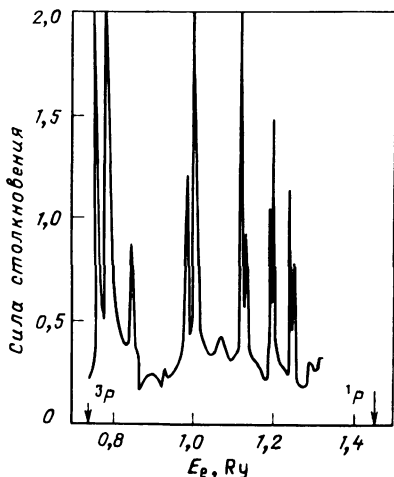


Рис. 3.3. Сила столкновения при возбуждении перехода $2s^2 1S - 2s 2p^3 P$ иона O^{4+} электронным ударом, рассчитанная в приближении сильной связи [12]. Видна резонансная структура между порогами для уровней $3P$ и $1P$. Силы столкновений конечны для пороговых значений энергий налетающего электрона

Если энергия налетающего электрона велика по сравнению с энергией возбуждения данного перехода, то максимальными являются сечения для электрических дипольных переходов. Если учесть, что наиболее существенными являются далекие столкновения, то можно получить простое приближенное выражение для скорости возбуждения

$$X^e(p \rightarrow q) = 8\pi \sqrt{3} \frac{2\sqrt{\pi} a c a_0^2}{3} \frac{\xi_e^{1/2}}{(z+1)^3} \frac{(z+1)^2 I_H}{\Delta E(p, q)} f(p, q) \times \exp\left(-\frac{\Delta E(p, q)}{kT_e}\right) \int_0^\infty g^{III}(x) \exp(-w) dw. \quad (3.18)$$

Здесь $f(p \rightarrow q)$ – сила осциллятора при поглощении; $g^{III}(x)$ – фактор Гаунта для налетающего электрона в кулоновском поле иона для свободно-свободных переходов. Фактор Гаунта удобно выражать через параметр $x = [wkT_e/\Delta E(p, q)]^{1/2}$, где wkT_e – энергия электрона в конечном состоянии. Практически следует учитывать некоторые дополнительные факторы. Вероятность перехода может стать такой большой, что нарушается закон сохранения вероятности, так что существенно сильное взаимодействие атомных уровней. Различно также поведение сечений вблизи порога для атомов и ионов. Сечения возбуждения ионов оказываются

ся конечными для пороговых значений энергии. Обычно заменяют функцию g^{III} на подгоночную функцию \bar{g} — средний фактор Гаунта, выбираемую так, чтобы по возможности воспроизвести точные сечения. В [95] для ионов считается, что $\bar{g} \approx 0,2$. В [106] отдельно для атомов и ионов табулированы значения \bar{g} и функция P , определяемая выражением

$$P\left(\frac{\Delta E(p, q)}{kT_e}\right) = \int_0^{\infty} \bar{g}(x) \exp(-w) dw. \quad (3.19)$$

Полуклассические выражения для P даны в [18, 26, 96]. Эти приближенные методы полезны при расчете заселенностей высоковозбужденных состояний. Для этих состояний важные дополнительные формулы, полученные с помощью принципа соответствия, можно найти в [81].

Приведенные выше формулы слишком неточны для детального описания нижних уровней. Кроме того, при определении заселенности метастабильных уровней могут играть важную роль недипольные переходы. На рис. 3.3 показана рассчитанная сила столкновения при возбуждении электроном перехода $2s^2 \ ^1S - 2s \ 2p^3 P$ в ионе O^{+4} . Четко видна сложная резонансная структура. Сила столкновения представляет собой безразмерную величину, связанную с сечением столкновения, и ее зависимость от энергии находит свое отражение в скоростях возбуждения.

Полезные результаты получены Сэмпсоном и его сотрудниками, которые использовали приближение Кулона–Борна для $z = \infty$, развитое ранее в [28]. Эти результаты содержатся в целом ряде работ, начиная с [58, 62] (дальнейшие ссылки можно найти в [38, 39]). Однако основной источник надежных данных для таких переходов — это мощные численные коды, реализующие методы искаженных волн (DW) и метод сильной связи (CC). Здесь трудно дать полный обзор обширной литературы, посвященной этому вопросу. Ценная компиляция теоретических результатов приведена в [38, 39]. Опубликован также обзор Генри [49].

Скорость девозбуждения находится с помощью принципа детального равновесия

$$X^e(q \rightarrow p) = \frac{\omega(p)}{\omega(q)} \exp\left(\frac{\Delta E(p, q)}{kT_e}\right) X^e(p \rightarrow q). \quad (3.20)$$

Столкновения с протонами существенны при рассмотрении переходов между близко расположенными уровнями, такими, как сильно возбужденные вырожденные состояния l [50], а также для квадрупольного перемешивания \mathcal{J} -подуровней. Для рассмотрения таких столкновений развиты полуклассические методы и метод сильной связи. Полуклассические методы являются обобщением методов, развитых для расчета кулоновского возбуждения ядер [1], на атомные системы. По этому вопросу также имеется обширная литература [2, 8, 38, 55, 57, 87].

Спонтанное излучение фотонов. Коэффициенты A зависят от деталей структуры термов атомов и ионов, и их расчет и измерение составляют важную часть атомной физики. Составление компилятивных и библиографических обзоров по вероятностям переходов проводится Националь-

ным бюро стандартов (США) [109, 110]. В [109] указано 320 работ, а в [110] — 505 работ. Развита специальные численные коды для расчета вероятностей перехода как в рамках метода Хартри—Фока, так и в рамках многоконфигурационного метода прямой диагонализации [32, 37, 41]. В этих методах, в общем, учитывают релятивистские поправки.

Для электрических дипольных переходов очень хорошие результаты дает простой в применении метод Бейтса—Дамгаард [4]. Для некоторых чувствительных переходов включение поправок на быстро меняющийся квантовый дефект делает результат более надежным [93]. Полезные экстраполяции вдоль изоэлектронных рядов для сил осцилляторов даны в [108]. Для дипольных переходов коэффициент A можно записать в виде

$$A(p \rightarrow q) = \frac{16\alpha^4 c}{3\sqrt{3} \pi a_0} \frac{(z+1)^4}{\omega(z, p)} \frac{g^I(p, q)}{\nu(p)\nu(q)[\nu^2(q) - \nu^2(p)]} \quad (3.21)$$

Здесь g^I — фактор Гаунта для связанно-связанных переходов ($g^I \sim 1$); $\nu(p)$ и др. обозначают эффективные главные квантовые числа. Электрические квадрупольные, магнитно-дипольные и электрические дипольные переходы, обусловленные нарушением схемы LS -связи, имеют различную зависимость от z .

Радиационная рекомбинация. Требуется знать скорости рекомбинации на все уровни иона p . Энергии высоковозбужденных состояний приблизительно можно считать водородоподобными, так что для расчета коэффициентов рекомбинации на эти уровни можно использовать водородоподобное приближение. Расчет коэффициентов радиационной рекомбинации с образованием водородоподобных ионов был проведен в [71] и несколько уточнен в [17] (см. также [19, 26, 94]). Коэффициент рекомбинации представим в виде

$$\alpha_p(p) = \frac{2^7}{3} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \alpha^4 c a_0^2 \xi_e^{3/2} \frac{(z+1)}{\omega(z, p)} \frac{1}{\nu(p)} \exp\left(\frac{E(p)}{kT_e}\right) \times \\ \times \int_{E(p)/(kT_e)}^{\infty} \frac{g^{II} \exp(-w)}{w} dw, \quad (3.22)$$

где g^{II} — фактор Гаунта для связанно-свободных переходов, который вблизи порога оказывается порядка единицы; w — энергия рекомбинирующего электрона, деленная на kT_e . Для неводородоподобных ионов полезный приближенный метод развит в [24]. Этот метод является обобщением на случай переходов в континуум метода Бейтса—Дамгаард [4] для связанно-связанных переходов. Для более детальных расчетов коэффициентов рекомбинации на нижние уровни развиты численные коды. Здесь не рассматриваются связанные с радиационной рекомбинацией процессы фотоионизации и стимулированной рекомбинации.

Диэлектронная рекомбинация. Этот процесс происходит в две стадии — процесс резонансного захвата сопровождается радиационной стабили-

защитой

$$A(z+1, i) + e \rightleftharpoons A(z, j, p); \quad A(z, j, p) \rightarrow A(z, k, p) + h\nu. \quad (3.23)$$

Здесь i, j обозначают уровни родительского иона или уровни остова. Налетающий электрон возбуждает родительский ион, находившийся в состоянии i , в состояние j , при этом налетающий электрон теряет достаточное количество энергии, чтобы перейти в связанное состояние p . Для такого перехода существует обратный Оже-переход, что показано стрелкой, направленной налево в первом выражении в (3.23). Дальнейшее изложение теории этого процесса основывается на [20]. Предполагается, что нет других эффектов, приводящих к возмущению резонансного уровня, и что электрон в состоянии p оказывается пассивным в стадии стабилизации. Обычно наибольший вклад вносят уровни, для которых переходы $i \rightarrow j$ являются оптически разрешенными, уровень k принадлежит основной конфигурации, уровень p является уровнем с большим главным и азимутальными квантовыми числами. В этом случае для энергии падающего электрона E запишем следующее выражение:

$$\frac{E}{I_H} = (z+2)^2 \Delta\epsilon(i, j) - \frac{(z+1)^2}{\nu^2(p)};$$

$$\Delta\epsilon(i, j) = \frac{1}{\nu^2(i)} - \frac{1}{\nu^2(j)}. \quad (3.24)$$

Переход $i \rightarrow j$ родительского иона обозначается как "переход остова".

При низких плотностях электронов полный и парциальные коэффициенты диэлектронной рекомбинации можно получить, используя принцип детального равновесия [20]. Введем "сечение" диэлектронной рекомбинации, тогда

$$\tilde{Q}(i, j, p) = \int_{\Delta E(p)} Q dE = \frac{2\pi^2 a_0^3}{ac} \frac{I_H}{E} \times$$

$$\times \left(\frac{\omega(z, j, p) \sum_{\epsilon'} A_a(j, p \rightarrow i, \epsilon') \sum_k A_p(j, p \rightarrow k, p)}{\omega(z+1, i) \sum_k [A_p(j, p \rightarrow k, p) + \sum_{\epsilon''} A_a(j, p \rightarrow k, \epsilon'')] } \right). \quad (3.25)$$

Здесь A_a обозначает Оже-ширины; A_p – вероятность радиационного перехода; ϵ' и ϵ'' – энергетические состояния свободного электрона. Сечение проинтегрировано по интервалу энергий $\Delta E(p)$, который равен расстоянию между энергетическими уровнями. Для $\Delta E(p)$ имеем приближенное выражение

$$\frac{\Delta E(p)}{I_H} = 2(z+1)^2 / \nu^3(p). \quad (3.26)$$

Скорость диэлектронной рекомбинации на уровень p имеет вид

$$\alpha_d(p) = \sum_j \alpha_d(i, j, p) = \sum_j \frac{f'_e(\nu)}{n_e m_e} Q(i, j, p), \quad (3.27)$$

где $f'_e(v) = 4\pi v^2 f_e(v)$ – максвелловское распределение по скоростям электронов (3.5); $E = \frac{1}{2} m_e v^2$. Подставляя для простоты $i = k$, получаем

$$\begin{aligned} & \frac{1}{(z+1)^2} \tilde{Q}(i, j, p) = 2\pi^2 a_0^2 \alpha^3 I_H \times \\ & \times \frac{1}{[(z+2)/(z+1)]^2 \Delta\epsilon(i, j) - 1/v^2(p)} \left(\frac{z+2}{z+1}\right)^4 \times \\ & \times \Delta\epsilon^2(i, j) f_j \rightarrow j \frac{\omega(p) \sum A_a}{A_p + \sum A_a}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Здесь $f_j \rightarrow j$ – сила осциллятора при поглощении. Последний член соответствует члену в больших скобках в (3.25). Если множители с правой стороны не зависят от z , то скорость диэлектронной рекомбинации зависит линейно от $z+1$, как это имеет место для скорости радиационной рекомбинации. На рис. 3.4 и 3.5 показана зависимость $\tilde{Q}/(z+1)^2$ от z и $v(p)$. Полезный обзор детальных расчетов скоростей диэлектронной рекомбинации содержится в [99].

Общая формула для полной скорости диэлектронной рекомбинации в случае малой плотности электронов, просуммированной по всем уровням, получена Берджессом [21]. В некоторых случаях упрощения, сделанные при выводе этой формулы, приводят к ошибочным результатам. Рекомбинация гелиеподобных ионов представляет собой особый случай, который рассмотрен в [27]. Открывание альтернативных Оже-каналов приводит к существенному уменьшению скорости диэлектронной рекомбинации по сравнению со скоростью, которая получается из общей формулы [51]. Кроме того, учет тонкой структуры состояния родительского иона может привести к появлению эффекта вторичной автоионизации [14]. Обширные расчеты скоростей диэлектронной рекомбинации в нижние состояния систем с двумя и тремя электронами проведены в [10, 11, 36]. Эти работы посвящены интерпретации линий спутников, испускаемых при стабилизации. Этот вопрос обсуждается ниже.

Зависимость коэффициентов от заряда иона. Важно рассмотреть зависимость различных коэффициентов от z . Если ввести "приведенные" температуру и плотность электронов соотношениями

$$\theta_e = T_e/(z+1)^2; \quad \eta_e = n_e/(z+1)^7, \quad (3.29)$$

то очевидно, что величины $A/(z+1)^4$, $X^e(z+1)^3$, $S(z+1)^3$, $a_p/(z+1)$, $a_3(z+1)^6$ являются функциями только θ_e и η_e и слабо зависят от z . Это справедливо, если учесть только значения A для электрических дипольных переходов, соответствующих изменениям главного квантового числа. Из (3.13) следует, что величина $n(z, p)/[n_e n(z+1, 1)]/(z+1)^3$ зависит только от θ_e и b -фактора. Следовательно, уравнения балан-

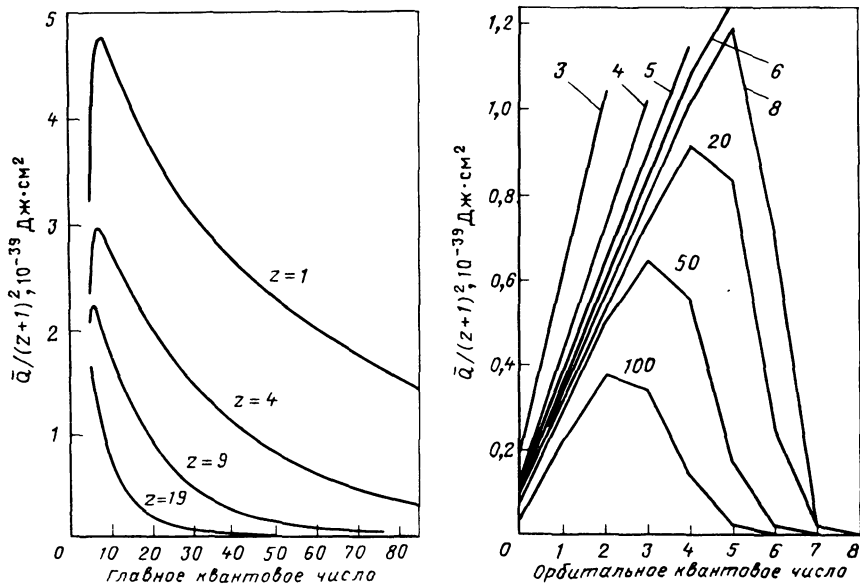


Рис. 3.4. Зависимость приведенного сечения диэлектронной рекомбинации $\bar{Q}/(z+1)^2$ от главного квантового числа и заряда иона; $z+1$ – заряд иона до рекомбинации. Сечение просуммировано по всем состояниям с различными угловыми моментами с одним и тем же главным квантовым числом. Считается, что сила осциллятора характерного перехода для остова $f(i \rightarrow j) = 1$ и приведенная энергия перехода остова $\Delta\epsilon(i, j) = 1$

Рис. 3.5. Зависимость приведенного сечения диэлектронной рекомбинации $\bar{Q}/(z+1)^2$ от n и l (n – главное квантовое число, l – орбитальное квантовое число наружного электрона в состоянии после рекомбинации). Считается, что $f(i \rightarrow j) = 1$; $\Delta\epsilon(i, j) = 1$; $z+1 = 2$

Цифры у кривых – значения главного квантового числа

са для водородоподобных ионов, выраженные через b -факторы, почти не зависят от z для фиксированных θ_e и η_e [6]

Скорость диэлектронной рекомбинации α_d имеет более сложную зависимость от z , что связано с наличием последнего множителя в (3.28). Следовательно, если вклад диэлектронной рекомбинации велик, то скейлинги имеют ограниченную ценность. Это также справедливо для случая, когда учитывается заселенность метастабильных состояний. Однако скейлинги остаются полезными как для целей грубой экстраполяции, так и как основа для интерполяции заселенностей вдоль изоэлектронных рядов.

3.4. КОЛЛЕКТИВНЫЕ АСПЕКТЫ ПРОЦЕССОВ ИОНИЗАЦИИ И РЕКОМБИНАЦИИ

Выше было показано, что скорость изменения плотности заселенности каждого уровня всех сортов ионов определяется очень большим числом коэффициентов, и для определения заселенностей необходимо решать уравнения баланса. В общем виде трудно представить эти уравнения в явном виде вследствие большого числа и различия учитываемых членов. Эти члены представляют многие отдельные столкновительные и радиационные процессы, при которых может меняться зарядовое состояние иона и ион может переходить из одного квантового состояния в другое. На практике должен проводиться отбор конечного числа членов, и далее будет обсуждаться решения, полученные для этих случаев. Выше уже упоминались основания, по которым делается отбор членов. Кратко их можно суммировать следующим образом.

1. Наиболее вероятными столкновениями являются упругие столкновения, ведущие к установлению максвелловской функции распределения.

2. Состав плазмы таков, что главную роль играют столкновения электронов и протонов друг с другом, но в некоторых случаях следует учитывать такие процессы, как перезарядка.

3. Поскольку скорость электронов гораздо больше скорости протонов, они оказываются более эффективными при расчете процессов ионизации и возбуждения, за исключением переходов между близко расположенными уровнями при столкновении с протонами.

4. Плотности таковы, что парные столкновения оказываются более важными, чем множественные; иногда важна трехчастичная рекомбинация.

5. Используется приближение оптически тонкой плазмы, т.е. пренебрегается процессами фотоионизации и фотовозбуждения.

Эти аргументы использовались для оправдания специального выбора членов в уравнениях баланса, но они не представляют собой полностью логически замкнутой системы доводов для исключения членов, которые еще следует детально рассчитывать. Однако можно сказать, что уравнение баланса включает члены двух типов:

1. Радиационные члены в виде $n(z, p) A(p, q)$ и $n_e n(z + 1, p) a(z + 1, p, z, q)$, где $A(p, q)$ и $a(z + 1, p, z, q)$ — соответствующие вероятности спонтанных переходов и коэффициенты радиационной рекомбинации. Здесь изменено обозначение коэффициентов рекомбинации, чтобы в явном виде указать начальное и конечное состояния иона.

2. Столкновительные члены, которые являются произведением соответствующих заселенностей на столкновительные коэффициенты, например $n_e n(z, p) X(z, p, q)$.

Выше обсуждались отдельные коэффициенты. Здесь будет показано, как с достаточно хорошей степенью приближения определить эффективные скорости ионизации и рекомбинации. Это приводит к существенному уменьшению числа дифференциальных уравнений баланса, которые необходимо решать. Будет показано, что ключевым для проведения такого

упрощения является оценка времен релаксации заселенности уровней к стационарному или квазистационарному значению. Рассмотрение этих времен релаксации приводит к разделению ионов на следующие три группы:

- 1) ионы в возбужденных состояниях (не метастабильных);
- 2) ионы в основном состоянии;
- 3) ионы в метастабильных состояниях.

Постоянная времени некоторого возбужденного квантового уровня есть величина, обратная сумме вероятностей спонтанного радиационного перехода и произведения плотности частиц на столкновительные коэффициенты. Таким образом, эти времена равны или меньше, чем радиационные времена жизни уровней.

Будет показано, что такие времена очень малы по сравнению с другими временами.

Ионы в основном состоянии устойчивы по отношению к спонтанным радиационным переходам, и их времена жизни определяются столкновительными процессами, которые приводят к возбуждению, ионизации или рекомбинации. Постоянная времени для иона в основном состоянии есть величина, обратная сумме произведений плотностей частиц на соответствующие столкновительные коэффициенты и, следовательно, обратно пропорциональна плотности плазмы. Эти времена в типичных условиях на много порядков больше радиационного времени жизни возбужденных состояний.

Заселенности метастабильных состояний ионов не могут уменьшаться быстро из-за спонтанных излучательных процессов, поскольку они распадаются только благодаря относительно слабым незлектрическим дипольным переходам. При больших плотностях электронов может существовать столкновительное перераспределение, так что при низких плотностях времена жизни метастабильных уровней велики, но выше некоторой критической плотности электронов времена жизни начинают зависеть от плотности. Следовательно, ионы в метастабильном состоянии образуют промежуточную группу между ионами в основном состоянии и ионами в возбужденных состояниях, что приводит к важным следствиям.

В табл. 3.1 приведены времена релаксации для некоторых уровней водородоподобных ионов. Они приводятся в определенном интервале температур и плотностей электронов и демонстрируют переменное влияние столкновительных и радиационных факторов. Исходя из обсуждавшихся ранее скейлингов для водородоподобных ионов, можно сделать вывод, что времена релаксации обратно пропорциональны z^4 . В табл. 3.1 приведены значения $(z + 1)^4 \tau(p)$; $1,3^{-11}$ означает $1,3 \cdot 10^{-11}$; p – главное квантовое число уровня.

Из приведенных данных можно сделать вывод, что если по некоторым причинам распределение заселенностей уровней возмущено, то возбужденные уровни быстро релаксируют к распределению, которое можно назвать квазистационарным, тогда как релаксация основного состояния и, возможно, метастабильных уровней занимает большее время. Этот аргумент используется для того, чтобы оправдать приравнивание нулю всех производных заселенностей возбужденных уровней $dn(z, p)/dt$,

Таблица 3.1. Времена релаксации τ для водородоподобных ионов, с

$\theta_e, 10^3 \text{ K}$	$n_e, \text{ cm}^{-3}$	$p=1$	$p=2$	$p=3$	$p=4$
4	10^8	$3,11^{+11}$	$2,1^{-9}$	$1,0^{-8}$	$1,1^{-6}$
4	10^{18}	$3,1^{11}$	$1,4^{-11}$	$2,8^{-13}$	$1,2^{-16}$
16	10^8	$1,2^2$	$2,1^{-9}$	$1,0^{-8}$	$2,1^{-6}$
16	10^{18}	$1,2^{-8}$	$1,8^{-12}$	$1,7^{-13}$	$2,5^{-16}$
64	10^8	$5,4^{-1}$	$2,1^{-9}$	$1,0^{-8}$	$3,5^{-6}$
64	10^{15}	$5,4^{-8}$	$7,4^{-10}$	$2,3^{-10}$	$4,9^{-13}$
64	10^{18}	$5,4^{-11}$	$1,1^{-12}$	$2,3^{-13}$	$4,9^{-16}$
256	10^8	$1,3^{-1}$	$2,1^{-9}$	$1,0^{-8}$	$5,5^{-6}$
256	10^{12}	$1,3^{-5}$	$2,1^{-9}$	$9,8^{-9}$	$9,8^{-10}$
256	10^{15}	$1,3^{-8}$	$9,3^{-10}$	$4,1^{-10}$	$9,8^{-13}$
256	10^{18}	$1,3^{-11}$	$1,7^{-12}$	$4,3^{-13}$	$9,8^{-16}$

кроме производных заселенностей основного состояния и метастабильных состояний. Таким образом, бесконечное число дифференциальных уравнений (одно для каждого из бесконечного числа уровней) сводится к бесконечной системе обыкновенных уравнений плюс небольшое число дифференциальных уравнений (по одному для основного и каждого метастабильного состояния). Считается, что возбужденные состояния в каждый момент времени находятся в равновесии с основным и метастабильным состояниями того же иона и соседних ионов $n(z-1, g)$, $n(z-1, m)$, $n(z, g)$, $n(z+1, g)$ и $n(z+1, m)$. Здесь g и m — основное и метастабильное состояния соответственно.

Следующий шаг в упрощении системы состоит в сведении бесконечной системы уравнений к конечной системе плюс специальные уравнения для заселенностей самых высоковозбужденных состояний. Чтобы оправдать этот шаг, лучше использовать физические, чем математические аргументы. Действительно, чем более возбужден ион, тем ближе расположены энергетические уровни и тем больше вероятность перехода на другой уровень. В то же время вероятность радиационного перехода уменьшается при увеличении главного квантового числа. Таким образом, всегда есть некоторый уровень, выше которого можно пренебречь радиационными процессами по сравнению со столкновительными. В случаях, когда сталкивающиеся частицы имеют максвелловское распределение по скоростям, столкновения в одном направлении в точности уравниваются столкновениями в обратном направлении. Это приводит к тому, что для этих уровней справедливы распределения Больцмана и Саха с температурой максвелловского распределения частиц. Таким образом, для уровней выше некоторого уровня, который можно назвать граничным, хорошим приближением являются формулы Саха–Больцмана для заселенностей.

Введя три группы уровней (a — основной и метастабильные; b — другие уровни ниже граничного уровня $p_{кр}$; c — уровни выше граничного уровня) и произведя соответствующий отбор коэффициентов, можно решить систему уравнений, которая заменяет уравнения баланса. Первое решение такого типа для водорода и водородоподобных ионов получено в [6],

где учитывались радиационные процессы и только столкновения электронов с атомами и ионами. При рассмотренных в [6] плотностях происходит быстрое перемешивание метастабильного уровня $2s$ с уровнем $2p$ [60], так что нет необходимости отдельно учитывать временную зависимость заселенности метастабильного уровня. В [6] заселенность произвольного уровня выражается в следующем виде:

$$n(z, p) = n(z, g)C_1(p) + n(z + 1, g)C_2(p); \quad (3.30)$$

$$\frac{dn(z, g)}{dt} = -n_e n(z, g)S_{c,r} + n_e n(z + 1, g)a_{c,r}. \quad (3.31)$$

Здесь C_1 и C_2 — эффективные столкновительные коэффициенты, которые включают в себя все способы заселения уровня p из основного состояния g (коэффициент C_1) и при рекомбинации полностью ободранного иона с зарядом $z + 1$ (коэффициент C_2). Для $p > p_{cr}$ $C_1(p) \rightarrow 0$ и член $n(z + 1, g)C_2(p)$ представляет собой обычное выражение, входящее в формулу Саха. Коэффициенты $S_{c,r}$ и $a_{c,r}$ называются коэффициентом столкновительно-излучательной ионизации и рекомбинации и представляют собой эффективные коэффициенты, отражающие все многообразие способов, которыми может соответственно заселяться или опустошаться основное состояние. Природу коэффициентов можно выяснить с помощью механистического подхода. При конечных плотностях может происходить либо прямая ионизация из основного состояния, либо многоступенчатое возбуждение и девозбуждение, приводящее в конечном итоге к ионизации. Коэффициент $S_{c,r}$ учитывает соответствующим образом эти процессы и не учитывает те электроны, которые возвращаются в основное состояние. В пределе $n_e \rightarrow 0$ $S_{c,r}$ переходит в коэффициент прямой ионизации основного состояния. Величина $S_{c,r}$ растет с ростом плотности электронов и стремится к новому предельному значению, равному сумме всех скоростей возбуждения и прямой ионизации из основного состояния. Аналогичным образом при конечных плотностях основной вклад в рекомбинацию на верхние уровни вносит трехчастичная рекомбинация. Таким образом, коэффициент $a_{c,r}$ больше суммы коэффициентов рекомбинации на все уровни, но стремится к этой сумме при $n_e \rightarrow 0$. Все эти коэффициенты являются функциями плотности и температуры электронов. В широком интервале плотностей и температур они табулированы в [5–7, 50, 60, 67]. Ни в одной из этих работ не рассмотрены гелий или гелиеподобные ионы.

На рис. 3.6 показаны некоторые результаты, полученные в указанных выше работах. Для водорода и водородоподобных ионов показана зависимость $S_{c,r}$ и $a_{c,r}$ от температуры в пределе малых плотностей электронов ($n_e/z^7 \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$, z — заряд ядра).

На рис. 3.7 показана относительная роль столкновительных и радиационных процессов при увеличении главного квантового числа рассматриваемого уровня. Зависимость относительного вклада этих процессов от плотности показана на рис. 3.8. Видно, что если приведенная плотность оказывается порядка 10^6 , то столкновительные процессы оказываются доминирующими даже для основного состояния. Этот вывод очень слабо зависит от температуры электронов.

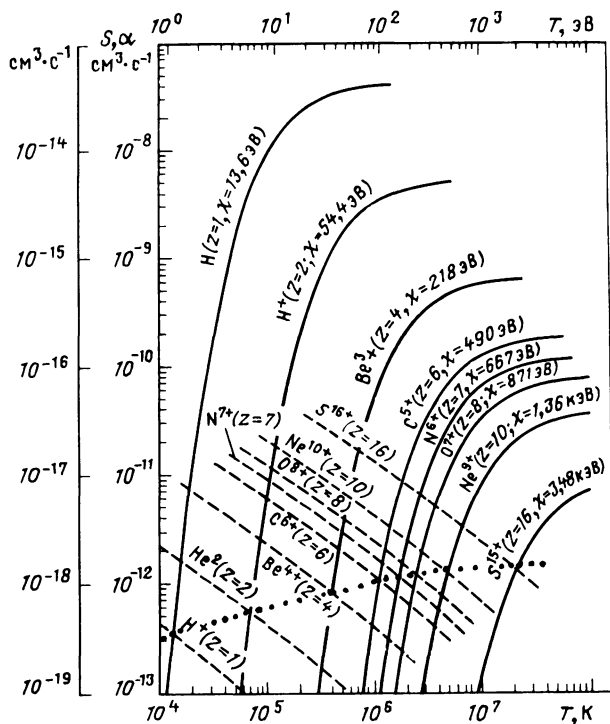


Рис. 3.6. Зависимость коэффициента столкновительно-излучательной ионизации S (сплошные линии) и коэффициента рекомбинации α (штриховые линии) для водорода и водородоподобных ионов от температуры электронов T_e в пределе малой плотности электронов [6]; z обозначает заряд ядра. Точки пересечения, указанные линией, состоящей из точек соответствуют температурам, для которых в состоянии ионизационного равновесия содержание голых ядер и водородоподобных ионов одинаково

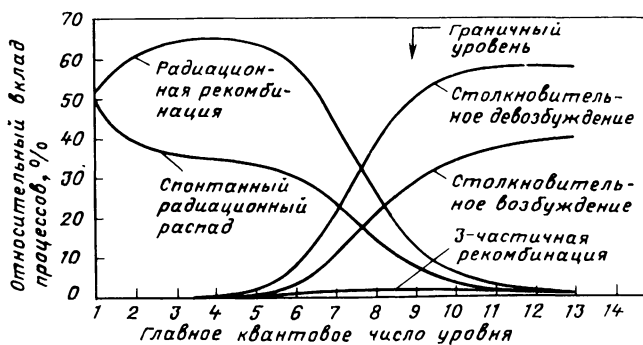


Рис. 3.7. Зависимость относительной роли пяти процессов, приводящих к заселению первых уровней ($n \leq 13$) водородоподобных ионов в плазме, от главного квантового числа n

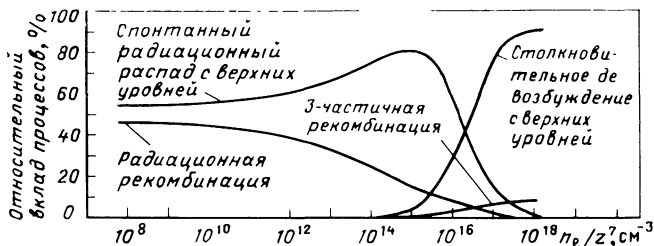


Рис. 3.8. Зависимость относительной роли четырех процессов, приводящих к заселению основного состояния водородоподобных ионов, от приведенной плотности электронов n_e/z^7 . Приведенная температура электронов $T_e/z^2 = 3,2 \cdot 10^4$ К (z — заряд ядра)

Прежде чем перейти к описанию расчетов эффективных коэффициентов для ионов других типов, остановимся на вопросе, который лучше рассмотреть здесь. Часто для получения полной плотности необходимо сложить заселенности всех ионов во всех квантовых состояниях. Поскольку заселенности высших состояний пропорциональны квадратам соответствующих главных квантовых чисел, то возникает проблема обращения полной заселенности в бесконечность. Для большой плотности электронов, когда столкновения с электронами являются основным механизмом опустошения всех состояний, включая и основное, с хорошей точностью можно описывать распределение по возбужденным состояниям отдельного иона с помощью формулы Саха–Больцмана. Практически эта формула используется в случае, когда экспоненциальный множитель таков, что заселенности высоковозбужденных состояний малы по сравнению с заселенностями основного состояния (и состояний, близких к основному) и уровни с очень большими главными квантовыми числами (больше чем несколько сот) исключаются. При малой плотности электронов, когда для низких уровней нельзя использовать формулу Саха–Больцмана, доминирующая роль процессов излучения приводит к тому, что относительные (по отношению к верхним уровням) заселенности основного и низших метастабильных уровней оказываются даже больше, чем заселенность, полученная из формул Саха–Больцмана. Таким образом, при расчете полных заселенностей необходимо учитывать только эти низшие уровни при условии, что очень высокие возбужденные состояния исключаются. Физическая причина исключения этих очень высоковозбужденных состояний состоит в том, что в плазме конечной плотности орбиты возбужденных электронов так велики (поскольку радиус пропорционален квадрату главного квантового числа), что внутри этих орбит оказывается много частиц, и поэтому возбужденные ионы с зарядом z становятся неотличимыми от ионов с зарядом $z + 1$. Эффективно — это означает, что в заселенности состояний ионов с зарядом $z + 1$ входят заселенности очень высоковозбужденных состояний иона с зарядом z . Несмотря на очевидную произвольность, такое определение приводит к согласованному и достаточно точному определению заселенностей в случае разреженной плазмы, рассматриваемой в этой главе.

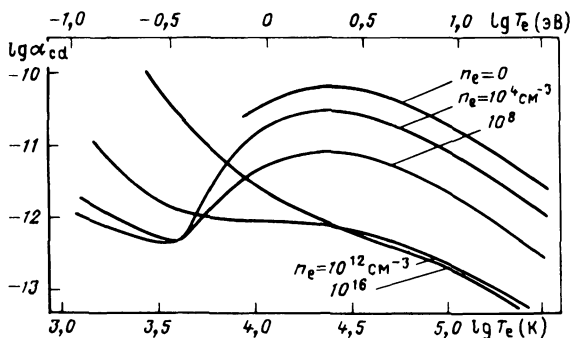


Рис. 3.9. Зависимость коэффициента столкновительно-дизлектронной рекомбинации для $\text{Ca}^+ + e$ от T_e и n_e . Характерно большое увеличение коэффициента при росте температуры для малых n_e , что связано с дизлектронными процессами. При увеличении n_e вклад дизлектронной рекомбинации уменьшается

Таким образом, основной вклад в полную заселенность ряда ионов вносят основное состояние и метастабильные состояния, близкие к основному. Метастабильные уровни, близкие к пределу ионизации (как для водородоподобных, так и для гелиеподобных ионов), имеют заселенности, малые по сравнению с заселенностью основного состояния в большинстве важных случаев по причинам, рассмотренным выше.

Для ионов с одним или большим числом электронов важным процессом является дизлектронная рекомбинация. Следовательно, для всех ионов, за исключением голых ядер, в уравнения баланса необходимо включать члены, описывающие дизлектронную рекомбинацию. Поскольку дизлектронная рекомбинация заселяет в основном очень высокие возбужденные состояния в зависимости от деталей возбуждения остова, обычно учитываются несколько сот уровней. Другим следствием заселения высших состояний является то, что скорость столкновительно-дизлектронной рекомбинации $\alpha_{c,d}$ оказывается сильно зависящей от плотности электронов в случае малой плотности. На рис. 3.9 и 3.10 показана зависимость $\alpha_{c,d}$ от температуры для двух резко различающихся случаев. На рис. 3.9 приведена скорость дизлектронной рекомбинации для рекомбинации электрона на ионе Ca^+ , для которого энергия возбуждения остова мала. Видно, что при температурах, при которых происходит возбуждение остова, происходит очень существенное возрастание $\alpha_{c,d}$, резко зависящее от электронной плотности. На рис. 3.10 показана зависимость $\alpha_{c,d}$ от температуры для рекомбинации электрона на ионе He^+ . Видно, что для ионов с большой энергией возбуждения остова типично значительно меньшее увеличение $\alpha_{c,d}$ с ростом температуры. В обоих случаях при увеличении плотности электронов кривые $\alpha_{c,d}(T)$ приближаются к кривой $T^{-9/2}$, характерной для коэффициента столкновительно-излучательной рекомбинации. Большое число уровней, учитываемых при таких расчетах, потребовало введения нового метода, называемого методом "матричной конденсации" [25, 26], который позволяет решить задачу. На рис. 3.11 показана зависимость множителей b для сильно воз-

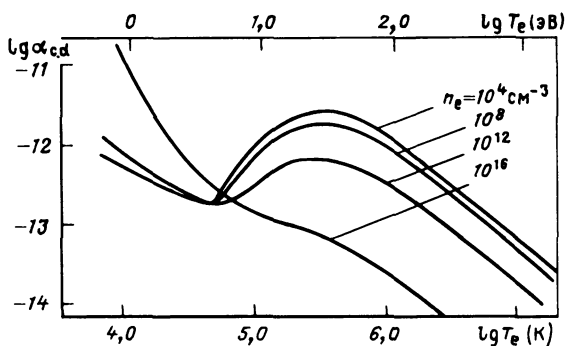
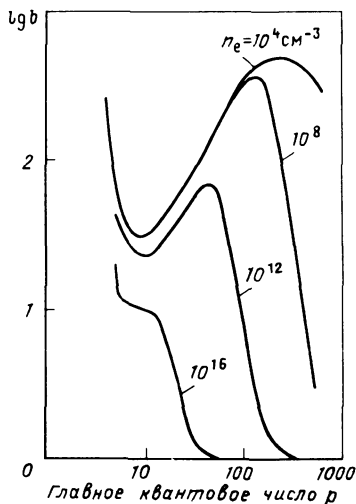


Рис. 3.10. Зависимость коэффициент столкновительно-дизлектронной рекомбинации $\alpha_{c,d}$ для $\text{He}^+ + e$ от T_e и n_e . Общий вид кривых такой же, как на рис. 3.9, но полный вклад дизлектронной рекомбинации меньше, что связано с большей энергией возбуждения остова. Поскольку дизлектронная рекомбинация идет в основном на нижние уровни, ее вклад уменьшается при больших значениях плотности электронов, чем это происходит для $\text{Ca}^+ + e$

Рис. 3.11. Зависимость множителя b для Fe^{14+} от главного квантового числа p и плотности электронов n_e при фиксированной температуре электронов $T_e = 2 \cdot 10^6$ К (170 эВ). Четко видны большие отклонения от равновесных значений. Взаимодействие сильно возбужденных состояний с непрерывным спектром приводит к уменьшению величины b до $b \approx 1$ при увеличении n_e . Дизлектронная рекомбинация приводит к большой инверсной заселенности



бужденных состояний [см. уравнение (13)] для иона Fe^{14+} , показывающих вклад таких состояний в полный коэффициент рекомбинации. Используя указанные выше методы, Саммерс рассмотрел несколько случаев [101, 102]. В связи с замечаниями, сделанными выше относительно процесса дизлектронной рекомбинации, теперь надо ввести некоторые поправки к результатам [101, 102]. Для водорода общая зависимость $S_{c,d}$ от параметров оказывается такой же, как и зависимость $S_{c,r}$. Качественные указания на существование процесса многоступенчатой ионизации при измерении скорости ионизации представлены в [86].

В упомянутых выше расчетах [101, 102] пренебрегается влиянием метастабильных уровней. Методы учета этих уровней уже указаны, однако

практически не выполнено еще ни одного расчета, использующего эти методы. Очевидно, что в этой более полной модели ионизации и рекомбинации каждая ступень ионизации представляется группой уровней, в которую входят основной и метастабильные уровни. Заселенности этих уровней связаны с заселенностями основного и метастабильного уровней ионов в соседних ступенях ионизации сложными соотношениями.

Для некоторых частных случаев приведены расчеты, которые ценны с точки зрения иллюстрации природы ожидаемых эффектов. В этих расчетах пренебрегается различием времен релаксации (с некоторыми оправданиями) и получены коэффициенты для метастабильных уровней. Так, в [77] изучается ионизационное равновесие для нескольких ионов углерода. Предполагается, что в первом приближении процессы диэлектронной рекомбинации для ионов в метастабильных состояниях можно опустить. В [107] делаются аналогичные допущения для некоторых других ионов. В [103] учитывается различие заселенностей уровней с различными угловыми моментами и развит усовершенствованный вариант метода "матричной конденсации", который применялся для рассмотрения водородо- и гелиеподобных ионов, диэлектронная рекомбинация не учитывалась. В [14] рассчитываются заселенности уровней тонкой структуры, принадлежащих основному терму рекомбинирующего иона, и оценивается их влияние на диэлектронную рекомбинацию. Заселенность основного состояния рекомбинирующего иона распределяется по компонентам тонкой структуры, что ведет к срыву простого процесса диэлектронной рекомбинации вследствие возможности дальнейшей автоионизации. Это явление в [14] названо вторичной автоионизацией. В [101] проведены оценки значения этой поправки.

Выше обсуждались процессы ионизации и рекомбинации, происходящие между соседними ионизационными состояниями. Это справедливо для рекомбинирующей плазмы и, в общем, для плазмы, не слишком далекой от плазмы в ионизационном равновесии, однако это не так в сильно ионизирующейся плазме. В последнем случае энергия свободных электронов может существенно превосходить энергию, необходимую для отрыва одного наружного электрона от наиболее представительного иона. Энергетически возможны процессы многократной ионизации и ионизационные столкновения, при которых ионы мишени остаются в сильно возбужденном состоянии. В [72] сделаны грубые оценки последнего процесса в плазме, хотя работа посвящена скорее исследованию вариаций интенсивностей спектральных линий в некоторых специальным образом выбранных переходных режимах, чем исследованию общей картины ионизации.

3.5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО СТУПЕНЯМ ИОНИЗАЦИИ

Из обсуждения эффективных коэффициентов следует, что при расчете интенсивностей спектральных линий надо отдельно рассмотреть процессы возбуждения и процессы ионизации и рекомбинации. В простейшей форме уравнение, описывающее скорость изменения плотности ионов с зарядом z [обозначаемой просто $n(z)$] и зарядом ядра z_0 , име-

$$\frac{dn(z)}{dt} = n_e [n(z-1)S(z-1, z) - n(z)\alpha(z, z-1) - n(z)S(z, z+1) + n(z+1)\alpha(z+1, z)], \quad (3.32)$$

где $S(z, z+1)$ – эффективный коэффициент ионизации; $\alpha(z, z-1)$ – эффективный коэффициент рекомбинации. Для описания временной эволюции ионизации элемента с зарядом ядра z_0 требуется одновременное решение системы таких уравнений для $z = 0, 1, 2, \dots, z_0$ с соответствующими начальными условиями. Практически такое решение получается численно с применением ЭВМ, и в особенности это справедливо при рассмотрении плазмы с переменными во времени плотностью и температурой электронов.

Хотя большинство работ, в которых получены нестационарные решения уравнений, описывающих ионизацию, основывается на простой форме коэффициентов, следует отметить, что:

1) в уравнении (3.32) игнорируется многократная ионизация, когда энергия электронов достаточно велика для отрыва двух или большего числа связанных электронов (многократная рекомбинация менее вероятна);

2) пренебрегается также вкладом метастабильных уровней.

Характер решений системы уравнений (3.32), описывающей процессы ионизации – рекомбинации, зависит от особенностей системы, для анализа которой они используются. Мало что можно сказать об общем характере решений, так что для иллюстрации будет представлено некоторое частное решение. Нахождение такого решения составляет часть экспериментального исследования, цель которого – измерение скорости ионизации в лабораторной плазме. Обзор экспериментов такого типа проведен в [29]. Здесь для иллюстрации будет рассмотрен специальный случай, исследованный в [58].

Плазма, состоящая из водорода с малой примесью неона, создавалась в θ -пинче с запасом энергии 40 кДж. С помощью томсоновского рассеяния изучалась зависимость от времени плотности и температуры электронов. Данные, полученные из измерений абсолютной интенсивности континуума, подтверждают данные о плотности электронов, полученные с помощью лазерной методики. Результаты измерений представлены на рис. 3.12. Для получения временной эволюции плотностей ионов неона различной кратности численно решалась система нестационарных уравнений (3.32) с учетом зависимости температуры и плотности электронов от времени. Результаты расчета также показаны на рис. 3.12. Эти результаты типичны для разреженной импульсной плазмы. Они показывают, как последовательно происходит появление различных ионов с более высоким зарядом в процессе разряда до тех пор, пока плазма не начинает охлаждаться после прохождения максимума тока разряда в θ -пинче. Для того чтобы провести сравнение с наблюдаемыми временами появления соответствующих спектральных линий, в расчеты были введены коэффициенты возбуждения для предсказания временной эволюции интен-

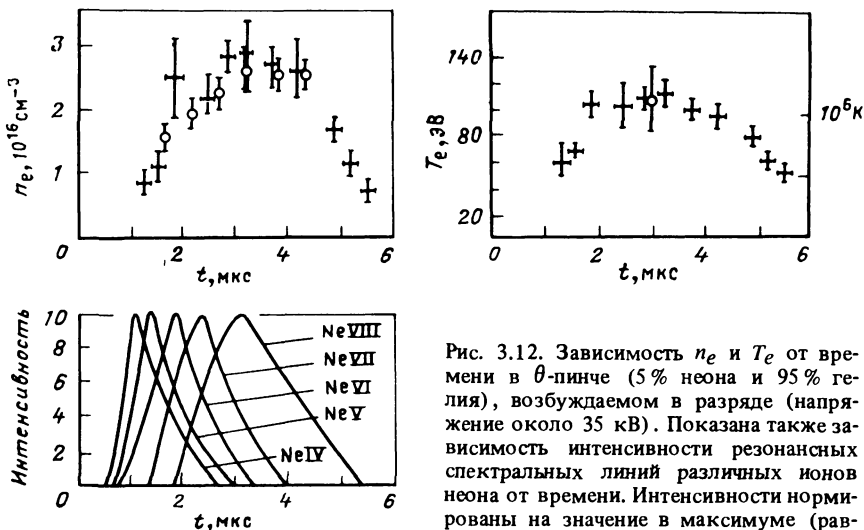


Рис. 3.12. Зависимость n_e и T_e от времени в θ -пинче (5% неона и 95% гелия), возбуждаемом в разряде (напряжение около 35 кВ). Показана также зависимость интенсивности резонансных спектральных линий различных ионов неона от времени. Интенсивности нормированы на значение в максимуме (равное 10), по ним можно проследить временную картину прохождения различных ступеней ионизации в течение разряда [58]. Значения n_e , T_e :

+ — из лазерных измерений; ○ — из измерения интенсивности континуума

символом — из лазерных измерений; ○ — из измерения интенсивности континуума

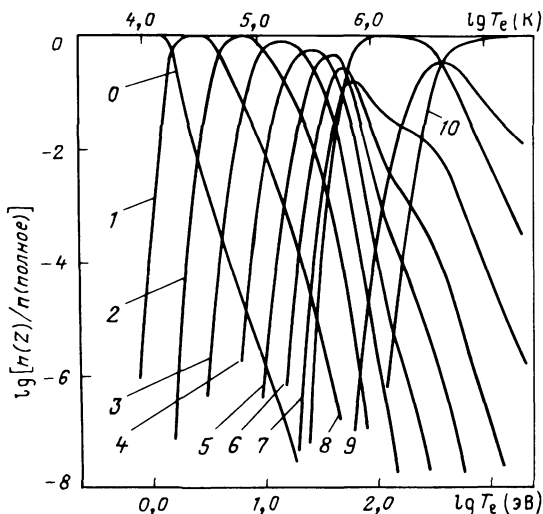
символом — из лазерных измерений; ○ — из измерения интенсивности континуума

Основным параметром плазмы, который влияет на время достижения стационарного состояния ионизационного равновесия (когда ионизация уравнивается рекомбинацией), является плотность электронов. Зарядовое состояние иона, которое достигается в состоянии ионизационного равновесия, главным образом определяется температурой электронов. Приближенную оценку времени достижения стационарного состояния можно провести, рассмотрев рис. 3.6. Видно, что соответствующие кривые для коэффициентов ионизации и рекомбинации для водородоподобных ионов пересекаются в области значений параметров, определяемых соотношением $S = \alpha = 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Аналогичные графики для других ионов приводят к аналогичным выводам с точностью до множителя 10. Поскольку в состоянии ионизационного равновесия скорости ионизации и рекомбинации примерно одинаковы для наиболее представительных ионов, можно сделать вывод, что время достижения стационарного равновесия можно оценить по приближенной формуле

$$t_{\text{ion}} = 10^{12} n_e^{-1}, \text{ с.} \quad (3.33)$$

Более детально такая аргументация обсуждается в [66], где отмечается также, что для плазмы, характерной для современных термоядерных установок, необходимо принимать во внимание нестационарный характер атомных процессов. Несмотря на существенное увеличение времени удержания плазмы, достигнутое за последние 20 лет, это последнее утверждение остается справедливым.

Рис. 3.13. Относительные концентрации ионов неона при ионизационном равновесии ($n_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, z — заряд иона) [101]



По сравнению с нестационарным случаем получение стационарного решения $[dn(z)/dt = 0 \text{ для всех } z]$ гораздо проще, и оно используется более широко. Из условия стационарности и системы (3.32) после некоторых преобразований находим следующее соотношение:

$$n(z)/[n(z-1)] = S(z-1, z)/[\alpha(z, z-1)]. \quad (3.34)$$

Решение этого уравнения сильно зависит от температуры электронов и гораздо слабее от плотности электронов (вследствие зависимости S и α от этих параметров). Имеется много расчетов ионизационного равновесия. Наиболее часто используются результаты, полученные в [51, 52, 54, 102]. На рис. 3.13 показаны результаты [102] для неона.

Основное различие между этими расчетами, которые в основном учитывают одни и те же процессы, состоит в выборе выражения для скорости ионизации. В обзоре [29], где приведено сравнение выражений для скорости ионизации как с экспериментальными, так и с теоретическими данными, показано, что мало оснований для выбора того или иного выражения, а расхождения между теорией и экспериментом делают затруднительным предсказание скорости ионизации на основе таких простых методов с точностью лучшей, чем 100%. Другие расхождения между различными расчетами ионизационного равновесия связаны с уточнением и введением поправок в скорость диэлектронной рекомбинации. Для ионов с малым зарядом (низкие значения T_e) оба этих фактора приводят к различиям около $\pm 20\%$ в значении температуры, отвечающей максимуму заселенности, тогда как для ионов с большим зарядом расхождения достигают множителя около 2 при температурах в несколько миллионов градусов.

В [77, 107] делается попытка учесть эффекты, связанные с метастабильными уровнями и показано, что при этом достигается большая согласованность при интерпретации солнечных спектров, чем было получено ранее. Недавно в [3] было отмечено, что учет перезарядки может

существенно модифицировать ионизационное равновесие для ионов с малым зарядом (таких, как Si^+ и Si^{+2}). К настоящему времени еще не проведен полный расчет, включающий все эти процессы и использующий наилучшие коэффициенты для скоростей реакций.

3.6. ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

В этом параграфе общая теория расчета интенсивностей спектральных линий применяется к некоторым отдельным ионам. Теоретическое описание интенсивностей линий является фундаментом как для практического применения спектроскопических методов диагностики для измерения таких параметров, как температура и плотность электронов, так и для расчета мощности потерь на излучение. Оставив в стороне практические вопросы (интерпретация сигналов, записанных с использованием спектрометров), здесь мы сосредоточим внимание на формулировке основных принципов, от которых зависит применимость методов. Будет дан обзор характеристик некоторых основных типов ионов, которые успешно используются в спектроскопической диагностике, а затем будут обсуждаться упрощения общей теории применительно к этим ионам. Исходной точкой является выражение для интенсивности спектральной линии, связанной с переходом иона $A(z)$ с верхнего квантового уровня p на нижний уровень q в оптически тонкой плазме:

$$I(p, q) = n(z, p)A(p, q). \quad (3.35)$$

Коэффициенты радиационного распада A уже были описаны в § 3.2, так что проблема расчета спектральной интенсивности сводится к расчету плотности заселенности $n(z, p)$ верхнего квантового уровня p . Многообразие атомных процессов, которые могут быть включены в дифференциальное уравнение для $dn(z, p)/dt$ и которые могут влиять на плотность заселенности, обсуждалось в § 3.3. Для плазмы с достаточно малой плотностью и достаточно высокой температурой, которая рассматривается в настоящей главе, в общем, оправдано упрощение, при котором учитывается только заселение уровня (положительные члены), обусловленное столкновениями электронов с ионом $A(z)$, находящимся в основном или метастабильном состоянии, и учитывается также рекомбинация иона в следующем зарядовом состоянии $A(z + 1)$. Для некоторых случаев, описанных ниже, необходимо также учесть эффекты, связанные со столкновениями с положительными ионами. Опустошение (отрицательные члены в уравнении) этих возбужденных уровней, в общем, определяется спонтанным радиационным распадом.

С учетом различия времен релаксации, связанных с различными скоростями процессов, входящих в уравнение для $dn(z, p)/dt$, за исключением случая очень высоких плотностей, можно использовать квазистационарное приближение (см. § 3.4). Поэтому, полагая $dn(z, p)/dt = 0$ для всех уровней, кроме основного и метастабильного можно получить в явном виде уравнение для $n(z, p)$:

$$0 = n_e [n(z, g)X'(g, p) + n(z, m)X'(m, p) +$$

$$+ n(z + 1, g) a'(p)] - n(z, p) \sum_{r < p} A(p, r). \quad (3.36)$$

Подставляя решение этого уравнения в (3.35), получаем

$$I(p, q) = n_e [n(z, g) X'(g, p) + n(z, m) X'(m, p) + \\ + n(z + 1, g) a'(p)] \frac{A(p, q)}{\sum_{r < p} A(p, r)}, \quad (3.37)$$

где X' и a' — эффективные коэффициенты (например, X' учитывает процессы возбуждения на более высокие уровни, сопровождаемые каскадными переходами).

В остальной части этого параграфа формула (3.7) применяется к изоэлектронным последовательностям ионов начиная с водородоподобных и кончая бороподобными. Это простейшие системы, но и они позволяют очертить основные возможности методов и проиллюстрировать многообразие физических процессов, которые учитывают различные авторы.

Водородоподобные ионы. Для водорода и водородоподобных ионов, имеющих только один электрон, не существуют процессы автоионизации, и они не образуются в процессе диэлектронной рекомбинации. Интенсивности их спектральных линий были измерены и рассчитаны более детально и в более широком интервале параметров, чем для ионов других типов. Широко изучаются две группы спектральных линий: 1) линии в микроволновой части спектра, соответствующие переходам, когда главное квантовое число меняется на единицу при значениях главного квантового числа больше 100 (часто эти линии называют *ла*-линиями);

2) серии линий, обусловленные переходами с исходных верхних уровней с главными квантовыми числами, меньше или равными 15, на нижние уровни.

Микроволновое излучение не играет существенной роли в термоядерной плазме; однако заселенности излучающих уровней важны при определении суммарного коэффициента рекомбинации; этот факт обсуждался в § 3.4. Упрощения, приводящие к (3.37), неприменимы при рассмотрении микроволнового излучения, поскольку на заселенность уровней сильно влияют столкновения со свободными частицами. В работах, на которые мы ссылались в § 3.4, приведены расчеты заселенностей верхних уровней. Можно отметить, что, поскольку сильно возбужденные состояния неводородоподобных ионов аналогичны водородоподобным состояниям, такие расчеты в водородоподобном приближении, в общем, применимы для неводородоподобных ионов с единственным добавлением процесса диэлектронной рекомбинации.

Считается, что спектральные линии, относящиеся ко второй группе, возникают при переходах с уровней, опустошение которых связано с каскадными процессами. Граница между уровнями двух категорий, т.е. уровень, для которого опустошение в равной мере обусловлено столкновениями и радиационными процессами, называется столкнови-

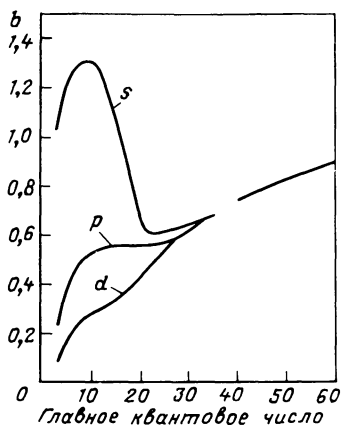


Рис. 3.14. Зависимость множителя b для водорода от главного квантового числа при $T_e = 10^4$ К (0,8 эВ) и $n_e = 10^{14}$ см $^{-3}$. Представлены значения b для различных подсостояний (s, p, d) состояния с заданным главным квантовым числом. Для уровней с главным квантовым числом больше 30 скорости столкновительных переходов между вырожденными уровнями достаточно велики, так что применимо приближение усредненного главного квантового числа. Представлены результаты для плазмы, являющейся оптически толстой в лаймановских линиях [103]

тельным пределом [67]. Положение этого уровня зависит от плотности электронов и заряда иона. Поскольку водородоподобные состояния с одинаковым главным квантовым числом, но с различными угловыми квантовыми числами почти вырождены, скорости столкновений для переходов между такими состояниями очень велики [80], причем столкновения с протонами оказываются более эффективными, чем столкновения с электронами. Поскольку эти скорости гораздо больше, чем скорости других процессов, которые приводят к изменению главного квантового числа, обычно оправдано применение формулы (3.37) для расчета заселенностей, просуммированных по уровням внутри оболочки с одним и тем же главным квантовым числом. Можно сказать, что заселенности просуммированы по вырожденным состояниям с различными угловыми моментами, причем эти состояния считаются заселенными в соответствии со статистическим весом. При очень низких плотностях или для очень больших z такое приближение становится несправедливым и требуются более трудоемкие расчеты с учетом разрешения заселенностей по подуровням. На рис. 3.14 показан переход результатов расчета коэффициента b при учете заселенностей различных подуровней к результатам, получаемым при объединении уровней с различными орбитальными моментами, для водорода [103].

В [60] рассмотрено влияние метастабильного уровня $2s$ в водородоподобных ионах на заселенность других уровней и показано, что этим влиянием можно пренебречь. Показано, что всегда отношение заселенности метастабильного уровня к заселенности основного уровня меньше $2 \cdot 10^{-5}$. Поскольку коэффициенты возбуждения с уровня $2s$ также малы, член, описывающий возбуждение с уровня $2s$, можно опустить. Выше уже упоминались расчеты, проведенные в [5] для водорода и в [67] для водородоподобных ионов в приближении объединенных подуровней.

В [15, 16, 26, 103] развиты численные коды, позволяющие рассмотреть в общем случае модель, в которой учитываются многие уровни.

Гелиеподобные ионы. Атомы гелия и гелиеподобные ионы имеют два метастабильных уровня, а именно $1s2s^1S$ и $1s2s^3S$. Эти уровни и часть

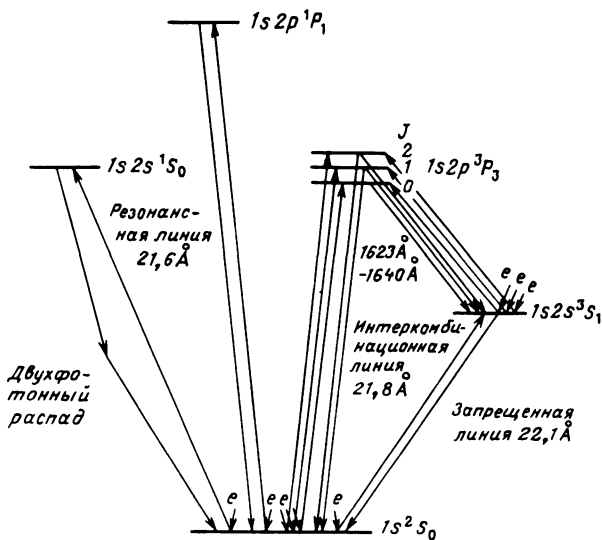


Рис. 3.15. Частичная схема термов для гелиеподобного иона O^{6+}

схемы термов показаны на рис. 3.15. С метастабильного уровня $1S$ возможен переход в основное состояние $1s^2 1S$ путем испускания двух фотонов. Метастабильный уровень $3S$ распадается непрямо: сначала происходит переход на уровень $1s2p^3P_1$, а затем — интеркомбинационный переход. При малой плотности электронов важный вклад в переход между триплетными уровнями и основным состоянием вносит релятивистский магнитно-дипольный переход с уровня $3S$. (Имеется также магнитно-квадрупольный переход с уровня $1s2p^3P_2$, который практически не играет роли.)

Рассмотрим механизмы возбуждения гелиеподобных ионов при уменьшении плотности электронов от большего значения, обращая особое внимание на метастабильные уровни. При достаточно больших плотностях электронов, так что скорости столкновительных процессов возбуждения и девозбуждения превосходят даже вероятность дипольно разрешенных переходов, заселенности всех уровней близки к значениям, определяемым из формул Саха–Больцмана. При несколько меньших плотностях, когда вероятности дипольно разрешенных переходов превышают скорости столкновительных переходов, возбужденные уровни быстро распадаются с переходом в метастабильные (2^1S и 2^3S) и основное состояния. Относительная заселенность этих трех уровней определяется балансом между столкновительным возбуждением в метастабильные состояния и столкновениями, которые опустошают их. Отметим, что для уровня 2^3S возбуждение в любые другие триплетные состояния играет малую роль в опустошении уровня, так как все такие уровни распадаются обратно с переходом на метастабильный уровень, за исключением уровня 2^3P_1 , который для ионов с $z_0 > 6$ (z_0 — заряд ядра) с большей вероятностью распадается в основное состояние 1^1S , чем в состоянии 2^3S .

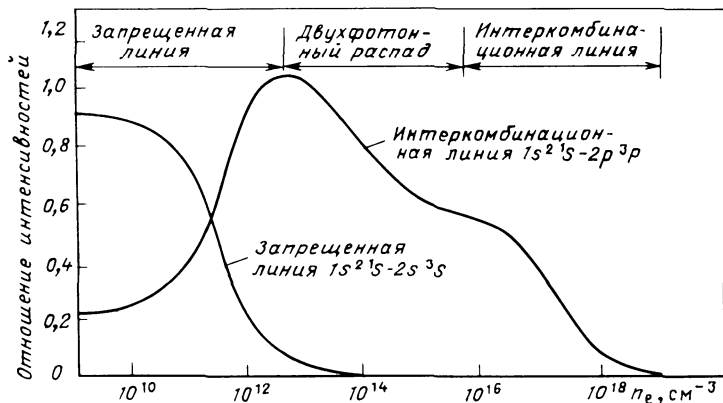


Рис. 3.16. Зависимость отношения интенсивностей интеркомбинационной и запрещенной линий к интенсивности резонансной линии иона O VII от n_e при $T_e = 3 \cdot 10^6$ К (260 эВ). Для трех интервалов значений плотности указаны механизмы, определяющие отношение интенсивностей. Предполагается, что вкладом рекомбинации при возбуждении линии можно пренебречь

При дальнейшем уменьшении плотности радиационный распад этого уровня 2^3P_1 становится наиболее вероятным каналом возвращения из триплетных состояний в основное. Вплоть до этих значений плотности для метастабильного уровня 2^1S основную роль играет столкновительное опустошение через уровень 2^1P . Однако при меньших плотностях главную роль играет двухфотонный распад. Наконец, при самых малых плотностях существенным каналом для перехода из триплетного состояния в основное является запрещенный переход $1^1S_0 - 2^3S_1$. Расчеты интенсивностей спектральных линий для O VII были проведены в некоторых работах [35, 43]. Относительная роль различных процессов проиллюстрирована для O VII на рис. 3.16, где отмечены области, в которых доминируют различные радиационные процессы. Расчет проведен для $T_e = 3 \cdot 10^6$ К для плазмы, близкой к стационарному состоянию, без учета каких-либо эффектов, связанных с рекомбинацией. Маловероятно, чтобы при выбранных условиях учет рекомбинации привел к изменениям интенсивностей спектральных линий больше чем на 10%. Однако отклонения от стационарного состояния (в сторону рекомбинирующей плазмы) могут привести к более заметным эффектам. Этот аспект расчета обсуждался в [78], где основное внимание уделялось изучению возможности использования отношения интенсивностей линий для диагностики, а также оценке того, насколько сильно отношения плотностей ионов отличаются от их стационарных значений.

Линии-сателлиты. Этот подпараграф помещен между подпараграфами, посвященными гелиеподобным и литиеподобным ионам, потому что в настоящее время сателлиты резонансной линии гелиеподобного иона $1^1S - 2^1P$, связанные с распадом дважды возбужденного состояния литиеподобного иона, широко изучаются. В основном сателлиты возникают как следствие диэлектронной рекомбинации гелиеподобных ионов,

но могут быть также связаны и с возбуждением внутренней оболочки соответствующего литиеподобного иона. Теория образования этих линий развита в [10, 11, 13, 42]. Цель этих работ заключается в объяснении сложной картины этих спутников и в развитии диагностического метода оценки температуры электронов и степени отклонения состояния плазмы от стационарного состояния ионизационного равновесия.

Как указывалось в § 3.3 этой главы, процесс диэлектронной рекомбинации проходит через три различные стадии: захват, стабилизацию и каскад. Появление спутников связано со стадией стабилизации. Наиболее яркие спутники возникают, если имеет место захват в оболочку с $n = 2$, так что образуется дважды возбужденный литиеподобный ион с конфигурацией $1s^2 2l' 2l'$, где l и l' – орбитальные квантовые числа. Переход одного из этих внешних электронов в основную конфигурацию $1s$ приводит к образованию линии спутника с длиной волны, близкой к длине волны линии, возникающей при переходе $1s^2 1S - 1s2p^1P$ соответствующего гелиеподобного иона. Интенсивность спутника можно оценить, используя представления, развитые в § 3.3 при анализе диэлектронной рекомбинации:

$$I_s = n_e n(z+1, g) \frac{h^3}{2(2\pi m_e T_e)^{3/2}} \times \\ \times \frac{\omega(z, j, nl)}{\omega(z+1, g)} \frac{A_a A_p}{A_a + A_p} \exp\left(-\frac{E_s}{kT_e}\right), \quad (3.38)$$

где E_s – разность энергий между верхним уровнем – спутника, обозначаемым (z, j, nl) , и основным уровнем гелиеподобного иона, имеющим заряд $z+1$. Таким образом, отношение интенсивности спутника к интенсивности резонансной линии не зависит от n_e и $n(\text{He})$, а зависит только от T_e . Некоторые спутники могут образовываться при возбуждении гелиеподобных ионов, и это обстоятельство обуславливает возможность использования отношения интенсивностей линии как средства оценки отклонения от стационарного ионизационного равновесия. На рис. 3.17 показаны спутники иона Ca XIX, наблюдаемые в спектре Солнца.

Литиеподобные ионы имеют три связанных электрона, которые в основном состоянии образуют конфигурацию $1s^2 2s^2 S$. Эти ионы не имеют метастабильного уровня, и поэтому интенсивности их спектральных линий рассчитывать наиболее просто. На рис. 3.18 показана схема термов иона N V, типичная для этих ионов. Следует отметить, что первый возбужденный уровень $2p^2 P_{1/2, 3/2}$ лежит только на 10 эВ выше основного уровня, что составляет 0,1 потенциала ионизации (98 эВ), тогда как, например, у водородоподобных ионов энергия возбуждения первого возбужденного уровня составляет 0,75 потенциала ионизации. Это обуславливает тот важный факт, что литиеподобные и другие аналогичные ионы являются эффективными излучателями энергии. Это обстоятельство также делает литиеподобные ионы полезными для определения температуры, поскольку большая разница в энергиях возбуждения уровня $2p$ и, скажем, уровня $3p$ приводит к тому, что отношение интенсивности

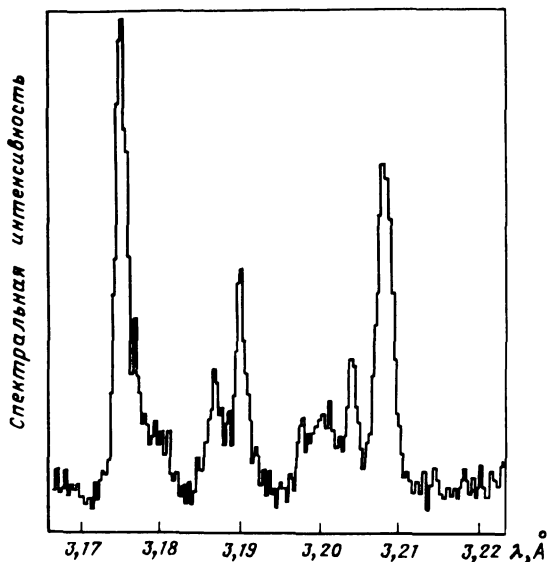


Рис. 3.17. Спектр Солнца вблизи резонансной линии $1s^2\ ^1S - 1s2p\ ^1P$ гелиеподобного иона Ca XIX, записанный с помощью кристаллического спектрометра, установленного на спутнике Solar Maximum. Видны запрещенные и интеркомбинационные линии Ca XIX, а также сателлиты иона Ca XVIII. Яркие сателлиты связаны с электроном, находящимся в оболочке с $n = 2$, тогда как электроны, находящиеся в оболочках с $n \geq 3$, вносят вклад в интенсивность и приводят к асимметрии резонансной линии

линии $2s - 2p$ к интенсивности линии $2s - 3p$ очень чувствительно к электронной температуре. Отсутствие метастабильного уровня означает, что вплоть до очень высоких плотностей нет зависимости отношения интенсивностей линий от плотности, приводящей к излишним осложнениям.

Малая энергия возбуждения первого возбужденного уровня приводит, однако, к осложнениям в расчете интенсивностей спектральных линий. При увеличении плотности электронов скорость столкновительного возбуждения уровня $2p$ становится примерно равной вероятности радиационного распада, и заселенность уровня $2p$ начинает возрастать по сравнению с заселенностью уровня $2s$. Влияние уровня $2p$ аналогично влиянию метастабильного уровня, и возможно ступенчатое возбуждение в высшие состояния через уровень $2p$. Это особенно важно для возбуждения, приводящего к переходу на уровень $3d$, и можно показать, что для иона N V этот эффект становится существенным при $n_e > 10^{14}\ \text{см}^{-3}$. Литиеподобные ионы хорошо изучены, и имеется достаточное количество атомных данных для расчета этих эффектов. Полный обзор имеющихся данных о скоростях столкновительного возбуждения представлен в [31].

Бериллиеподобные ионы. Бериллиеподобные ионы имеют основную конфигурацию $1s^2 2s^2\ ^1S_0$ и метастабильные уровни $1s^2 2s2p\ ^3P_{0,1,2}$.

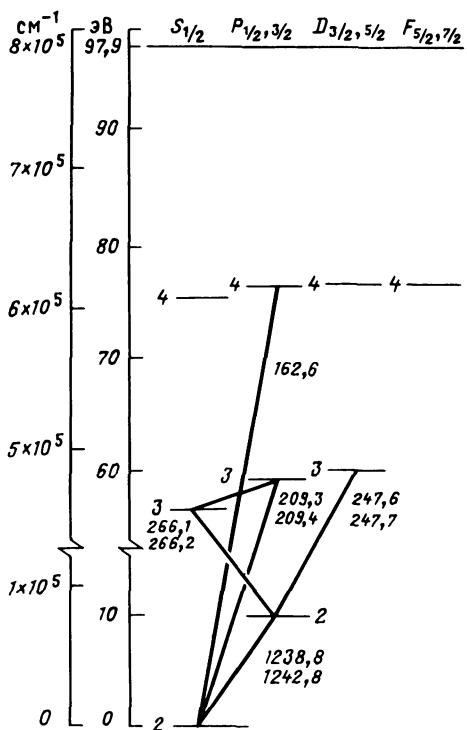


Рис. 3.18. Частичная схема термов литиеподобного иона N^{4+} (λ Å)

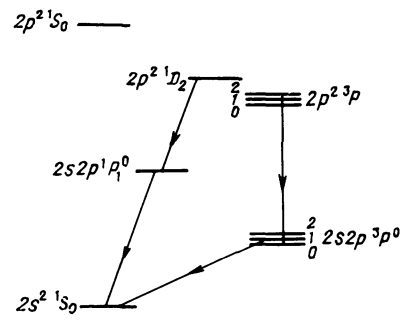


Рис. 3.19. Частичная схема термов для бериллиеподобных ионов

Эти и другие уровни показаны на схеме термов бериллиеподобного иона (рис. 3.19). Как и для литиеподобных ионов, уровни с главным квантовым числом 2 имеют относительно небольшие энергии возбуждения (по сравнению с потенциалом ионизации). Это приводит к тому, что переходы между этими уровнями являются относительно сильными. Возможен интеркомбинационный переход $2s^2\ ^1S - 2s2p\ ^3P_1$ между метастабильными и основными состояниями, обусловленный нарушением LS -связи, а также магнитный квадрупольный переход $2s^2\ ^1S - 2s2p\ ^3P_2$. Малая вероятность этих радиационных переходов по сравнению с вероятностями близких дипольных переходов наряду с относительно малой энергией возбуждения метастабильных уровней означает, что заселенности этих уровней могут быть сравнимы с заселенностью основного уровня. Отношение заселенностей метастабильных уровней к заселенности основного уровня зависит от плотности электронов, причем эта зависимость определяется балансом между скоростью столкновительного возбуждения и суммой скоростей радиационного и столкновительного девозбуждения метастабильных уровней. Данные, необходимые для проведения таких расчетов, получены в [12]. Можно указать три области плотностей, в которых заселенность возбужденных уровней определяется конкуренцией между столкновительными и различными радиационными процессами. На рис. 3.20 показаны отношения интенсивностей некоторых линий

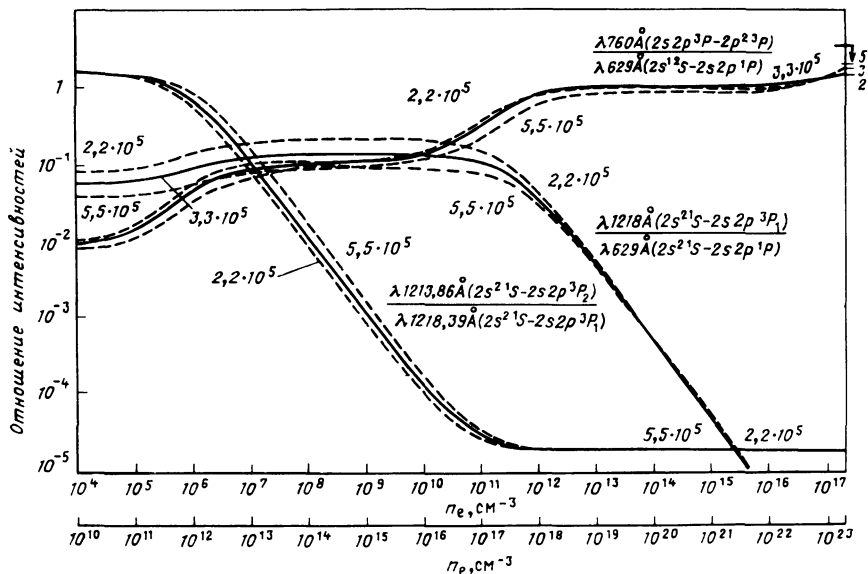


Рис. 3.20. Зависимость отношения интенсивностей линий в спектре OV от n_e при различных T_e . Сечения взяты из [12]. Интенсивности измеряются в числе фотонов

иона OV. Области различной чувствительности отношения интенсивностей к плотности электронов определяются балансом между скоростями столкновений и последующих радиационных процессов:

- 1) $10^5 < n_e < 10^6 \text{ см}^{-3}$, магнитный квадрупольный переход $2s^2 \ ^1S_0 - 2s2p^3P_2$;
- 2) $10^{11} < n_e < 10^{12} \text{ см}^{-3}$, интеркомбинационная линия $2s^2 \ ^1S_0 - 2s2p^3P_1$;
- 3) $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, дипольный переход $2s^2 \ ^1S_0 - 2s2p^1P$.

При расчете отношения интенсивностей этих линий учитывались процессы столкновения между всеми парами уровней с главным квантовым числом 2 и радиационные переходы между этими же уровнями. Кроме того, для уровней $2s2p^3P_{0,1,2}$ этих ионов необходимо учесть столкновения с протонами, которые относительно эффективны при перемешивании между подуровнями. При плотности электронов несколько меньшей плотности, требуемой для существования ЛТР, метастабильный уровень имеет относительно малую вероятность радиационного распада. Плотность заселенности этих уровней определяется балансом между столкновительным возбуждением уровней из основного состояния и столкновительными переходами в синглетные состояния $2p^2 \ ^1D$ и $2s2p^1P$. Поэтому, хотя столкновения и играют определяющую роль, заселенность уровней отличается от значений в состоянии ЛТР.

Для определения интенсивностей всех спектральных линий этих ионов критическим является расчет распределения заселенностей по подуровням с $J = 0, 1, 2$ метастабильного уровня $2s2p^3P$. Одним из наиболее важных в этом отношении процессов является столкновительное возбуж-

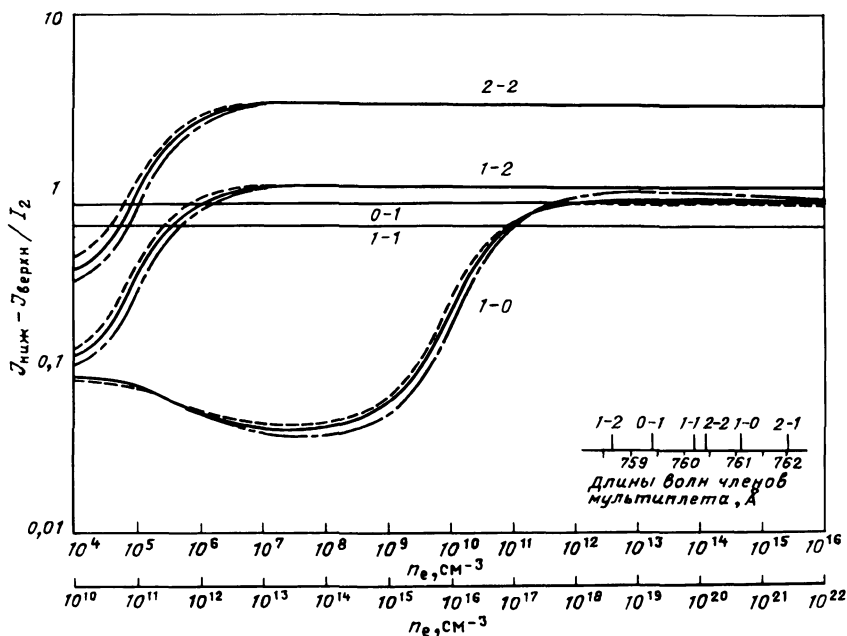


Рис. 3.21. Зависимость отношения интенсивностей членов мультиплета иона OV $2s2p^3P_{0,1,2} - 2p^2^3P_{0,1,2}$ от n_e при различных T_e . Сечения взяты из [12]. Интенсивности измеряются в числе фотонов:

- $2,2 \cdot 10^5$ К (17 эВ);
- $3,1 \cdot 10^5$ К (26 эВ);
- · - · - $5,5 \cdot 10^5$ К (43 эВ)

дение уровней $2p^2^3P_{0,1,2}$ из метастабильного состояния. В [70] впервые было отмечено, что скорости столкновительных процессов между отдельными парами подуровней с различными \mathcal{J} могут значительно отличаться друг от друга. Относительные скорости примерно пропорциональны силам осцилляторов переходов между подуровнями. Отсюда следует, что относительные интенсивности шести компонент мультиплета $2s2p^3P - 2p^2^3P$ зависят от плотности электронов, поскольку относительные заселенности подуровней $2s2p^3P$ с $\mathcal{J} = 0, 1, 2$ зависят от плотности. Этот вывод подтверждается данными для $0V$, взятыми из [12] и показанными на рис. 3.21. Очевидно, что существуют такие же области плотности, как и на рис. 3.20. Из вида кривых следует, что отношения интенсивностей линий нечувствительны к температуре электронов. Для других линий, соответствующих переходам между уровнями с более высокими главными квантовыми числами, характерна сильная зависимость от температуры электронов.

Бороподобные ионы. Основной конфигурацией бороподобных ионов является конфигурация $1s^2 2s^2 2p^2 P_{1/2, 3/2}$, и имеется метастабильный уровень в конфигурации $1s^2 2s2p^2^4P_{1/2, 3/2, 5/2}$. Часть схемы термов для бороподобных ионов показана на рис. 3.22. Расчет интенсивностей

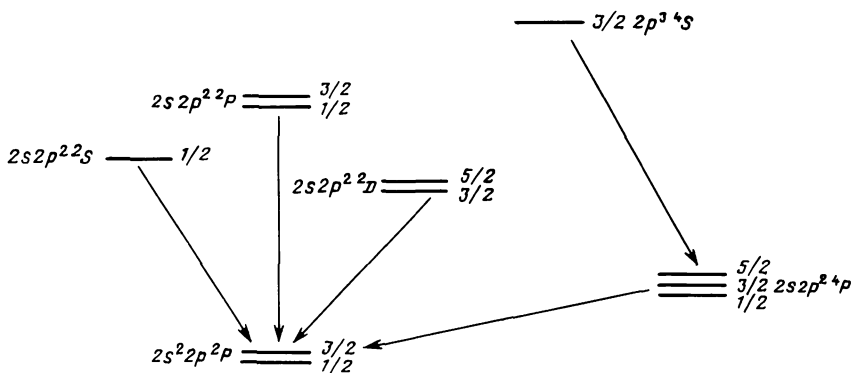


Рис. 3.22. Частичная схема термов для бороподобных ионов

спектральных линий для этих ионов проведен в [39]. При рассмотрении этих ионов появляются новые особенности, связанные с тем, что имеется тонкая структура основного уровня с $J = 1/2$ и $3/2$. Для этого типа ионов относительные заселенности этих подуровней хорошо описываются формулой Больцмана вплоть до некоторой минимальной плотности электронов, когда начинает играть роль радиационный переход между верхним ($J = 3/2$) и нижним ($J = 1/2$) уровнями. В любом случае при проведении расчетов в рамках столкновительно-излучательной модели необходимо отдельно учитывать подуровни, поскольку скорости процессов различны. Это обстоятельство приводит к возможности существования различных диагностических методов определения температуры и плотности, основанных на регистрации отклонений заселенностей подуровней основного состояния от значений, определяемых формулой Больцмана. В других отношениях расчеты интенсивностей спектральных линий для этой изoeлектронной последовательности оказываются такими же, как и для бериллиепоподобных ионов, включая необходимость учета столкновений с положительными ионами при расчете перемешивания заселенностей подуровней не только метастабильных уровней, но также и основного состояния.

3.7. МОЩНОСТЬ ПОТЕРЬ НА ИЗЛУЧЕНИЕ

Здесь рассматривается теория, позволяющая определить мощность потерь на излучение астрофизической плазмы и плазмы в термоядерных установках. Оказывается, что как в той, так и в другой плазме потери на излучение могут быть самым существенным механизмом потерь энергии. Излучение проявляется в различных формах, а именно: линейчатое, рекомбинационное, тормозное, т.е. излучение, обусловленное связанно-связанными, свободно-связанными и свободно-свободными переходами электронов в полях положительных ионов. В принципе расчет позволяет предсказать вид спектра полностью. Однако на практике, для того чтобы провести расчеты, необходимо сделать некоторые упрощения, которые обсуждаются ниже.

Один из ранних расчетов проведен в [84]. Полученные в результате детальных расчетов данные подтвердили вывод о том, что небольшие концентрации элементов более тяжелых, чем водород, ответственны за основную долю потерь энергии в разреженной наружной атмосфере Солнца и звезд. Дальнейшие расчеты с использованием более надежных атомных данных приведены в [33, 85]. Оценки мощности потерь, связанных с излучением железа в термоядерном реакторе, представлены в [65]. Относительно недавно для большого количества элементов, могущих встретиться в экспериментах по УТС, были проведены расчеты мощности потерь на излучение в рамках модели усредненного иона [82, 83]. По оценкам авторов, результаты [82, 83] справедливы с точностью до множителя 2–4. Расчеты основывались на использовании стационарного уравнения ионизационного равновесия. Полученные результаты представлены в виде, удобном для использования в численных кодах. В [104] также проведены расчеты потерь на излучение, и хотя основное внимание уделяется рассмотрению стационарного состояния, имеются таблицы коэффициентов, которые можно использовать в случаях, когда имеются отклонения от стационарного состояния. В [104] рассмотрены потери на излучение для элементов вплоть до молибдена, использованы атомные данные из имеющейся литературы, позволяющие (по мнению авторов) получить точность $\pm 50\%$. Несмотря на разброс используемых атомных данных, согласие между результатами расчетов различных авторов является достаточно хорошим. Наибольшие расхождения возникают для элементов с большими Z и связаны частично с неопределенностью коэффициентов, входящих в уравнение ионизационного равновесия.

В последующем обсуждении для иллюстрации расчетов мощности потерь на излучение использованы результаты [104]; сделаны основные предположения, обсуждавшиеся и принятые в предыдущих параграфах. Просуммируем основные допущения.

1. Плазма является оптически тонкой по отношению к собственному излучению. Это означает, что, хотя может быть существенное самопоглощение резонансного излучения, вероятность испускания фотона гораздо больше вероятности столкновительного девозбуждения. В общем, оказывается, что для лабораторной плазмы, удерживаемой магнитным полем, и плазмы в атмосфере Солнца выше хромосферы такое предположение справедливо.

2. Вновь пренебрегается эффектами, связанными с наличием магнитного поля. Наиболее серьезным следствием этого допущения является то, что не учитывается вклад циклотронного излучения в полную мощность потерь. Для плазмы, рассматриваемой здесь, это излучение лежит в инфракрасной области, и плазма может быть оптически толстой по отношению к циклотронному излучению.

3. Плотность плазмы считается достаточно низкой, так что можно пренебречь ступенчатой ионизацией через возбужденные состояния. Следствием этого допущения является то, что энергия, затрачиваемая электронами на возбуждение, всегда теряется в виде излучения.

4. Пренебрегается наличием метастабильных уровней. Проблема метастабильных уровней рассматривалась в § 3.4. Они влияют на ионизацион-

ное равновесие и интенсивности спектральных линий, но не было сделано попыток включить эти уровни, особенно при расчете мощности потерь на излучение. Хотя невероятно, что учет метастабильных уровней приведет к очень большим отличиям от имеющихся результатов, окончательное заключение можно будет сделать только после учета эффектов, связанных с метастабильными уровнями. Тем не менее в настоящем анализе без оправдания будет принято, что все ионы мгновенно переходят в основное состояние, и метастабильными уровнями можно пренебречь.

Некоторые авторы сделали и другие допущения, наиболее важным из которых является допущение о существовании стационарного ионизационного равновесия. Этот вопрос рассматривался в § 3.5, где было показано, что для большинства плазменных конфигураций, рассматриваемых в настоящее время в связи с исследованиями по УТС, это допущение неприемлемо. Однако это допущение ведет к существенному упрощению задачи, что рассматривалось как достаточное основание для того, чтобы его принять. В большей части настоящего рассмотрения также предполагается существование стационарного ионизационного равновесия.

Как отмечалось выше, в излучение вносят вклад линейчатое, рекомбинационное и тормозное излучения. Для целей расчета удобно оставить эту общую классификацию, но включить в рекомбинационное излучение те фотоны, которые возникают в результате дизлектронной рекомбинации и последующих радиационных каскадов. Остающаяся часть линейчатого излучения (рассматриваемая как основное линейчатое излучение) является результатом столкновительного возбуждения, включая каскады, когда возбуждение происходит на более высокие уровни. Поскольку для каждой из трех компонент излучение является результатом столкновения электрона с ионом, полную интенсивность можно выразить через произведение плотностей электронов и ионов.

$$\text{Полная излучаемая мощность} = n_e n(A) P(A), \quad (3.39)$$

где $n(A)$ — полная концентрация элемента A и $P(A)$ называется функцией мощности потерь для этого элемента. В этом случае имеем

$$P(A) = \sum_{z=0}^{z_0} \frac{n(A, z, g)}{n(A)} P(A, z), \quad (3.40)$$

где $P(A, z)$ называется коэффициентом мощности потерь для иона $A(z)$. Окончательно имеем

$$P(A, z) = P_{\text{л}}(A, z) + P_{\text{р}}(A, z) + P_{\text{т}}(A, z). \quad (3.41)$$

Индексы "л", "р", "т" относятся соответственно к линейчатому, рекомбинационному и тормозному излучению. Будет видно, что коэффициенты $P(A, z)$ обусловлены вкладом быстрых процессов, и при их расчете нет необходимости учитывать эффекты нестационарности. Они почти не зависят от плотности, а зависят от температуры электронов. Но отношение $n(A, z, g)/n(A)$ может зависеть от временной эволюции системы (см. § 3.5), т.е. может быть функцией времени, плотности и температуры. Однако если параметры плазмы меняются достаточно медленно и харак-

терные времена больше времени достижения ионами стационарных состояний, то отношение $n(A, z, g)/n(A)$ не зависит от времени, почти не зависит от плотности, но зависит от температуры. Обычно в таких условиях (в приближении стационарного ионизационного равновесия) проводят суммирование по всем зарядовым состояниям иона и представляют $P(A)$ в виде функции электронной температуры, игнорируя слабую зависимость от плотности.

Следует по очереди рассмотреть методы оценки трех компонент, входящих в коэффициенты мощности потерь на излучение. Величина $P_{\text{л}}(A, z)$ есть сумма по всем возможным линиям, возникающим при возбуждении. Член, обусловленный рекомбинацией, опускается, и интенсивность линии выражается в энергетических единицах. Мощность, излучаемая в линии $p \rightarrow q$ при прямом возбуждении, равна

$$n_e [n(z, g)X(g, p) + n(z, m)X(m, p)] \frac{A(p, q)}{\sum_r A(p, r)} \Delta E(p, q). \quad (3.42)$$

Заметим, что в это выражение входит скорость прямого возбуждения $X(p, q)$, а не эффективная скорость $X'(p, q)$.

Поскольку несущественно, происходит ли распад прямо в основное состояние, или на метастабильный уровень, или путем каскадов, отношение коэффициентов Эйнштейна A можно опустить и (3.42) представить в следующем виде.

Мощность, излучаемая в результате возбуждения уровня,

$$p = n_e [n(z, g)X(g, p) + n(z, m)X(m, p)] \Delta E(s, p), \quad (3.43)$$

где s есть g или m в зависимости от того, оканчивается ли распад или каскад с уровня p на основном или метастабильном уровне. Как отмечалось выше, чтобы упростить расчеты пренебрежем ролью метастабильных уровней, хотя для этого нет строгого физического оправдания. При этом допущении правая сторона (3.43) принимает вид

$$n_e n(z, g) X(g, p) \Delta E(g, p). \quad (3.44)$$

Суммируя это выражение по всем уровням p для данного иона, получаем функцию $P_{\text{л}}(A, z)$:

$$P_{\text{л}}(A, z) = \sum_p X(g, p) \Delta E(g, p). \quad (3.45)$$

Поскольку имеется бесконечное число уровней p , то необходимо принять некоторые меры, чтобы провести вычисления в замкнутой форме. В общем, оправдано ограничение суммированием по нескольким первым уровням, поскольку они ответственны за существование наиболее интенсивных линий. Так, например, в [104] используется предположение, что необходимо учесть только уровни с главным квантовым числом, равным (или на единицу больше) главному квантовому числу основного состояния. Погрешность, вносимая использованием такого приближе-

ния, мала по сравнению с неопределенностью ($\pm 50\%$) используемых основных атомных данных.

В коэффициент $P_p(A, z)$, описывающий рекомбинационную составляющую потерь, вносят вклад диэлектронная рекомбинация (как радиационная стабилизация, так и фотоны, излучаемые при каскадных переходах) и радиационная рекомбинация (включая каскадные переходы). В идеале, так же как и для линейчатого излучения, необходимо учесть существование метастабильных состояний для исходного иона и иона, образующегося в результате рекомбинации. Не имеется данных, полученных с учетом метастабильных состояний. Можно ожидать, что роль метастабильных состояний окажется для рекомбинационного излучения меньше, чем для линейчатого излучения. Таким образом, пренебрегая вкладом метастабильных состояний, для $P_p(A, z)$ получаем:

$$P_p(A, z) = \sum_p \Delta E(q, p) \sum_{nl} \alpha_d(q, p; nl) + \chi \alpha_{c.d} + \chi \beta \alpha_p. \quad (3.46)$$

Здесь $\Delta E(q, p)$ — энергия стабилизирующего фотона; $\alpha_d(q, p, nl)$ — скорость диэлектронной рекомбинации с захватом на уровень с квантовыми числами nl (в приближении нулевой плотности электронов); χ — потенциал ионизации иона, образовавшегося после рекомбинации; $\alpha_{c.d}$ — полная скорость столкновительно-диэлектронной рекомбинации; β — множитель, лежащий в пределах 0,2–1, вводимый для учета тепловой энергии электронов, участвующих в радиационной рекомбинации; α_p — полная скорость радиационной рекомбинации. Для ограничения суммы по p можно использовать те же аргументы, что и при расчете $P_d(A, z)$.

Третья компонента $P_T(A, z)$ обусловлена тормозным излучением, и вследствие зависимости $P_T(A, z)$ от квадрата заряда иона, она является основной для ионов с большим зарядом даже в условиях, когда имеются связанные электроны. Важно поэтому обратить особое внимание на оценку мощности тормозного излучения, особенно для ионов с большими зарядами. Поскольку свободно-свободные переходы, приводящие к тормозному излучению, происходят в основном в кулоновском поле, на которое слабое влияние оказывает распределение связанных электронов, малосущественным оказывается состояние, в котором находится ион (основное или метастабильное). Эти проблемы детально обсуждаются в [104], где можно найти выражение для $P_T(A, z)$.

На рис. 3.23 показана зависимость мощности потерь для некоторых элементов в состоянии стационарного ионизационного равновесия. Можно заметить, что для элементов с малым z , таких, как углерод, значения функции варьируются в пределах трех порядков величины, тогда как для молибдена функция меняется в пределах одного порядка величины. Этот факт связан с тем, что для элементов с малым z основной вклад вносит линейчатое излучение, для которого острые максимумы и минимумы отражают прохождение различных оболочек при переходе к сильно ободраным ионам, для которых увеличивается вклад тормозного излучения, которое монотонным образом меняется при изменении температуры электронов. На рис. 3.24 показан относительный вклад различных компонент для кислорода.

Рис. 3.23. Зависимость мощности потерь на излучение для C, O, Si, Al, Fe, Mo от T_e при низких значениях n_e [104]

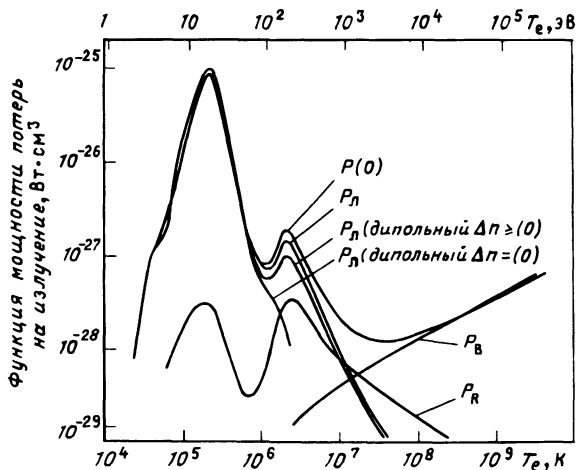
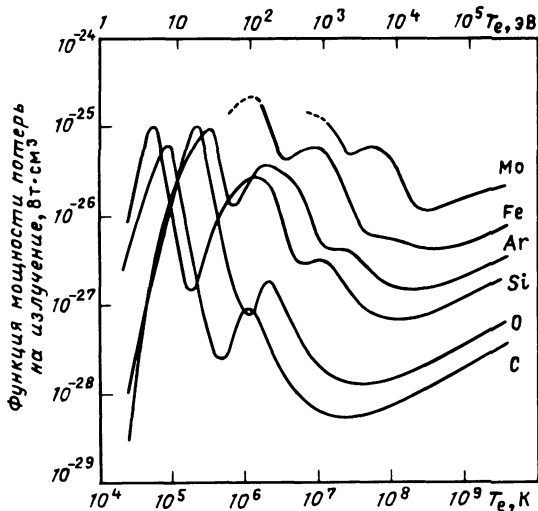


Рис. 3.24. Зависимость компонент мощности потерь на излучение для кислорода от T_e . Показан вклад основных линий в линейчатое излучение, потери на тормозное и рекомбинационное излучение, выделен вклад дипольных переходов с $\Delta l = 0$ и дипольных переходов с $\Delta l \neq 0$ в линейчатой излучение [104] (Δl – изменение главного квантового числа при возбуждении)

Как отмечалось выше, расчет мощности потерь, основанный на допущении стационарного ионизационного равновесия, относительно прост, и он иногда используется в условиях, когда указанное допущение не полностью оправдано. Для иллюстрации различий, которые могут быть с ним связаны, сравним результаты расчета мощности потерь для неона (излучающего в плазме, см. § 3.5) с использованием полной системы нестационарных уравнений баланса с результатами, которые получаются

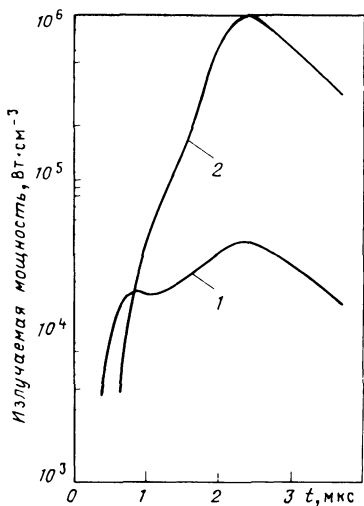


Рис. 3.25. Различия в предсказываемой мощности потерь:

1 — модель стационарного ионизационного равновесия; 2 — модель нестационарной ионизации. Параметры плазмы те же, что и на рис. 3.12

при использовании предположения о существовании стационарного ионизационного состояния. Результаты расчетов показаны на рис. 3.25; видно, что использование предположения о стационарном состоянии может привести к большим погрешностям.

Можно отметить, что имеются другие величины, которые часто используются и которые можно извлечь из мощности потерь на излучение и ионизационного равновесия. Так, путем соответствующей группировки компонент, входящих в (3.41), можно получить спектральное распределение излучаемой мощности. Кроме того, для целей диагностики можно использовать связь общей мощности потерь на излучение с интенсивностью наибольшего количества хорошо регистрируемых спектральных линий. Если важна зависимость от времени, то может скорее оказаться полезной оценка полных энергетических затрат на создание иона в заданном зарядовом состоянии, чем мощность потерь на излучение.

Ниже в этой главе мы обсудим влияние излучения примесей на баланс энергии в термоядерном реакторе. Будем основываться на результатах, полученных в [104], где в свою очередь были использованы идеи, высказанные Лоусоном [59]. Лоусон показал, что для успешной работы реактора должно выполняться следующее условие: произведение плотности плазмы на время удержания энергии должно быть несколько больше $10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$. Физический смысл этого критерия заключается в том, что мощность, выделяемая при термоядерной реакции, должна превосходить мощность всех потерь в водородной плазме. Из предшествующих частей этой книги ясно, что относительно небольшая концентрация примесей может привести к потерям, превышающим тормозное излучение на водороде, и важно попытаться предсказать, как будут влиять примеси на полный энергетический баланс термоядерного реактора.

Примем для простоты, что в водородной плазме, состоящей из равных частей дейтерия и трития, имеется только один сорт ионов примеси A . Потери на излучение в такой плазме складываются из потерь водородной плазмы и компонент излучения для каждого иона $A(z)$. Полную мощность потерь можно представить в виде

$$[n(\text{H})]^2 P_{\text{rad}} = n(\text{H}) n_e (P(\text{H}) +$$

$$+ \sum_z \frac{n(A, z)}{n(H)} P(A, z) = [n(H)]^2 \left(1 + \frac{n(A)}{n(H)} \sum_z \frac{n(A, z)}{n(A)} z \right) \times$$

$$\times \left(P(H) + \frac{n(A)}{n(H)} \sum_z \frac{n(A, z)}{n(A)} P(A, z) \right). \quad (3.47)$$

В (3.47) при расчете плотности электронов n_e , необходимой для квазинейтральности плазмы, учитываются также электроны, образующиеся при ионизации примесных ионов. Отношение $n(A)/n(H)$ есть отношение концентрации примесного элемента A к концентрации водорода, $n(A, z)/n(A)$ — относительная концентрация иона с зарядом z . Величины $P(H)$ и $P(A, z)$ — функции мощности потерь, определенные выше. Следовательно, P_{rad} — сложная функция мощности потерь.

На этой стадии примем, что имеется стационарное ионизационное равновесие, но к этому вопросу мы вернемся позже. Для иллюстрации возьмем различные смеси водорода с примесями; результирующие значения P_{rad} приведены на рис. 3.26. Там же представлена зависимость мощности, выделяемой в D-T-реакции, от температуры [45]. При расчете этой мощности считалось, что температуры ионов и электронов одинаковы и что термоядерные нейтроны выходят из плазмы без потерь, тогда как другие продукты реакции удерживаются.

Точка пересечения кривой мощности радиационных потерь с кривой термоядерной мощности, соответствующая меньшей температуре, указывает минимальную температуру, до которой плазма должна быть нагрета, чтобы термоядерная мощность превосходила мощность радиационных потерь. Эта температура называется температурой зажигания, и можно видеть, что вследствие резкой зависимости термоядерной мощности от температуры наличие примесей приводит к умеренному увеличению температуры зажигания. Из результатов, приведенных на рис. 3.26, видно также, что кривые мощности радиационных потерь, в общем, имеют пологий минимум в области температуры зажигания. Наличие этого минимума связано с доминирующей ролью линейчатого излучения при низких температурах и означает, что проблемы, связанные с радиационными потерями, вероятно, окажутся более серьезными в течение фазы нагрева плазмы. В течение этой фазы маловероятно, что будет выполняться предположение о существовании стационарного ионизационного равновесия, и это также означает, что потери окажутся более высокими.

Чтобы указать тот уровень концентраций примеси, когда излучение отдельного примесного элемента A станет существенным, достаточно рассчитать относительную концентрацию $n(A)/n(H)$, при которой полная излучаемая энергия при новой температуре зажигания в 2 раза превышает потери на излучение для чистой водородной плазмы для этой температуры зажигания. На рис. 3.27 представлена зависимость этих концентраций от заряда ядра примесного элемента. Там же указан уровень концентраций, при котором потери на тормозное излучение примесей превосходят потери на тормозное излучение водорода.

Из кривых, приведенных на рис. 3.26, видно, что вследствие максимума на кривой термоядерной мощности имеется определенный уровень

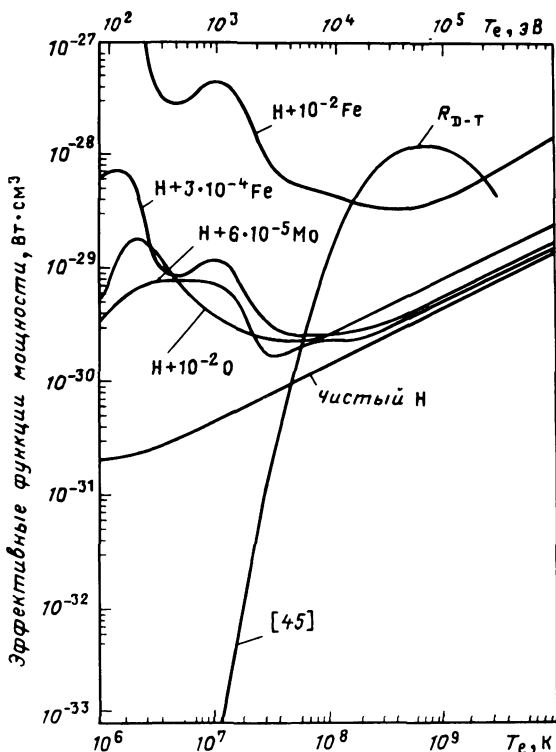


Рис. 3.26. Эффективные мощности потерь на излучение для различных примесей и коэффициент термоядерной мощности R_{D-T} . Значение R_{D-T} взято из [45], а данные по излучению примесей из [104]. При расчете R_{D-T} считалось, что нейтроны уходят. Мощность составляет $n^2 R$, где R – отложенные на графике значения; n – полная плотность "водорода" ($n = n_D + n_T, n_D = n_T$)

концентрации примесей, при котором кривая радиационных потерь не пересекает кривую термоядерной мощности. Это значит, что излучение примесей полностью потушит термоядерную реакцию. Зависимость концентрации примесей, требуемой для того, чтобы кривая радиационных потерь только коснулась кривой термоядерной мощности в области ее максимума, от заряда ядра примеси также приведена на рис. 3.27. Она указывает на уровень примесей, требуемый для тушения термоядерного горения.

Наряду с рассмотрением энергетического баланса термоядерной плазмы полезно (следуя идеям Лоусона [59]) рассмотреть баланс всей системы в целом. Для этого необходимо определить время удержания энергии t , которое для импульсного реактора может быть длительностью импульса. Примем также, что термоядерные нейтроны захватываются в blankets реактора и вносят положительный вклад в энергетический баланс. Тогда полная термоядерная энергия, выделяемая за время t , есть

$$[n(H)]^2 5,03 P(D-T)t. \quad (3.48)$$

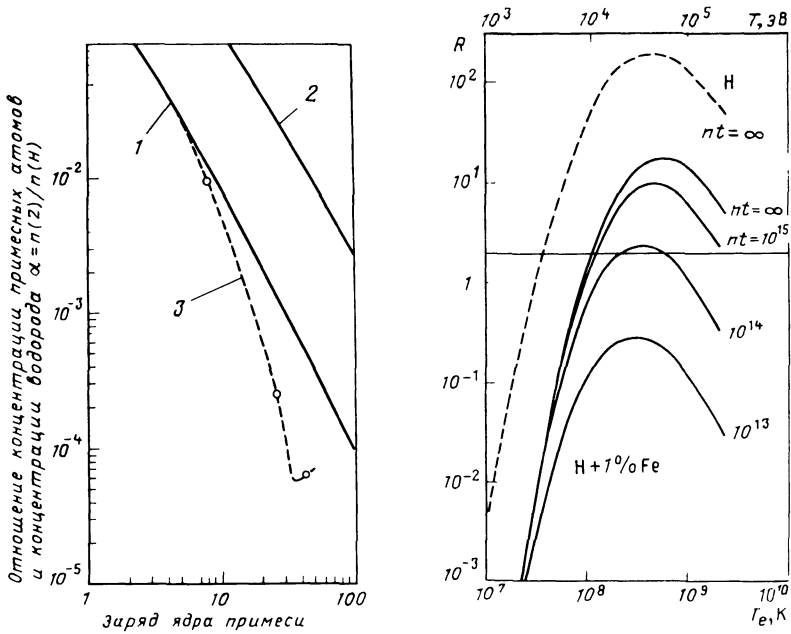


Рис. 3.27. Зависимость концентрации примесей, приводящей к потерям на излучение, равным потерям на тормозное излучение водорода, и концентрации примесей, приводящей к тушению термоядерной реакции при температуре зажигания, от заряда примесей [104]:

1 – уровень концентрации примесей, приводящей к потерям на излучение, равным потерям на тормозное излучение в чистой водородной плазме при температуре зажигания $T \sim 6 \cdot 10^7$ К (5 кэВ) (результат расчета с учетом только тормозного излучения); 2 – уровень концентрации примесей, выше которого зажигание невозможно; 3 – результат расчета с учетом линейчатого излучения

Рис. 3.28. Зависимость отношения R энергетического выхода реакции к энергии, требуемой для создания плазмы с примесью 1% железа в термоядерном реакторе, от температуры [104]

Здесь множитель 5,03 введен для учета энергии нейтронов. Энергия, требуемая для нагрева плазмы до температуры зажигания и компенсации радиационных потерь, определяется выражением

$$[n(H)]^2 P_{\text{rad}} t + n(H)K. \quad (3.49)$$

Здесь K – множитель, определяемый энергией, требуемой для нагрева плазмы. Он должен включать энергию, необходимую для повышения кинетической температуры, затраты на ионизацию и дополнительные потери энергии в течение переходной фазы нагрева. В настоящее время нет полной оценки этого множителя, и, следовательно, можно принять, что в K входят только затраты на повышение температуры частиц. Таким

образом, имеем

$$K = \frac{3}{2} kT \left[2 + \sum_z \frac{n(A, z)}{n(H)} (1+z) \right]. \quad (3.50)$$

Зависимость отношения

$$R = [n(H)]^2 5,03 P(D - T) t / \{ [n(H)]^2 P_{\text{rad}} t + n(H) K \} \quad (3.51)$$

для чисто водородной плазмы и плазмы с примесью железа (концентрация железа 1 %) для различных значений произведения $n(H)t$ от температуры показана на рис. 3.28.

Минимальное значение R для реактора зависит от полной эффективности системы питания, поэтому в [59] $R = 2$. Видно, что для плазмы с примесью железа (1 %) это условие ($R = 2$) может выполняться только при $n(H)t \geq 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$.

Теперь можно вернуться к предположению о существовании стационарного ионизационного равновесия, на котором основывается большая часть предыдущего рассмотрения. Чтобы это предположение было справедливо, время установления стационарного ионизационного равновесия примесей должно быть существенно меньше требуемого времени удержания энергии. В § 3.5 отмечалось, что время установления стационарного состояния с точностью до множителя порядка 10 дается следующим соотношением:

$$n_e t_{\text{ион}} = 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}. \quad (3.52)$$

Для оценки справедливости предположения о существовании стационарного ионизационного равновесия это условие следует сравнивать с критерием Лоусона $n(H)t > 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$.

Глава 4. ПЛАЗМА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ТОКАКА

Хоган

4.1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение достижений атомной физики в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу (УТС) привело к активному сотрудничеству специалистов этих отраслей науки. Изучение атомных процессов в плазме и измерение атомных данных часто оказывается единственной возможностью определения плазменных параметров в разряде. Однако для специалистов в области атомной физики заранее трудно предвидеть, использование каких работ может оказать существенное влияние на ход термоядерных исследований. И часто должен быть сделан выбор между двумя направлениями работ, которые могут найти применение в термоядерных исследованиях: развитие теории и методов диагностики или обращение к новой области исследований атомных процессов в высокотемпературной плазме.

Ниже дано описание некоторых ключевых проблем УТС и показана роль атомных процессов в УТС. Существует много этапов — от возникновения первоначальной концепции УТС до окончательного получения экономически выгодной термоядерной энергии в реакторах. Все еще остаются технологические трудности, которые ждут своего разрешения. Требуется приложить значительные усилия для того, чтобы достичь такого уровня понимания поведения термоядерной плазмы в токамаке, который позволил бы получить большие мощности в реакторных режимах с большой длительностью рабочего импульса. Сказанное выше в равной мере относится и к другим направлениям исследований по созданию УТС (stellараторы, быстрые пинчи, тандемные ловушки, гофрированные торы), которые, как можно ожидать, будут развиваться аналогично токамакам. По мере развития работ по практической реализации этих концепций предъявляются все более высокие требования к физическим моделям, описывающим поведение плазмы. К примеру, на начальных этапах исследований токамаков было достаточно знать, что основные потери энергии из плазмы связаны с излучением любых примесей. Была понята необходимость улучшения вакуумной технологии, тщательности в подготовке камеры. В дальнейшем, по мере того как в плазме стали доминировать теплопроводностные и конвективные потери, стало необходимым идентифицировать основные примеси, играющие роль в энергобалансе, и рассмотреть такие конструкционные материалы для первой стенки и лимитера, которые могут противостоять эрозии под действием горячей плазмы. С увеличением температуры плазмы в реакторных режимах серьезное внимание должно быть уделено детальному поведению примесных ионов. Последние будут неизбежно присутствовать в плазме, несмотря на использование диверторов всевозможных конфигураций и разработку лимитеров более сложных конструкций. При этом любой диагностический метод или модель, имеющие отношение к примесям, зависят от степени достоверности используемых атомных данных.

Первой и важнейшей задачей магнитного удержания является создание подходящей равновесной конфигурации магнитного поля. В плазме с малым значением параметра β (β — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля) такая конфигурация создается соответствующим расположением катушек и индуктора вне объема, занятого плазмой. При больших β , необходимых для производства термоядерной энергии в экономически оправданных масштабах, плазма эволюционирует так, что сама вносит существенный вклад в создание равновесной конфигурации. Этот вопрос обсуждается в § 4.2.

Несмотря на большой прогресс, все еще отсутствуют достаточно точные экспериментальные данные по балансу частиц и энергии в плазме. Часто проводятся модельные исследования для того, чтобы определить наличие (или отсутствие) согласия с принятыми теоретическими или эмпирическими закономерностями. Однако результаты этих работ в значительной мере зависят от достоверности используемых атомных данных. Общая структура уравнений баланса частиц и энергии рассмотрена в § 4.3. Эти макроскопические уравнения сохранения являются

моментами кинетического уравнения, учитывающего дрейфы и столкновения отдельных частиц. В § 4.4 обсуждается модель баланса частиц, и в § 4.5 – баланса энергии. В связи со значительным развитием в последние годы диагностических методов для примесей большое внимание обращено на изучение динамики примесей (см. § 4.6).

4.2. МАГНИТНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ

Обсуждение роли атомных процессов в балансе частиц и энергии следует начать с рассмотрения конфигурации магнитного поля, которая обеспечивает необходимое удержание плазмы. Такая последовательность изложения оправдана помимо чисто методических соображений тем, что в современных токамаках имеется тенденция к образованию плазменных конфигураций со специальной, некруглой формой поперечного сечения, в которых роль атомных процессов, связанных с примесями, оказывается очень важной. В плазменном шнуре определенной формы поперечного сечения удастся достичь большего предела устойчивости и как следствие обеспечить возможность большего выхода термоядерной мощности. Путем выбора конфигурации можно управлять распределением выходящих из плазмы потоков тепла и частиц, отводя их в дивертор.

Магнитные поверхности. Наложение внешнего тороидального магнитного поля B_φ с полоидальным магнитным полем B_p тока плазмы I_φ образует семейство винтовых силовых линий, обращенных вокруг оси симметрии тора. Если следовать вдоль силовой линии поля, то она в своем движении опишет двухмерную поверхность в трехмерном координатном пространстве. Это поверхность тора. Можно получить целое семейство таких тороидальных поверхностей, если начать двигаться от магнитной оси наружу (рис. 4.1). Полоидальное магнитное поле

$$\Psi(\rho) = 2\pi R \int_{\text{магнитная ось}}^{\rho} B_p(\rho') d\rho' \quad (4.1)$$

монотонно растет для типичных распределений B_p , и, таким образом, его значениями можно помечать последовательно поверхности, на которых лежат магнитные силовые линии. (Здесь R – большой радиус

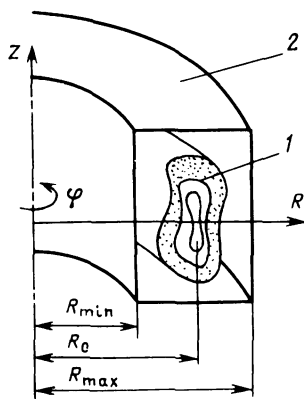


Рис. 4.1. Геометрия токамака. Осесимметричный плазменный шнур с вытянутой формой поперечного сечения помещен в вакуумную камеру. Магнитные силовые линии лежат на магнитных поверхностях:

1 – магнитные поверхности; 2 – вакуумная камера

плазменного шнура; ρ – координата вдоль малого радиуса; ρ' – переменная интегрирования.)

Это геометрическое представление о вложенных тороидальных поверхностях, образованных магнитными силовыми линиями, является существенным для рассмотрения процессов переноса. В простейшей геометрии (рис. 4.1) заряженная частица со скоростью, почти параллельной магнитному полю, будет вращаться вокруг тора по орбите, лежащей очень близко к магнитной поверхности. Если скорость частицы направлена перпендикулярно полю, ее орбита будет локализована вблизи магнитной поверхности. Однако из-за тороидального дрейфа частица будет периодически удаляться или приближаться к магнитной поверхности. Представление о магнитных поверхностях остается важным и в условиях неидеального удержания. При учете столкновений между частицами или смещений, индуцированных микротурбулентностью плазмы, происходит отклонение движения частиц от магнитных поверхностей. Эти отклонения проявляются в виде дискретных скачков от одной поверхности к другой и зависят от частоты столкновений и уровня турбулентности. В результате происходит медленный дрейф (или диффузия) от поверхности к поверхности одновременно с быстрой циркуляцией частиц по магнитной поверхности вокруг тора. Фактически беспрепятственная циркуляция частиц вокруг тора приводит к тому, что любые изменения величин на магнитной поверхности быстро сглаживаются (за время $\tau \sim R/v_{th}$). Перенос плазмы поперек магнитных поверхностей происходит значительно медленнее, чем вдоль. В этих условиях трехмерный перенос плазмы можно описать в рамках одномерной диффузионной задачи.

Для рассмотрения плазменных конфигураций с более сложной формой поперечного сечения шнура необходимо обобщить определение полоидального потока [см. (4.1)] на случай некруглого сечения. В общем случае геометрия определяется не значениями большого и малого радиусов тора (R и ρ), а заданием самих магнитных поверхностей. При этом (4.1) используется для определения пространственной координаты, ρ которой можно идентифицировать поверхности постоянного полоидального потока. Полоидальный поток определяется как $\psi = \int \mathbf{V} \times d\mathbf{S}_\perp$, где $d\mathbf{S}_\perp$ – элемент поверхности тора (рис. 4.2). Магнитное поле можно описать двумя скалярными функциями координат

$$\mathbf{V} = f \nabla \varphi + \nabla \varphi \times \nabla \psi. \quad (4.2)$$

Это представление автоматически удовлетворяет условию $\nabla \mathbf{V} = 0$, так как трехкомпонентный вектор выражен только через две независимые величины f и ψ . Кроме того, из условия осевой симметрии следует, что $f(r, t) = f[\psi(r, t), t]$, т.е. f может зависеть от пространственных координат только через ψ . Используя уравнения Максвелла с учетом осевой симметрии, а также закон Ома, получаем следующее уравнение относительно ψ [36]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi + \nu_D \nabla^2 \psi = \eta_{\parallel} \Delta^* \psi - \frac{\epsilon_{\parallel}}{2\pi R}. \quad (4.3)$$

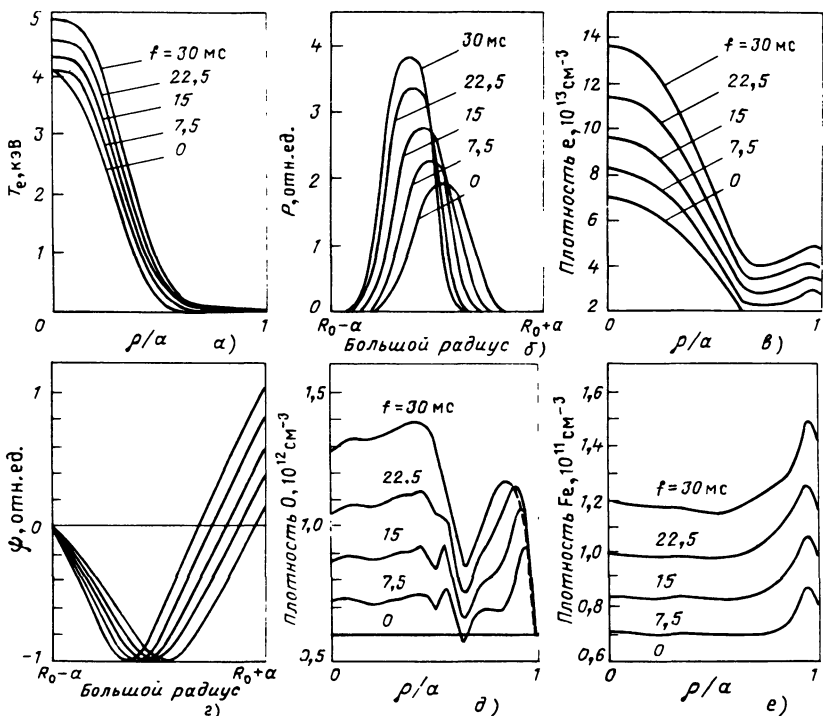


Рис. 4.2. Результаты расчета параметров плазмы при адиабатическом сжатии на установке TETR: эволюция температуры (а); давления (б); электронной плотности (в); полоидального потока (г); плотности кислорода (д); концентрации железа в процессе сжатия в течение 30 мс (е). Показаны распределения параметров по малому радиусу (магнитная ось в точке $\rho = 0$) и по большому (б) и (г). В последних случаях виден сдвиг плазмы внутрь, вызванный сжатием

Здесь ν_D — диффузионная скорость плазмы поперек магнитной поверхности; $\Delta^* \equiv r^2 \operatorname{div}(r^{-2} \nabla)$; ϵ_{\parallel} — параллельное электрическое поле. В плазме с конечной проводимостью величина полоидального потока будет диффундировать в пространстве со скоростью, которая определяется продольным электрическим сопротивлением плазмы η_{\parallel} . Точный расчет η_{\parallel} с учетом тороидальной геометрии приводит к сложному выражению [9, 38]. Однако зависимость сопротивления плазмы от величины заряда уже содержится в известной формуле Спитцера для случая простой, пространственно однородной плазмы:

$$\eta_{\parallel} \approx 0,088 \frac{Z_{ef}}{T_e^{3/2}}; \quad Z_{ef} \equiv \frac{\sum_{k=1}^K n_k Z_k^2}{\sum_{k=1}^K n_k Z_k}, \quad (4.4)$$

где Z_k — заряд полностью ионизованного иона. Сопротивление плаз-

104

мы во многих экспериментах определяется рассеянием электронов на примесях. Таким образом, регулируя концентрацию примесей в плазме, можно влиять на диффузию полоидального потока ψ и тем самым контролировать геометрию магнитного поля.

Развитая выше картина переносов сводится к быстрой циркуляции плазмы вдоль тороидальной магнитной поверхности и к медленной диффузии или конвекции поперек, в направлении к внешней границе плазменного шнура. Последнее в конечном счете приводит к потерям частиц и энергии из плазмы. Как следует из (4.3), сама система магнитных поверхностей также движется медленно (по сравнению с продолжительностью разряда), переноса быстрое внутреннее движение частиц вместе с собой. Зависимость от Z_{ef} указывает, что на конфигурацию равновесного магнитного поля сильно влияет содержание примесей в плазме. Очевидно, что управление такими процессами, связанными с примесями, и развитие диагностических методов являются той областью исследования, в которой важная роль принадлежит атомной физике.

Выбор и эволюция конфигурации. Обсуждение причин выбора той или иной формы поперечного сечения плазменного шнура завело бы нас в далекую область. Эти вопросы изложены в [29, 79]. Здесь мы ограничимся кратким описанием проблемы, укажем важность диффузионных процессов, обусловленных конечной проводимостью, и косвенно укажем на роль атомных процессов.

1. *Профиль q .* Важнейшим физическим параметром, определяющим устойчивость плазмы в токамаке, является коэффициент запаса устойчивости

$$q \equiv \partial\chi/\partial\psi = 2\pi/i. \quad (4.5)$$

Здесь $\chi \equiv \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ — тороидальный магнитный поток, связанный с основным магнитным полем: i — вращательное преобразование; это смещение полоидального угла за один оборот магнитной силовой линии вокруг тора [например, если $q = 3$, то $i = (2/3)\pi$ и силовая линия за один оборот смещается на 60°].

Поддержание оптимального профиля q в плазме является особо важным для получения режимов с высоким давлением и хорошим удержанием, необходимых в реакторах. К сожалению, пространственное распределение профиля вращательного преобразования известно в настоящее время недостаточно хорошо. Некоторые из разрабатываемых методик измерений профиля q сводятся к измерению пространственного распределения эмиссии нейтральных атомов, рассеянных в процессе перезарядки слаботоочного диагностического пучка атомов с ионами плазмы [34], и измерению фарадеевского вращения лазерного сигнала в далекой инфракрасной области, обусловленного полоидальным магнитным полем, в разных точках плазменного шнура [47].

Эти диагностические методы находятся сейчас в стадии развития. Их конечной целью является обеспечение информации об эволюции профиля q в течение разряда. В настоящее время в отсутствие такой идеальной диагностики имеются косвенные методы, которые позволяют определить коэффициент запаса. Они сводятся к изучению пилообразных

колебаний в центре шнура, которые, по-видимому, возникают при $q \ll 1$ [27, 75], и измерению осцилляций во внешних витках, обусловленных флуктуациями в полоидальном магнитном поле [55]. Выбирая возмущение конечной амплитуды, распределенное в пространстве как $(\exp(im\theta + in\varphi))$, можно согласно [15] получить информацию о локализации резонансных магнитных поверхностей ρ_s , где $q(\rho_s) = m/n$. Считается, что эти резонансные поверхности являются источниками таких осцилляций.

2. *Токамак с сохраняющимся магнитным потоком.* Хотя измерение профиля q в экспериментах требует значительного усовершенствования методики, важность этих измерений очень велика. Для достижения режимов с большим значением β необходимо иметь оптимальное распределение профиля q в плазме до включения нагрева. Если нагрев осуществляется достаточно быстро, профиль q оказывается "вмороженным" в плазму [19, 57]. Идея токамака с сохраняющимся потоком вселяет надежду на возможность быстрого и экономичного выхода на требуемые параметры плазмы в рязряде. Вмороженность профиля q следует из уравнения

$$\frac{\partial q}{\partial t} \Big|_{\psi} = \frac{\partial}{\partial \psi} (\eta_{\parallel} \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \rangle), \quad (4.6)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по магнитной поверхности,

$$\langle a \rangle \equiv \int a \frac{dS}{|\nabla \psi|} \Big/ \int \frac{dS}{|\nabla \psi|}.$$

Здесь a — произвольная физическая величина; \mathbf{E} — электрическое поле. Из (4.6) видно, что в условиях высокотемпературной плазмы, когда проводимость становится бесконечно большой [см. (4.4)], $\partial q / \partial t \approx 0$, если уровень примеси в плазме не слишком велик. Диагностика эволюции профиля q и спектроскопический анализ влияния примесей на эволюцию, несомненно, являются теми задачами, в которых атомная физика находит применение в исследованиях токамаков с вмороженным магнитным полем.

3. *Формирование поперечного сечения шнура.* Эволюция процессов в токамаке с сохраняющимся потоком важна для достижения режимов с большими β в плазме с произвольным поперечным сечением шнура. Однако устойчивость таких режимов сильно зависит от формы сечения. Вертикальное смещение кругового сечения и одновременно удлинение в горизонтальном направлении от оси симметрии образуют так называемую D-образную форму шнура. В конфигурациях такой формы возможно достижение устойчивых режимов с большими значениями β [61, 74]. D-образная конфигурация получается с помощью внешних витков, которые притягивают ток, текущий в плазме. Распределение тока в такой плазме должно быть широким, т.е. он не должен быть пикирован у оси. Это условие необходимо, чтобы сохранить преимущество данной конфигурации. Как показано в [78], формирование дублетной конфи-

гурации оказывается невозможным в условиях, когда рециклинг и примеси охлаждают плазму и тем самым уменьшают ее проводимость. Если ток, протекающий по плазме, сконцентрирован в центральной части шнура, магнитные поверхности оказываются в основном круглыми ("капельная" конфигурация). Однако при однородном распределении тока влияние внешних катушек оказывается более эффективным. При этом может быть относительно легко создана нужная конфигурация поперечного сечения шнура, соответствующая хорошему удержанию. И в этом случае атомные процессы, связанные с рециклингом и излучением примесей, можно использовать для организации в плазме широкого профиля тока.

4. *Эволюция магнитной конфигурации.* Таким образом, режимы с большими β могут быть непосредственно получены в условиях вмороженности потоков, а оптимальная форма сечения плазменного шнура относительно легко создана (в условиях достаточно широкого распределения тока) с помощью внешних обмоток. Однако конечной целью является получение устойчивых состояний (не говоря уже о том, что желательны разряды с максимальной продолжительностью). Как следует из уравнения (4.6), которое описывает эволюцию профиля q , даже в условиях высокотемпературной плазмы медленные диффузионные процессы, обусловленные конечной проводимостью, будут в конечном счете приводить к изменению профиля q , деформируя его идеальное распределение [80]. Характерные времена эволюции составляют 10–100 с. Расчеты эволюции профиля по простым численным моделям, учитывающим диффузию, показывают, что возможны режимы с $\beta \approx 10\%$ (на уровне реакторных значений). С увеличением сопротивления плазмы, обусловленным аномальностью или постепенным накоплением примесей, эволюционные процессы могут быть ускорены.

4.3. УРАВНЕНИЯ МОМЕНТОВ

Основные свойства равновесной плазменной конфигурации рассмотрены в гл. 1. Осесимметричная конфигурация магнитного поля описана в § 4.2. Рассматриваются различные магнитные конфигурации, в частности и такие, которые не обладают симметрией, как, например, в случае бандл-дивертора [69], а также конфигурации с так называемыми эрготическими областями на краю плазменного шнура. Цель последних — уменьшить температуру плазмы у стенки или лимитера [52]. Движение каждой отдельной частицы в магнитном поле современной установки является чрезвычайно сложным, и даже вопрос о возможности достаточно длительного удержания одной частицы в неосесимметричных полях является до сих пор открытым [77]. Однако обычные статистические методы позволяют исследовать коллективное движение всей совокупности частиц, хотя ни одна из них не может быть описана с достаточной полнотой. Статистический подход сводится к макроскопическому описанию плазмы. Вывод соответствующих уравнений дается во многих работах. Здесь же будут приведены лишь основные результаты.

В условиях заданной геометрии магнитного поля можно рассчитать поперечную диффузию частиц от одной магнитной поверхности к другой.

Этот процесс приводит к неизбежным минимальным потерям частиц в термоядерной плазме. В условиях тороидальной геометрии потери описываются так называемой неоклассической диффузией. В основном механизм этой диффузии остается довольно простой: быстрое дрейфовое движение частиц вдоль магнитных поверхностей накладывается на медленную диффузию частиц и энергии поперек, обусловленную столкновением частиц между собой. Эти простые физические представления требуют довольно сложных выкладок для того, чтобы получить окончательные выражения для потоков. В настоящее время теория неоклассических переносов находится в относительно завершенной стадии. Она подробно описана в обзоре [38]. Здесь мы будем ссылаться на основные результаты этой теории, которая хотя и недостаточно полная, однако является простой и подходящей моделью для описания баланса частиц и энергии в плазме.

Баланс частиц. Используя функцию распределения частиц в пространстве скоростей и координат $f_{neo}(v, r)$, для плотности частиц имеем

$$n_{e,i}(r, t) = \int d^3 v f_{e,i}(r, v, t). \quad (4.7)$$

Усредненное по магнитной поверхности уравнение для плотности можно представить в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} [n_e(v, t) V'(\psi, t)] = \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\left\langle n_e \frac{v_D \cdot \nabla \psi}{|\nabla \psi|} \right\rangle \right) + \Sigma_e. \quad (4.8)$$

Эволюция плотности электронов (ионов) на магнитной поверхности ($n_{e,i} V'$) зависит от скорости поперечной диффузии частиц и значения локальных источников Σ_e электронов (ионов). Объем, заключенный

между магнитными поверхностями, $V(\psi) = \int_{\text{магнитная ось}}^{\psi} d^3 r$. Бесконечно малый объем, заключенный между поверхностями ψ и $\psi + d\psi$, равен

$$dV \equiv V'(\psi) d\psi = d\psi \frac{d}{d\psi} \int_{\text{магнитная ось}}^{\psi} d^3 r = d\psi \int_{\psi}^{\psi+d\psi} \frac{dS}{|\nabla \psi|}. \quad (4.9)$$

В общем виде уравнение, описывающее плотность плазмы как функцию времени и координат в геометрии вложенных осесимметричных магнитных поверхностей, можно представить в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e V') = \frac{\partial}{\partial \psi} (\Gamma_e V') + \Sigma_e. \quad (4.10)$$

Величина потока частиц через площадь поперечного сечения зависит от принятой модели переносов. Выражение для неоклассического потока Γ_e приведено в [38], а для других моделей Γ_e представлены в § 4.4. Поступление электронов в плазму связано с ионизацией нейтральных атомов водорода и примесных ионов, перезарядкой инжектированных атомов с ионами основной плазмы.

В неоклассической теории рассчитываются также потоки для протонов и примесей [4] и учитывается влияние примесей на неоклассические потоки частиц и энергии. Потоки электронов, водородных ионов и примесей связаны условием амбиполярности

$$\Gamma_e = \Gamma_p + \sum_k Z_k \Gamma_k. \quad (4.11)$$

Здесь суммирование проводится по всем зарядовым состояниям. Обычно используется упрощенный подход для описания плотности электронов, примеси и ионов водорода. Вместо того чтобы решать систему уравнений для электронов и примесных ионов в различных зарядовых состояниях [3], ищется решение для плотности примеси так называемого среднего иона. Оно получается суммированием и усреднением указанных выше уравнений [26]:

$$\frac{\partial n_Z}{\partial t} = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(D \frac{\partial n_Z}{\partial \rho} + C_{pZ} g_1(\langle Z \rangle, n_p, n_Z, n'_Z) + C_{ZZ} g_2(\langle Z \rangle, n_p, n_Z, n'_Z) \right). \quad (4.12)$$

Совместно с уравнением квазинейтральности для "среднего" иона уравнения (4.11), (4.12) составляют замкнутую систему баланса частиц плазмы. Источники электронов, ионов водорода и примесей, как распределенные в пространстве, так и локализованные вблизи границы, описаны в § 4.4. Выражения для коэффициентов D , C_{pZ} , C_{ZZ} , g_1 и g_2 в (4.12) имеют довольно сложный вид.

Баланс энергии. Взяв соответствующие моменты кинетического уравнения, получаем уравнения баланса энергии для электронов и ионов:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (P_e V'^{5/3}) = \frac{\partial}{\partial \psi} \left((q_e + \frac{3}{2} \Gamma_e T_e) \right) - Q_{LR}, \text{ ионный пучок} - Q_{ei} + Q_{NB, RF}^e + Q_{D-T}^e + Q_{OH}; \quad (4.13)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (P_i V'^{5/3}) = \frac{\partial}{\partial \psi} \left((q_i + \frac{3}{2} \Gamma_e T_i) \right) + Q_{ei} - Q_{ex} + Q_{NB, RF}^i + Q_{D-T}^i. \quad (4.14)$$

В общем случае из-за сильной столкновительности можно считать, что температура ионов примеси и основных ионов одинакова, так что необходимо определить лишь температуру электронов и температуру ионов плазмы (или примеси).

Выражение для тепловых потоков также определяется рассматриваемой физической моделью. В случае "неоклассики" эти потоки приведены в работе [38]. Они зависят от локальных значений градиентов T_e , T_i , n_e и n_i .

Члены, описывающие поступление и уход энергии и частиц из плазмы, не связанные с движением частиц, сводятся к следующим: Q_{cx} — потери энергии, связанные с перезарядкой ионов плазмы с холодными атомами водорода; Q_{LR} — потери энергии электронов при неупругих столкновениях с ионами примеси и атомами водорода. Радиационные потери из плазмы связаны с линейчатым излучением и излучением в непрерывном спектре. Первое преобладает в современных токамаках, а тормозное излучение, по-видимому, будет существенным в высокотемпературной плазме реактора-токамака. Тормозное излучение электронов используется в настоящее время для диагностики электронной температуры, и оно может быть важным каналом потерь энергии в реакторах при $T = 20$ КэВ; $Q_{D-T}^{e,p}$ — как в D-D-, так и в D-T-процессах возникают высокоэнергетичные заряженные продукты реакции [33]. В экспериментах на токамаке PLT в режимах с дополнительным нагревом пучком [22] были обнаружены высокоэнергетичные тритоны. В реакторе основным источником нагрева электронов будут α -частицы, образующиеся в D-T-реакциях. Следовательно, выход α -частиц в D-T-реакциях является важнейшим источником нагрева плазмы, и его следует учитывать при экстраполяции современных моделей удержания на будущие установки; $Q_{NB, RF}^{e,i}$ — инжекция энергетичных, нейтральных пучков (см. гл. 6), является основным методом нагрева плазмы в современных токамаках. Инжектированные нейтральные частицы, захватываются в плазме при перезарядке с ионами. (В реакторах может быть использована инжекция ионов с энергией 200 кэВ/а.е.м. и выше, при которой захват атомов, вероятнее всего, связан с ионизацией ионами плазмы.) Высокотермичные быстрые ионы термализуются с ионами основной плазмы и передают энергию инжекции электронам и ионам плазмы. По-видимому, процесс термализации хорошо описывается в рамках классической теории столкновений, так как потенциальная энергия частиц, обусловленная турбулентностью плазмы, мала по сравнению с энергией инжектируемых частиц. Недавно значительный прогресс был достигнут и в развитии других методов нагрева [43, 48]. Имеется много общего между механизмом нагрева на ионо-циклотронном резонансе (ИЦР) и процессом термализации быстрых ионных пучков. Атомные процессы оказываются более существенными при инжекции нейтральных пучков в плазму; Q_{OH} — джоулев нагрев электронов, обусловлен омической диссипацией тока. Приложенное тороидальное электрическое поле поддерживает тороидальный ток, значение которого зависит от сопротивления плазмы. Последнее связано с рассеянием электронов на малые углы в столкновениях с заряженными ионами и примесями, которые отклоняют их от тороидального направления; $Q_{e,i}$ — обменный член электронов с ионами, связанный с кулоновскими столкновениями. Он пропорционален $n^2 (T_e - T_i)/T_e^{3/2}$ и в случае большой плотности плазмы приводит к равновесному состоянию с близкими значениями температур электронов и ионов.

Адиабатическое сжатие. Свойства уравнения баланса энергии в его простейшем виде — в отсутствие членов, описывающих поперечные пе-

реносы, могут быть изучены при рассмотрении процесса адиабатического сжатия плазмы. Согласно этой идее плазма смещается по большому радиусу в область сильного поля за время меньше времени заметного ухода частиц и энергии поперек магнитных поверхностей [30]. В этом случае можно пренебречь потоками Γ_e , q_e и q_i в уравнениях (4.8), (4.13) и (4.14). Оставшиеся члены описывают поведение плазмы в условиях, когда объем между соседними магнитными поверхностями оказывается сжатым. В адиабатическом приближении из уравнений (4.8), (4.13) и (4.14) имеем

$$n_e V' = \text{const}; P_e V'^{5/3} = \text{const}; P_i V'^{5/3} = \text{const}. \quad (4.15)$$

Чтобы обеспечить устойчивость, полный ток меняется так, чтобы коэффициент запаса устойчивости q оставался постоянным. Как видно из рис. 4.2, смещение плазмы внутрь приводит к сильному увеличению концентрации электронов в максимуме, хотя общее число электронов в плазме остается неизменным. Температура также увеличивается, но не так сильно, как плотность. Эта простая проверка уравнений баланса частиц и энергий была успешно осуществлена на эксперименте и дала хорошее согласие с теорией [10, 23]. (Следует заметить, что время сжатия на эксперименте было сравнимо со временем диффузии электронов по энергии, так что идеального условия адиабатичности не было достигнуто.)

Более подробно модели баланса частиц и энергии будут рассмотрены ниже.

4.4. БАЛАНС ЧАСТИЦ

Модель баланса частиц. Приведенное выше уравнение непрерывности для электронов (4.8) оказывается довольно сложным для сравнения с экспериментом. Для того чтобы упростить рассмотрение, ограничимся случаем плазменного шнура круглого сечения с малым β , когда магнитная конфигурация обладает простой цилиндрической симметрией (большое аспектное отношение). Дальнейшее упрощение связано с выбором для потока частиц закона Фика

$$\Gamma_e = -D \frac{\partial n_e}{\partial r} \quad (4.16)$$

вместо сложного неоклассического выражения. В этом случае уравнение непрерывности для электрической плотности сводится к виду

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e(r, t) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_i. \quad (4.17)$$

Уравнение (4.17) справедливо для чистой плазмы (без примесей) и в отсутствие дополнительного нагрева нейтральным пучком. Однако даже в этом простом виде оно оказывается достаточно сложным. Наибольший интерес представляет параметр τ_p — время удержания частиц, ко-

торый можно оценить из приведенного выше уравнения. Оно дает представление о времени жизни плазмы, образованной в результате ионизации атомов водорода электронами. Для сравнения теории с экспериментом необходимо измерить коэффициент диффузии в каждой точке плазменного шнура. Интегрируя (4.17) по всему объему, занятому плазмой, получаем уравнение для полного числа электронов в плазме

$$\frac{dN_e}{dt} = 4\pi^2 R a D(a) \frac{\partial n_e(a, t)}{\partial r} + 4\pi^2 R \int_0^a dr r n_0 n_e \langle \sigma v \rangle_i. \quad (4.18)$$

В состоянии равновесия часто используется глобальное время удержания

$$\tau_p \equiv \frac{N_e}{4\pi^2 R \int_0^a dr r n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_i}. \quad (4.19)$$

Полная скорость ионизации определяется на эксперименте по линейчатому спектру излучения $H\alpha$ (или $H\beta$) с помощью спектроскопической методики, описанной в [13]. Сложным вопросом, требующим особого рассмотрения, является вопрос о распределении нейтрального газа в токамаке.

Распределение нейтральных частиц. Много внимания как в теории, так и в экспериментах было уделено распределению нейтральных частиц в плазме токамака. Основные физические процессы описываются кинетическим уравнением для нейтралов

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \frac{\partial f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial r} + n_e \langle \sigma v \rangle_i f_0 + \int d^3 v' f_i(\mathbf{v}') f_0(\mathbf{v}) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) = \\ = \int d^3 v' f_0(\mathbf{v}') f_i(\mathbf{v}) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| \sigma_{cx}(|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|). \end{aligned} \quad (4.20)$$

Последние два члена в левой части уравнения описывают уход атомов из-за ионизации и перезарядки с ионами плазмы. Эти потери компенсируются поступлением перезарядившихся ионов основной плазмы (член в правой части уравнения).

Поступление нейтральных атомов в пристеночной плазме может быть связано со следующими процессами:

- 1) десорбция молекул с поверхности первой стенки;
- 2) отражение атомов с поверхности стенки или лимитера;
- 3) накопление атомов и молекул вблизи лимитера;
- 4) диффузия молекул из материала на поверхность вакуумной камеры;

5) инжекция атомов и молекул через газовый клапан для поддержания или увеличения плотности плазмы в разряде (напуск газа). Попадая в плазму, нейтральные частицы свободно протекают в глубь шнура, пока не ионизируются или не перезарядятся на ионах плазмы. В последнем случае возникает более энергетичная нейтральная частица (протон приобретает электрон у холодного атома и при этом сохраняет свою тепловую

энергию). Вторичные нейтральные частицы (если их скорости ориентированы соответствующим образом) проникают глубже в область более горячей плазмы. Испытывая многократную перезарядку, атомы набирают энергию и проникают в центральную зону шнура, где их концентрация становится весьма значительной.

Наличие нейтральных частиц в центре шнура позволяет использовать соответствующую диагностическую методику. Перезарядка этих атомов на ионах приводит к выбросу из шнура быстрых частиц, которые регистрируются за пределами шнура и для которых проводится анализ по энергиям [62]. С помощью этих измерений можно определить температуру ионов в центре шнура, если поток частиц не слишком ослаблен при выходе из плазмы. Типичное распределение плотности нейтральных частиц изучено в [18]. Нейтральные частицы в основном сосредоточены на периферии и окружают плазму плотной оболочкой. Это означает, что измерение $H\alpha$ - и $H\beta$ -линий, которое используется для определения полной скорости ионизации, обусловлено свечением из пристеночной зоны шнура. Для определения скорости ионизации в центральной зоне шнура можно использовать обратное преобразование Абея. Однако, как известно, эта методика часто приводит к большим погрешностям.

В режимах с экстремальными значениями параметров плазмы баланс нейтральных частиц становится более сложным.

На установке Alcatel A была достигнута плотность электронов, превышающая 10^{15} см^{-3} [31]. При этом модель, учитывающая процессы ионизации и перезарядки атомов водорода $H^0 + H^+$, предсказывает $n_0(0) \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$. В этих условиях большой поток нейтральных частиц, исходящий из горячей области плазменного шнура, можно объяснить трехчастичной рекомбинацией плазмы [24]. Влияние механизма трехчастичной рекомбинации может быть важным не только в центральной зоне. Его следует также учесть при рассмотрении низкотемпературной пристеночной области плазменного шнура.

При наличии примесей в плазме левая часть (4.20) должна быть дополнена членами, описывающими сток электронов в реакциях



Этот процесс захвата электрона примесью характеризуется большим сечением, в особенности при низких температурах, характерных для пристеночной плазмы. Недавно были проведены теоретическая и экспериментальная работы и показано, что механизм перезарядки играет важную роль при рассмотрении динамики нейтральных частей и примесей, в особенности примеси углерода [7, 42, 64].

Глобальное время удержания и механизмы диффузии. Из приведенного выше рассмотрения нейтральных частиц можно заключить, что в настоящее время отсутствуют надежные методы определения локального коэффициента диффузии. Глобальное время удержания можно оценить для равновесного состояния по (4.19). Однако оно будет в основном характеризовать удержание плазмы в область периферии, а не в центральной зоне шнура, так как основной вклад в (4.19) вносит пристеночная область.

В отсутствие прямых измерений коэффициентов переноса используются численные методы моделирования удержания плазмы. Первые же результаты расчетов показали, что неоклассические коэффициенты диффузии частиц слишком малы и не соответствуют результатам экспериментов [40]. Время удержания частиц, предсказываемое неоклассической теорией, оказалось слишком большим (более чем на порядок величины).

Решающую экспериментальную проверку различных моделей удалось осуществить в экспериментах с напуском газа. В установившемся разряде производится напуск холодного газа с помощью импульсного клапана и исследуется пространственное и временное поведение плазмы в разряде. Анализ таких экспериментов привел к созданию нескольких эмпирических моделей удержания частиц. Для описания режимов с напуском газа на токамаке использовалась полуэмпирическая модель, предложенная в [44]. В этой модели аномальная диффузия частиц наружу, обусловленная турбулентностью плазмы из-за раскачки током дрейфовых волн, балансируется потоком внутрь, связанным с неоклассическим пинчеванием (вееровским членом) [76]. В этом случае для диффузии электронного потока, $\text{см}^2/\text{с}$,

$$D_a \approx 10^{17}/n_e(r). \quad (4.22)$$

Трудности с этой и другими моделями, относящимися к режимам с напуском газа, связаны с тем, что они предсказывают появление переходного горба или выпуклости на профиле электронной плотности, тогда как на эксперименте плотность монотонно спадает от центра к периферии. Это, по-видимому, указывает на то, что коэффициент диффузии в этих моделях слишком мал [26]. В недавних экспериментах с напуском газа на установке JRPPT-2 [68] показано, что эмпирическая модель с учетом вееровского пинчевания согласуется с экспериментом при условии, что

$$D_a \approx 2D_a^{\text{Alcator}} \approx 2 \cdot 10^{17}/n_e, \quad (4.23)$$

а также в предположении, что атомы, отражаясь от стенки камеры, входят в пристеночную область с энергией порядка десятка электрон-вольт. На зависимость времени удержания в предложенных моделях от принятой энергии нейтральных частиц на стенке и от процессов рекомбинации было обращено внимание также в [25].

Результаты экспериментов на установке Alcator в режимах с напуском газа малой плотности [4] хорошо описываются в рамках модели, в которой аномальный перенос связан с ионной модой перемешивания. Трудностей, связанных с моделированием профиля электронной плотности в режимах с напуском газа, могло бы не быть, если были бы известны сечения ионизации атомов водорода многозарядными ионами примеси в плазме. В этом случае избыточные электроны захватываются ионами примеси и профили электронной плотности должны стать более гладкими.

Избежать влияния многих неопределенностей, связанных с атомными процессами в плазме и взаимодействием плазмы со стенкой, удастся в

режимах с инъекцией таблеток. Эти режимы можно использовать для независимой проверки различных моделей удержания частиц. Твердые водородные таблетки содержат почти от 1 до 300 % полного числа частиц. Они ускоряются до скорости 1 км/с и инжектируются в плазму [54]. Здесь таблетки испаряются и газ ионизуется, создавая локальную концентрацию частиц в плазме. Последующая пространственная и временная эволюция плотности моделируется заданием коэффициента диффузии, зависящего от координат. Расчеты, проведенные для описания экспериментов с инъекцией таблеток на установке ISX-B, показали, что коэффициент диффузии, $\text{см}^2/\text{с}$,

$$D = 2 \cdot 10^{17} / n_e(r) \quad (4.24)$$

дает хорошее согласие с наблюдаемым расплыванием профиля плотности [54].

Режимы с инъекцией таблеток можно использовать для проверки уравнения сохранения энергии в адиабатическом приближении [см. (4.8), (4.13) и (4.14)]. Время абляции таблетки много меньше времени удержания частиц и энергии. Следовательно, в адиабатическом приближении внезапное увеличение концентрации электронов в плазме должно сопровождаться мгновенным уменьшением электронной температуры, поскольку полная энергия остается неизменной. В отличие от режимов с инъекцией пучка, в которых происходит значительное накопление горячих ионов в плазме, при абляции таблеток происходит сильное поглощение энергии быстрых ионов. Поэтому коэффициенты диффузии, определенные методом инъекции таблеток, могут не быть связанными с теми процессами переноса, которые характерны для высокотемпературной плазмы.

4.5. БАЛАНС ЭНЕРГИИ

В балансе энергии плазмы большую роль играют атомные процессы. Основное внимание должно быть уделено неупругим столкновениям электронов с многозарядными (примесными) ионами, так как линейчатое излучение оказывает наиболее сильное влияние на параметры плазмы. Здесь мы рассмотрим в отдельности баланс энергии электронов и ионов, опишем наиболее известные скейлинги, а также отметим роль атомных процессов.

Удержание электронов: теплопроводность и конвекция. Баланс энергии электронов частично был рассмотрен в § 4.4 при описании переноса частиц. Как следует из расчетов, неоклассические коэффициенты переноса (учитывающие дрейф плюс парные столкновения частиц) для электронного потока приблизительно в m_e/m_p раз меньше соответствующих ионных коэффициентов. (Это важное обстоятельство, характерное для неоклассической модели. Оно приводит к возникновению электростатического потенциала в плазме, который замедляет поток ионов и поддерживает амбиполярность.)

Неоклассический поток энергии в электронах много меньше наблюдаемых потерь. Сравнение неоклассических коэффициентов с экспериментальными показывает большое расхождение [40]. Однако, как мож-

но видеть из уравнения баланса энергии электронов, наличие источников и стоков значительно осложняет его анализ и возможность корректного сравнения. При анализе переносов, используя измеренные значения профилей электронной температуры и плотности, значения ионной температуры в центре шнура, а также напряжения и тока в плазме, рассчитывают максимально возможное число переменных в уравнении баланса. Затем подгоняют значения теплопроводностных и конвективных потерь $[q_e + (3/2)T_e\Gamma_e]$ и делают вывод о локальных значениях D , χ_e и χ_i . Расчеты показывают, что каждый член в (4.13) вносит существенный вклад, так что ни один из них не может быть опущен. К тому же существующая неопределенность экспериментальных значений приводит к значительному разбросу искомых значений.

В настоящее время пользуются различными критериями для оценки удержания энергии. Определим локальное время удержания:

$$\tau_{E_e}(r) = \frac{\int d^3r \frac{3}{2} n_e T_e}{Q_{OH} + Q_{NB} - Q_{e,i} - Q_{LR} - \dot{Q}_{n_e}}, \quad (4.25)$$

где $\dot{Q}_{n_e} = \frac{3}{2} T_e \frac{\partial n_e}{\partial t}$. При $r = a$ оно соответствует глобальному времени удержания $\tau_{E_e}(a)$. Искомую теплопроводность и конвективные потери (в отличие от $Q_{e,i}$ и радиационных потерь) находят из выражения

$$\chi_e^{\text{exp}}(r) \equiv \frac{Q_{con}}{4\pi^2 R r n_e (\partial T_e / \partial r)}. \quad (4.26)$$

где Q_{con} — локальные конвективные потери и потери на теплопроводность. Поток тепла определяется простым законом Фурье

$$q_e = -n_e \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial r}. \quad (4.27)$$

В неоклассических выражениях возникает дополнительная зависимость q_e от $\partial n_e / \partial r$, $\epsilon_{||}$ и т.д. Значение Q_{con} находят из эксперимента как разницу между вводимой в плазму мощностью $Q_{OH} + Q_{NB}^e$ и потерями, связанными с излучением и обменом энергий в электрон-ионных соударениях. Следовательно, при таком определении τ_e^{exp} содержит в знаменателе разность больших и почти равных величин, а в числителе — число, близкое к нулю (вблизи оси шнура $\partial T_e / \partial r \sim 0$). Ясно, что при этом не может быть высокой точности.

Тем не менее неоклассические коэффициенты оказываются слишком малыми для объяснения экспериментальных данных, и нужно обратиться за помощью к эмпирическим скейлингам для глобального времени удержания энергии в электронной компоненте. Алкаторный скейлинг

$$\tau_E = 1,5 \cdot 10^{-15} \bar{n}_e a^2 \quad (4.28)$$

был получен на установке Alcator A в режимах с большой плотностью [21], и, как было показано, он хорошо согласуется с рядом экспериментов [45, 63]. Поскольку отсутствуют прямые экспериментальные измерения χ_e , для сравнения различных режимов пользуются моделированием. Транспортная модель для электронов, основанная на алкаторном скейлинге, приводит к хорошо известному выражению

$$\chi_e \approx 5 \cdot 10^{17} / n_e \approx 5 D_{\text{Alcator}}^a \quad (4.29)$$

Этот скейлинг, а также выражение для коэффициента диффузии $D = (1/5)\chi_e$ используются в моделировании ИТТОРа (международного токамака-реактора) [49].

Глобальный скейлинг не дает информации о конкурирующих процессах, и остается неясным, в какой степени охлаждение, связанное с излучением на примесях, а также связанное с этим изменение профилей в плазме определяют эмпирический скейлинг. В этой связи полезно упомянуть о другом скейлинге, который также широко используется. Это так называемый предел Мураками, описывающий максимально достижимую плотность плазмы, см, в омическом режиме токамака [58]:

$$\bar{n}_e^{\text{max}} = 0,02 B_T (G) / R. \quad (4.30)$$

В этом режиме величина B_ϕ / R пропорциональна $j_\phi(0)$ и, таким образом, \bar{n}_e^{max} также пропорциональна вводимой мощности. Это эмпирическое соотношение было проанализировано экспериментально. В работе [56] показано, что предел по плотности прямо связан с развитием МГД-неустойчивостей в начальной стадии разряда. Была обнаружена также обратная зависимость предельной плотности от заряда ($\bar{n}_e^{\text{max}} \sim Z_{\text{ef}}^{-1}$).

Удержание электронов: влияние примесей. Роль примесей в балансе энергии электронов является важной, а иногда доминирующей. Существующие модели для расчета радиационных потерь довольно грубы и допускают лишь качественный анализ, в особенности в случае тяжелой металлической примеси типа вольфрама или молибдена. Широко используются расчеты излучательных потерь в приближении коронального равновесия, которые были сделаны для наиболее распространенных примесей в плазме токамака [51]. В предположении коронального равновесия (когда ионизация электронами сбалансирована излучательной и дизлектронной рекомбинацией) радиационные потери можно представить в виде

$$Q_{\text{rad}} = n_e n_Z g(T_e), \quad (4.31)$$

где $g(T_e)$ зависит от рассматриваемой примеси. Из (4.31) следует, что при фиксированной плотности примеси и температуре электронов радиационные потери растут с ростом электронной плотности. Примеси в плазме образуются при перезарядке или прямой бомбардировке частицами поверхности, стенки или лимитера. И так как $Q_{LR} \sim n_e$, с ростом концентрации примесей увеличивается передача тепловой энергии плазмы стенкам посредством фотонов. Однако поток фотонов на стенку не вызывает дальнейшего образования примесей. Таким образом, перекладывая

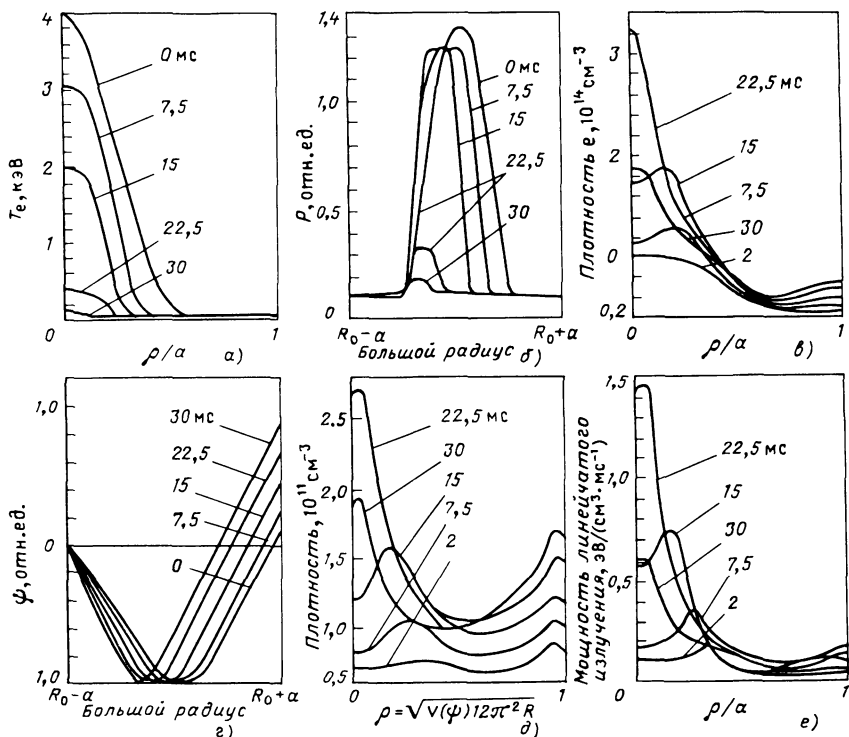


Рис. 4.3. Результаты расчета параметров плазмы при адиабатическом сжатии в TETR. Параметры те же, что и на рис. 4.2, за исключением рис. д, на котором показана эволюция плотности вольфрама и г, на котором показано увеличение линейчатого излучения. Быстрое увеличение плотности (как корень квадратный из фактора сжатия) приводит к резкому падению T_e и потере удержания

тепловую нагрузку с частиц плазмы на фотоны, примеси могут влиять на характер зависимости полного электронного времени удержания от параметров плазмы.

Другое прямое следствие радиационных потерь можно наблюдать при адиабатическом сжатии плазмы (см. рис. 4.2). Расчеты, проведенные с включением вольфрама в качестве примеси, показывают, что эволюция плазменных параметров при этом существенно меняется (рис. 4.3). При сжатии плазмы вместо роста n_e и T_e наблюдается увеличение n_e , n_Z и как следствие резкое возрастание радиационных потерь. Поскольку эти потери начинают преобладать в энергобалансе, температура плазмы падает.

Подобный эффект наблюдался на эксперименте. Присутствие значительной концентрации металлической примеси вольфрама и молибдена в экспериментах на PLT и DITE позволило наблюдать полые профили электронной температуры [11, 46]. Температура электронов на магнитной оси была ниже, чем в остальной части горячей зоны, так как плотность электронов в центре была максимальной.

В настоящее время в экспериментах удается избежать сильного радиационного охлаждения тяжелыми металлическими примесями, используя лимитеры из материала с низким Z (например, углерода). Как показано на PLT, в режимах с инжекцией пучка при наличии лимитера из углерода радиационные потери пикированы на периферии, в то время как для лимитера из стали (возможно, с малой примесью вольфрама) наблюдается заметное пикирование радиационных потерь в центре плазмы [11]. В случае стального лимитера радиационные потери растут с увеличением вкладываемой мощности, что в конечном счете приводит к деградации удержания. В случае углерода радиационные потери происходят так, что скорость потерь не увеличивается, а изменяется природа потерь энергии.

Эффект радиационного охлаждения можно использовать для защиты плазмы от загрязнения с помощью холодной плазменной шубы [32], образованной из примесей на краю шнура. Эти примеси могли бы излучать тепловую энергию плазмы на стенку без какого-либо ущерба. Для осуществления таких режимов требуется существенное уточнение атомных данных (чтобы обеспечить достаточную точность при измерении параметров примесей) и более глубокое понимание механизмов переноса примесей, чтобы надежно контролировать их пространственное расположение в плазме. Этот вопрос обсуждается в § 4.6.

Выражения, полученные в рамках коронального равновесия [51], непригодны для описания радиационных потерь в современных экспериментах в режимах с инжекцией нейтрального пучка. Как показано в [1], нейтральные атомы пучка, инжектированного для нагрева плазмы, перезаряжаются на ионах примеси. Такая перезарядка аналогична процессу рекомбинации ионов в высокотемпературной плазме и приводит к существенному снижению заряда ионов примеси. Если концентрация примесей достаточно велика, то радиационное охлаждение, связанное с уменьшением заряда, может свести на нет эффективность дополнительного нагрева. Этот эффект был отмечен на DITE, где при вводе нейтрального пучка мощностью 1 МВт фактически не было зафиксировано нагрева электронов [6].

Удержание ионов. Динамика ионов, по-видимому, хорошо описывается в рамках неоклассической модели. Тепловой поток ионов

$$q_i = -n_i \chi_i \frac{\partial T_i}{\partial r}; \quad \chi_i = 0,68 \left(\frac{r}{R} \right)^{1/2} \rho_i^2 \nu_{ii} f(\nu_i^*, r/R, Z_{ef}) \quad (4.32)$$

сильно зависит от отношения ν_i^* частоты столкновений ν_{ii} к баунс-частоте ионов, запертых в локальных магнитных ловушках, образованных из-за неоднородности (пропорциональной $1/R$) тороидального магнитного поля. Экспериментальные измерения χ_i оказываются менее успешными, чем χ_e , поскольку профиль T_i менее доступен для измерений, чем электронный T_e , определяемый с помощью томсоновского рассеяния или электронно-циклотронной эмиссии. Даже в этом случае изменение ν_i^* в 400 раз (от значения $\nu_i^* \sim 8$ в экспериментах с плотной плазмой на установке Alcator до $\nu_i^* \sim 0,02$ на PLT в режимах с высокой темпе-

ратурой и нагревом пучком нейтральных частиц) приводит к отличию χ_i в 1–5 раз по сравнению со значением, предсказываемым неоклассической. Хотя это отличие и велико, оно не выходит за рамки неопределенности, связанной с экспериментом, и много меньше, чем область изменений ν_i^* [5, 14, 28, 35, 59].

Значение неоклассического скейлинга для ионов плазмы очень важно для осуществления термоядерного синтеза, так как $\chi_i^{\text{neo}} \sim T_i^{-2}$ и потери уменьшаются с ростом температуры.

Как указывалось ранее, возможность измерения баланса энергии ионов на эксперименте в определенной степени ограничена. Заключение об ионной температуре в центре делается из анализа спектра нейтральных частиц перезарядки, а профиль конструируется с помощью инжекции слаботочного диагностического пучка нейтральных частиц [2]. Профиль $T_i(r)$ часто вычисляют с помощью численного моделирования профиля нейтральных частиц $n_0(r)$. Распределение ионной температуры извлекают затем из измерений потока нейтральных атомов, выходящих из плазмы. Однако, как уже указывалось, достоверность полученных из расчета значений плотности нейтральных атомов невелика, так как из-за отсутствия данных по сечениям нельзя учесть перезарядку водорода с ионами примеси в интервале температур от 10 эВ до 2 кэВ.

Другая методика, позволяющая с большой точностью определить профиль плотности нейтральных атомов водорода, связана с возбуждением излучения при резонансной флюоресценции [65]. На токамаке FT-1 были проведены измерения, которые позволили получить данные о профиле нейтральных частиц. Это в свою очередь увеличило точность измерений профиля ионной температуры.

Наиболее сильное влияние примесей на удержание энергии ионов сказывается через зависимость теплового потока ионов от Z_{ef} . Атомные процессы входят также в виде перезарядочных членов в уравнение энергии для ионов (4.14). Потери энергии, связанные с перезарядкой, наиболее существенны на периферии, где в основном локализованы нейтральные атомы. В результате перезарядки атомы приобретают тепловую энергию ионов плазмы и затем выносят ее равномерно по всей поверхности вакуумной камеры, не приводя к локальному перегреву и возможному испарению приемных пластин лимитера.

Тот факт, что ионный поток тепла является неоклассическим, означает, что и примесные ионы следует рассматривать в рамках неоклассической модели.

4.6. ПЕРЕНОС ПРИМЕСЕЙ

Очевидно, что идеальное удержание плазм в магнитном поле является абстракцией. Неизбежны контакт плазменного шнура с внешней стенкой и связанное с этим поступление примесей в плазму. Физика атомных процессов, связанных с ионизацией, возбуждением и рекомбинацией примесных ионов, через которые примесь влияет на эволюцию магнитной конфигурации и баланс частиц и энергии в плазме, все еще остается недостаточно развитой. В особенности это относится к тяжелой ме-

таллической примеси с $Z \geq 26$. Классические диффузионные расчеты предсказывают нежелательный эффект накопления примесей в центре шнура. Было показано, что в трехкомпонентной плазме, состоящей из

электронов, протонов и Z -кратно ионизованных примесных ионов, последние в равновесии должны быть локализованы вблизи магнитной оси [12, 73]:

$$n_Z(0)/n_Z(a) = \{n_p(0)/n_p(a)\}^Z. \quad (4.33)$$

Этот результат связан с тем, что в классической теории электронный поток мал по сравнению с ионным. Из условия амбиполярности потоков ($\Gamma_e = \Gamma_p + Z\Gamma_Z$) следует, что, когда электронным потоком Γ_e можно пренебречь, ионные потоки должны быть направлены противоположно ($\Gamma_p = -Z\Gamma_Z$). Неоклассическая теория многокомпонентной плазмы с учетом примесей была развита в работах многих авторов [39, 41, 66]. Она сводится к сложной системе уравнений для каждого зарядового состояния примесного иона. Эти уравнения сильно взаимосвязаны и нелинейны. Этим объясняется тот факт, что на сегодняшний день все еще отсутствуют достаточно полные расчеты динамики примесей по самосогласованной неоклассической модели [3].

Можно было ожидать, что накопление примесей в центре шнура на эксперименте будет свидетельствовать о неоклассическом характере переносов. Тем самым справедливость неоклассической модели могла бы быть подтверждена без проведения сложных численных расчетов. В действительности на этот факт часто ссылаются в экспериментальных работах. Однако справедливость этого предсказания неоклассической теории сильно зависит от электронного потока, поскольку электронный поток в соответствии с условием амбиполярности определяет величину самосогласованного электростатического поля в плазме, контролирующего поперечную диффузию частиц. Как было показано в [71], существование отличного от нуля электронного потока связано с аномальным переносом электронов

$$\Gamma_e^a = -D_b \frac{\partial n_e}{\partial r}, \quad (4.34)$$

который уменьшает и может свести на нет эффект накопления примесей в центре плазменного шнура. В этом случае для равновесного распределения примесных ионов

$$n_Z(0)/n_Z(a) = [n_p(0)/n_p(a)]^{Z-g}, \quad (4.35)$$

где

$$g \approx 0,7 \frac{Ze^2 B_p^2}{(r/R)^{1/2} m_i T_i \nu_i} \left(1 - \frac{m_p}{m_z} \frac{\nu_i}{\nu_z} Z \right) D_b.$$

Как указывалось в § 4.3, на экспериментах наблюдаются электронные

потоки, значительно превосходящие неоклассические, поэтому локализация примесей в центре шнура может уже не иметь места. Эта аномальность в поведении примесей является следствием того факта, что электронный поток не является неоклассическим. Излучение динамики примесей помимо сложностей самой теории затрудняется также отсутствием достаточных данных об источниках и механизмах поступления примесей в плазму. Естественное поступление примесей сильно зависит от параметров самой плазмы, которые в настоящее время измеряются на экспериментах, не достаточно полно. Избежать эти трудности можно с помощью контролируемого напуска примесей, осуществленного в некоторых экспериментах. На установке T-10 было инжесктировано небольшое количество аргона для исследования диффузии примесей к центру шнура. Было показано, что концентрация аргона скорее насыщалась в центре шнура, чем возрастала [8]. Пилообразные колебания, существующие в некоторых режимах в центральной части шнура, могут играть роль специфического механизма, обеспечивающего аномальное значение электронного потока, подавляющего накопление примесей. Примеси инжесктировались в плазму методом лазерного вдувания, описанного в [21]. Кварцевая пластинка покрывалась слоем примеси и подвергалась воздействию импульсного лазерного излучения. Примеси поступали с поверхности пластин в плазму в течение определенного промежутка времени. Последующая эволюция плотности примесей прослеживалась спектроскопическими методами. С помощью этой методики было показано влияние излучения металлической примеси на параметры плазмы. На установке ISX-A вводится вольфрам с помощью метода лазерного вдувания [60]. При этом профиль электронной плотности менялся от пикированного до полого и резко возрастало излучение на примесях.

В настоящее время разрабатываются экспериментальные методы для получения количественных данных о плотности примесей в плазме. Используемые диагностические методики описаны в [28], а результаты спектроскопических измерений представлены в работе [72].

На установке ISX, возбуждая лазерным излучением резонансную флюоресценцию примесных ионов на краю плазменного шнура, удалось получить абсолютные значения концентрации примесей [50]. На токамаке PLT в диагностических целях использовался пучок таллия [16]. В этих экспериментах нейтральные атомы инжесктируются на периферию шнура, где ионизируются. По мере выхода из плазмы вторичных ионов анализируется их распределение по скоростям. По этим данным находят электростатический потенциал плазмы, который определяет коэффициент диффузии примесей.

Продолжается также непосредственное исследование переноса примесей в экспериментах. В недавних экспериментах на токамаке Alcator A был использован метод лазерного вдувания мишени с применением кремния в качестве примеси [53]. Обнаружено, что кремний не накапливается в течение разряда на оси шнура и что конечное время удержания примеси пропорционально массе основных ионов плазмы. Хотя это обстоятельство важно само по себе, интересно отметить, что аналогичная зависимость от массы была обнаружена в экспериментах на PDX и для

времени удержания энергии [37]. Полагая, что времена удержания частиц и энергии взаимосвязаны, эту зависимость от массы можно рассматривать как результат влияния электронного потока на перенос примесей в плазме.

4.7. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Величина	Обозначение
Тороидальный (азимутальный) угол	φ
Полоидальный и тороидальный магнитный потоки	ψ, χ
Координата вдоль малого радиуса	$r, RB_\varphi = f$
Малый радиус магнитной поверхности	ρ
Малый радиус плазмы	a
Большой радиус тора	R
Магнитная индукция	B
Полоидальная и тороидальная компоненты магнитного поля	B_p, B_φ
Ток плазмы	I_φ
Характерное время термоизоляции на магнитной поверхности	τ
Время удержания частиц, энергии	τ_p, E
Время	t
Сопротивление плазмы	η
Вектор электрического поля, параллельный магнитному, B	ϵ
Диффузионная скорость плазмы	v_D
Заряд иона	Z
Заряд k -го сорта иона	Z_k
Полное число ионов всех сортов	K
Плотность электронов, ионов плазмы, ионов примеси	n_e, i, z
Плотность нейтральных атомов	n_0
Функция распределения электронов, ионов и атомов в водорода в пространстве скоростей	$f_e, i, 0$
Коэффициент запаса	q
Вращательное преобразование	i
Плотности потока тепла, переносимого электронами, ионами водорода	q_e, i
Плотность потока электронов, ионов водорода и ионов примеси	$\Gamma_{e,p,z}$
Давление электронов, ионов	$P_{e,i}$
Температуропроводность электронов, ионов	$\chi_{e,i}$
Коэффициент диффузии частиц	D
Скорость ионизации водорода электронным ударом	$\langle \sigma v \rangle_i$
Сечение перезарядки H на H^+	σ_{cx}
Масса электрона, иона, примесного иона	$m_{e,i,z}$
Температурная зависимость скорости излучательных потерь в корональном равновесии	$g(T_e)$
Частота столкновений ионов водорода между собой и с ионами примеси	$\nu_{i,z}$
Отклонение ион-ионной (электрон-ионной) частоты столкновений к ионной (электронной) баунс-частоте	$\nu_{i,e}^*$

Зависимость коэффициента ионной температуропроводности от параметров ν^* , r/R , Z_{ef}	$f(\nu^*, \frac{r}{R}, Z_{ef})$
Отношение давления плазмы к давлению полного пологоидального и тороидального магнитных полей	β, β_p, β_T
Плотность источников энергии, связанных с нейтральным пучком и электромагнитным (высокочастотным) излучением	Q_{NB}, RF

Глава 5. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Пикок

5.1. ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия высокотемпературной плазмы всегда играла важную роль в исследованиях по программе управляемого термоядерного синтеза. Первые значительные результаты были получены на установке ЗЕТА [155], θ -пинчах [27] и плазменном фокусе [115]. Излучение из этих термоядерных установок в основном определялось небольшим количеством высокоионизованных ионов примесей, которые неизбежно присутствовали там среди ионов водорода или специально добавлялись в диагностических целях. В ранних экспериментах интерес к радиационным спектрам в основном определяли необходимостью измерения температуры плазмы. Влияние загрязнения на поведение плазмы в то время понято не было. Проблема загрязнения продолжает существовать в системах с магнитным удержанием и сегодня. Так, в некоторых режимах примеси в токамаках существенно изменяют радиационные потери, электрическое сопротивление плазмы, перенос ионов примесей и тем самым сильно влияют на общий баланс энергии и устойчивость плазмы, т.е. техника спектроскопии дает уникальный метод определения состава ионов примесей, позволяющий измерять их концентрации. Для этой важной цели нет более подходящего инструмента, чем спектроскопия.

Большая часть изложенного здесь материала посвящена исследованию ионов примесей в токамаках. За последние годы исследования на этих установках было уделено много внимания. Для этих экспериментальных установок время существования плазмы значительно превышает время удержания ионов.

Настоящая глава ограничена изложением диагностических методов, основанных на изучении спектров высокоионизованных атомов. Техника лазерной спектроскопии, использующая перестраиваемые лазеры для изучения резонансной флюоресценции, здесь не представлена.

При работе с материалом настоящей главы рекомендуем использовать следующие источники: [15, 18, 32, 62, 94] и более поздние работы по спектроскопическим исследованиям плазмы токамаков [38, 68, 69, 112, 132].

5.2. ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ

Для спектроскописта представляет особый интерес вопрос рекомбинационно-ионизационного равновесия и равновесия зарядового состояния примесей в термоядерных установках. Очевидно, что его решение зависит от характера различных атомных процессов (см. гл. 3). Обычно разряд в установках токамак достаточно хорошо повторяется. Это позволяет оценить скорости атомных столкновений экспериментально, изменяя от разряда к разряду параметры плазмы. Интенсивность меняющихся во времени спектральных линий высокоионизованных ионов в процессе развития пилообразных колебаний [20] должна интерпретироваться в терминах скорости ионизации и рекомбинации.

Для исследователя данная проблема представляет не только академический интерес. Примеси дают вклад в эффективный заряд плазмы и могут определять величину локального эффективного заряда иона

$$Z_{ef} = \sum_{Z,z} \frac{N(Z^{z+})z^2}{n_e} \quad (5.1)$$

и радиационные потери от зарядовых состояний, которые не находятся в корональном равновесии и могут превышать вычисленные на основе стационарной корональной модели. Для большинства плазменных установок введение конечного времени удержания эквивалентно понижению $n_e \tau$, см⁻³·с, ниже коронального асимптотического значения. Это было доказано теоретически; на рис. 5.1 приведен результат вычислений для железа. Эффективный заряд иона железа можно вычислить, зная средний заряд, с помощью следующей аппроксимации:

$$Z_{ef} \simeq (1 + f_{Fe} \langle z \rangle_{Fe}^2) / (1 + f_{Fe} \langle z \rangle_{Fe}), \quad (5.2)$$

где f_{Fe} — доля примеси Fe в водородной плазме.

Радиационные потери (рис. 5.1) не вызывают удивления, за исключением области высоких температур, где стационарные корональные условия предсказывают минимум в излучении голыми ядрами Fe²⁶⁺. Некорональные равновесные радиационные потери исследовались многими авторами [84, 151]. Радиационные потери от нестационарной неравновесной части ионов примесей обсуждались в работах [73, 142]. Более серьезная задача касается диффузии ионов примесей. Стационарные заселенности ионов с разными зарядами зависят не только от физики атомных процессов, но также и от движения ионов внутри плазмы.

Зарядовые состояния в диффузионном равновесии. Для тороидальных плазменных установок типично монотонное уменьшение электронной температуры и плотности от центра шнура к его границе, часто оно хорошо аппроксимируется параболой. Зарядовое состояние иона примеси обычно определяется его радиальным положением [69], которое оказывается ближе к высокотемпературной области шнура (рис. 5.2), чем предсказывает корональное равновесие.

Исследование стационарных профилей ионов примесей [66, 146–148] или временной зависимости профилей зарядовых состояний при инжек-

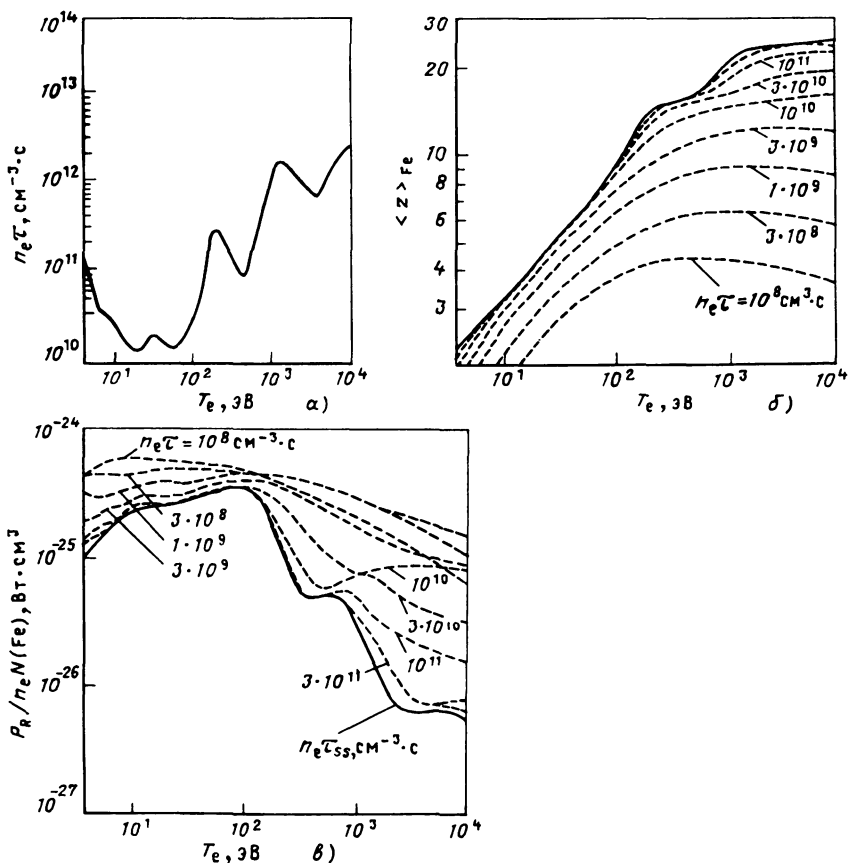


Рис. 5.1. Зависимость $n_e \tau$ от электронной температуры, используемая для достижения квазистационарных заселенностей ионов железа (а); температурная зависимость среднего ионного заряда железа для различных $n_e \tau \langle Z \rangle_{\text{Fe}} = \sum_{Z=1}^{26} f_Z Z$ (б) и относительное содержание железа с зарядовым состоянием Z (в) и излучаемой мощности $P_R / [N(\text{Fe}_{\text{ion}}) n_e]$ железной плазмы от температуры для различных $n_e \tau$ (в) [28]

ции пробного иона [30, 97] позволяет измерить знак и значение переноса примесей.

При малой скорости диффузии по радиусу можно ожидать, что пространственные профили ионов будут соответствовать корональному равновесию, а в случае быстрого переноса ионов через плазму — некорональной ионизации. Для правильной трактовки результатов важно, что нет необходимости использовать нестационарные плазменные условия для некоронального ионизационного баланса. Эти условия могут быть получены в локальной области плазмы при определении баланса между быстрым входящим и выходящим потоками примесей.

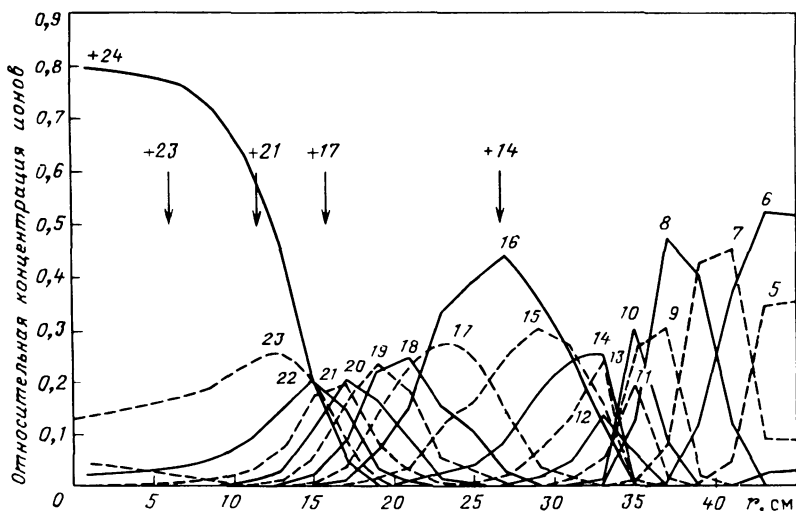


Рис. 5.2. Расчет концентрации ионов железа в предположении коронального равновесия для установки PLT [75]

Временную зависимость концентраций зарядового состояния иона z и атомного номера Z можно записать в общей форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} (Z^{z+}) + \mathbf{V} \cdot \nabla N(Z^{z+}) + \nabla \cdot [D(Z^{z+}) \nabla N(Z^{z+})] = \\ = n_e \{ \alpha(Z^{(z-1)+}) N(Z^{(z-1)+}) + \beta(Z^{(z+1)+}) N(Z^{(z+1)+}) - \\ - [\alpha(Z^{z+}) + \beta(Z^{z+})] N(Z^{z+}) \}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Левая часть выражения (5.3) содержит член, описывающий перенос примеси Z^{z+} вследствие течения плазмы, вращения и т.д. со средней скоростью \mathbf{V} и диффузионный член $D(Z^{z+})$. Правая часть (5.3) описывает физику атомных процессов. Здесь $n_e \alpha(Z^{z+}) = n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ion } z}$ — скорость ионизации; скорость рекомбинации

$$n_e \beta(Z^{z+}) = n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{rad } z} + n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{diel } z} + N(\text{H}^0) \langle \sigma v \rangle_{\text{cx}},$$

где n_e — плотность электронов; $n(\text{H}^0)$ — плотность нейтральных частиц; σ — соответствующие сечения ионизации, радиационной и диэлектронной рекомбинации и перезарядки.

В тороидальных системах диффузия ионов примеси представляет собой многопараметрический процесс, зависящий от таких меняющихся во времени параметров, как профиль температуры и плотности частиц плазмы [129]. Физика процесса диффузии обсуждалась в [33, 66, 74, 131, 146–148]. При обсуждении диффузии ионов примеси часто вы-

деляют классические столкновительные члены и аномальные члены:

$$\frac{\partial N(Z^{z+})}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left[D_A \frac{\partial N(Z^{z+})}{\partial r} - \Gamma(Z^{z+}) + \right. \\ \left. + (\text{ионизационный и рекомбинационный члены}) \right], \quad (5.4)$$

где D_A – коэффициент аномальной диффузии, а $\Gamma(Z^{z+})$ – выражение классической диффузии в тороидальной геометрии [32]. Этот неоклассический поток частиц можно записать в виде

$$\Gamma(Z^{z+}) = K [zN(Z) \nabla N_i - N_i \nabla N(Z)], \quad (5.5)$$

где K – коэффициент, учитывающий тороидальную геометрию. Стационарное решение уравнения (5.5) в отсутствие температурных градиентов содержит концентрацию высших зарядовых состояний в высокотемпературной области шнура с частичным исключением ионов водородного топлива N_i :

$$\frac{N(Z^{z+}, r=0)}{N(Z^{z+}, r=a)} = \left(\frac{N_i, r=0}{N_i, r=a} \right)^z. \quad (5.6)$$

Эта неоклассическая модель приводит к катастрофическим радиационным потерям из центра шнура для термоядерной плазмы – отсюда появился интерес к измерению радиального распределения ионов примеси.

При некоторых условиях в токамаке наблюдается неоклассический перенос [27], однако более часто – аномальный. Аномальный перенос частиц из-за столкновения их с волнами и движением плазмы как целого, по-видимому, в большинстве случаев превышает диффузионные процессы и размывает градиенты концентрации примесей [146]. Этот размывающий эффект аномальной диффузии, влияющий на стационарную концентрацию ионов кислорода, продемонстрирован модельными расчетами [3] (см. рис. 5.3). На установке PLT [170] значение аномального диффузионного члена, необходимое для объяснения наблюдаемых профилей $T_e(r)$ и $n_e(r)$, в центре шнура равнялось $D_A(r=0) = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, имело несколько меньшее значение на поверхности $q=1$ (q – запас устойчивости [129]) и увеличивалось до $D_A(r) = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ на стенке. В Alcator [143] уравнение (5.4) дает потоки частиц порядка $\Gamma \sim 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для легких примесей и $\Gamma \sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ для металлических. Более детальное уравнение (5.4) содержит члены, описывающие потоки примесей внутрь и наружу и общий диффузионный поток в форме

$$\Gamma(Z^{z+}) = -D(Z^{z+}) \left(\frac{\partial N(Z^{z+})}{\partial r} + \frac{2N(Z^{z+})r}{a^2} \right), \quad (5.7)$$

где a – малый радиус плазмы. Это выражение дает хорошее согласие с наблюдаемым переносом частиц в токамаках [4, 33, 146].

Выразим эффективное время удержания иона через поток примеси:

$$\Gamma \approx N(Z^{z+}) V(Z^{z+}), \quad (5.8)$$

где $V(Z^{z+})$ – эффективная диффузионная скорость иона. Тогда τ_c – эффективное время удержания,

$$\tau_c = \Delta r / V(Z^{z+}), \quad (5.9)$$

где Δr – характерная толщина оболочки зарядового состояния с потенциалом ионизации ψ_z ; $\Delta r \approx [(1/\psi_z) dT_e/d\Gamma]^{-1}$. Для осуществления коронального равновесия необходимо, чтобы эффективное время удержания в локальной температурной области превышало время ионизации, т.е.

$$n_e \tau_c \geq n_e \tau_{\text{ион}}, \quad (5.10)$$

т.е.

$$n_e \left(\frac{1}{\psi_z} \frac{dT_e}{dr} \right)^{-1} \frac{1}{V} (Z^{z+}) \geq \frac{1}{\alpha_z}.$$

Таким образом, для коронального ионизационного баланса

$$V(Z^{z+}) \leq n_e \psi_z \alpha_z \left(\frac{dT}{d\Gamma} \right)^{-1}. \quad (5.11)$$

Подставляя значение $\alpha_z = (n_e \tau)_{\text{ион}}^{-1} 10^{-10} - 10^{-12}$ для Fe из рис. 5.2 и ψ между 1 и 2 кэВ, типичную для неоноподобного иона Fe, $dT/dr \sim \sim 40$ эВ·см⁻¹ и $n_e \approx 1 \cdot 10^{13}$ см⁻³, получаем, что $V(Z^{z+})$ лежит в пределах $10^3 - 10^5$ см·с⁻¹ (нижнее значение 10^3 см·с⁻¹ соответствует большим значениям температуры на рис. 5.1). Следуя [63], можно вывести корональный критерий аналитически, используя следующее выражение для скорости ионизации:

$$\alpha = \frac{10\xi}{a'c} \left(\frac{\hbar}{m} \right)^2 \left(\frac{E_H}{kT_e} \right)^{1/2} \frac{E_H}{\psi_z} \left(\int_x^\alpha \exp(-x) \frac{dx}{x} \right). \quad (5.12)$$

Здесь ξ – число валентных электронов вне замкнутой оболочки; a' – постоянная тонкой структуры; $x = E/(kT_e)$. Таким образом, из уравнения (5.12)

$$\frac{1}{\alpha} = 1,6 \cdot 10^{13} \left(\frac{kT_e}{E_H} \right)^{1/2} \frac{\psi_z}{E_H} [\quad]^{-1}.$$

В квадратных скобках – интегральная экспонента, которая примерно равна 1,7. Критерий коронального равновесия будет иметь вид

$$V(Z^{z+}) \leq \xi \cdot 10^{-13} n_e E_H \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^{-1}. \quad (5.13)$$

Здесь энергия E – в кэВ; n_e – в м⁻³; V – в м·с⁻¹. Максимальный поток примеси, требуемый для сохранения коронального баланса, из (5.8)

$$\Gamma \leq \xi \cdot 10^{-13} n_e^2 f_z \frac{E_H}{kT_e} E_H \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^{-1} \quad (5.14)$$

Подставляя типичные значения концентрации металла $f_z \sim 10^{-3}$, получаем при температуре 1 кэВ ограничивающий поток $\Gamma \leq \xi \cdot 1,6 \cdot 10^{15}$ ионов, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, чтобы гарантировать корональное равновесие. Экспериментальные значения, полученные для Γ , f_z и $V(z)$ [19, 66, 70], лежат в пределах, предсказанных аналитическими уравнениями (5.11), (5.13), (5.14). В современных токамаках в отличие от термоядерного реактора корональное равновесие не может быть гарантировано. Это особенно относится к холодной периферийной плазме, где температурный градиент наибольший, ψ_- относительно мал, а ионизационные оболочки относительно узкие.

В большинстве экспериментов на токамаках достигаются почти квазистационарные значения концентраций ионов примесей в горячей центральной области шнура при поперечной диффузии ионов со стенки или лимитера. В центральной области плазмы установки PLT [69] очевидное отличие стационарного радиального распределения ионов примеси от их распределения при корональном равновесии может быть связано с малой скоростью диффузии $V(\text{Fe}^{2+}) \leq 0,1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, а в установке TFR [148, 22] профили ионизованных ионов могут быть объяснены неопределенностью в коэффициентах скоростей атомных реакций. В экспериментах на токамаках стационарные распределения ионов в общем менее чувствительны к диффузионным процессам, чем к атомам; возможность повышенной рекомбинации из-за перезарядки на нейтральных частицах малой концентрации нельзя не учитывать.

Большая чувствительность скорости ионизации к температуре плазмы в рассматриваемой области приводит к тому, что в случае крутого температурного профиля диффузия слабо влияет на среднее радиальное распределение ионов (рис. 5.3). Например, на основе данных рис. 5.2 можно показать, что, вводя аномальный диффузионный коэффициент $D_A \sim 4000 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ или изменяя скорости атомных реакций только в 2 раза, можно получить согласие теоретических профилей концентрации ионов с экспериментальными данными [75]. Неопределенность в скорости атомных реакций в 2 раза представляется обычным явлением.

Повышенная чувствительность профилей ионов к скоростям атомных реакций может быть понята в терминах отношения диффузионных и ионизационных времен. При плотности электронов 10^{13} см^{-3} время ионизации типичного примесного иона 1–10 мс. Если взять характерный радиальный масштаб концентрации иона около 10 см, то из (5.9) следует, что для нарушения ионизационного баланса радиальная диффузионная скорость должна быть $V(Z^+) \geq 10^3 \div 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Для токамаков эта величина $V(Z^+)$ достаточно велика [145, 149]; в центральной высокотемпературной области шнура ее значение $V(Z^{2+}) \leq 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Исследование отклонения наблюдаемых стационарных профилей ионов от предсказанных моделями ионного переноса представляет довольно трудоемкую задачу, требующую знания детальных профилей $T_e(r)$, $n_e(r)$, $N(Z^{2+})(r)$, $N(\text{H}^0)(r)$. При этом окончательная интерпретация будет сомнительной. Более разумный подход заключается в наблюдении пространственно-временных изменений вспышки излучения инжектированных ионов [27, 98].

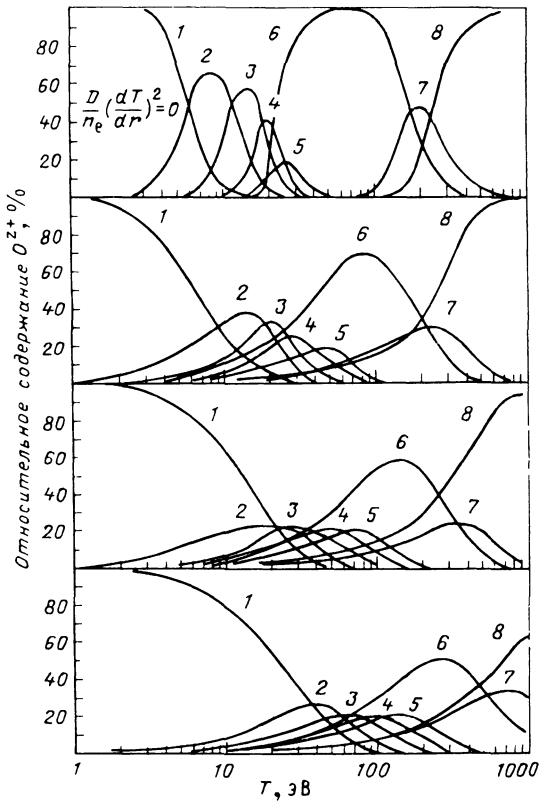


Рис. 5.3. Диффузионные равновесные концентрации зарядовых состояний ионов кислорода для водородной плазмы с постоянным радиальным распределением концентрации атомов водорода и кислорода или с постоянной электронной температурой T_e . Концентрация кислорода была выбрана достаточной, чтобы радиационными и ионизационными потерями сбалансировать мощность, подводимую в эти области плазмы. Диффузионный параметр $\frac{D}{n_e \left(\frac{dT}{dr}\right)^2}$ последовательно сверху вниз принимает следующие значения: $0,5 \cdot 10^{-8}$, $5 \cdot 10^{-7}$, $5 \cdot 10^{-6}$ $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ (эВ)² при $T_e(r_1) = 1$ кэВ. При $T_e(r) = 1$ эВ температурный градиент принимался равным нулю. Для каждого значения диффузионного параметра коэффициент диффузии предполагался постоянным и не зависящим от зарядового состояния [3]

В большинстве экспериментов на токамаках аккумуляция примесей в квазистационарной стадии разряда не наблюдается. Радиально-однородная концентрация примеси $N(Z)(r) = \text{const}$ наблюдается на многих плазменных устоянках [69, 146, 147], хотя скейлинг $N(Z)(r) a n_e(r)$ не является необычным [29]. Исследование поведения сгустков, инжектируемых ионов примесей в плазму токамака, например, Alcator [30, 97, 98], показывает, что примеси ионизируются при диффузии к центру. Некоторые из этих высокоионизованных ионов выходят обратно в периферийную плазму.

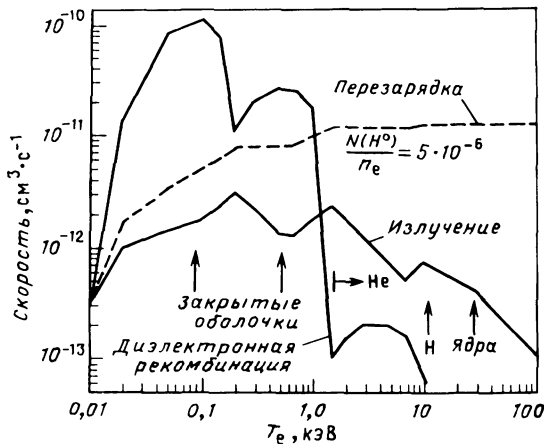
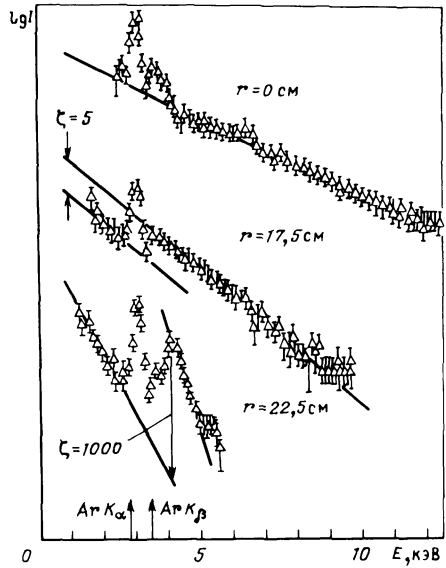


Рис. 5.4. Рекомбинационные скорости наиболее распространенных ионов железа в предположении коронального равновесия. Для H- и He-подобных ионов диэлектронные скорости относительно низки. Рекомбинационная передача заряда от нейтрального водорода, концентрация которого по отношению к концентрации электронов была взята $N(H^0)/n_e = 5 \cdot 10^{-6}$, относительно высока

Особый интерес представляют ионы с одним или двумя электронами в качестве индикаторов диффузии. Полная скорость рекомбинации свободных электронов на ионах примесей, которые полностью ободраны или имеют один или два электрона, относительно мала по отношению к скоростям других ионов. Ядра примеси представляют особый случай, так как процессы диэлектронной рекомбинации для них невозможны. Даже для ионов с одним и двумя электронами диэлектронная скорость мала вследствие большой энергии возбуждения электронов K-оболочки. Но ионы примесей, имеющие конфигурацию оболочки L и M, имеют большую скорость диэлектронной рекомбинации, которая для промежуточных значений L может превышать скорость столкновительно-излучательной рекомбинации (рис. 5.4). Скорости ионизации [140], нормированные на температуру, при которой данный ион имеет максимальную концентрацию, меньше для более ободранных ионов. Непосредственный вывод, вытекающий из сравнения этих скоростей, заключается в том, что ядра и ионы с одним и двумя электронами диффундируют через плазму без изменения заряда. Поэтому водородо- и гелиеподобные ионы занимают более широкую область плазменного шнура, чем ионы с большим количеством электронов.

Диффузия ионов с одним и двумя электронами в область периферийной холодной плазмы имеет некоторые спектральные особенности, с помощью которых можно определить диффузионные скорости. Во-первых, интенсивность рекомбинационного континуума оказывается завышенной на больших радиусах плазмы. Радиационный захват свободных электронов водородоподобными ионами аргона, инжестрированными в установку PLT [17], приводит к появлению скачка на рекомбинационном рентгеновском континууме (рис. 5.5). Скачок проявляется при

Рис. 5.5. Континуум с линиями $K\alpha$ ($n = 1 \div 2$) и $K\beta$ ($n = 1 \div 3$) аргона и "скачками" границ серий, полученный на установке PLT в плазме с добавкой аргона. Электронная температура T_e ($r = 0$) $\sim 1,5$ кэВ; T_e ($r = 22,5$ см) $\sim 0,5$ кэВ, $n_e \sim 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; ξ — коэффициент превышения интенсивности континуума вследствие рекомбинации ($Ar^{17+} + e \rightarrow Ar^{16+}$) над тормозной интенсивностью. В корональном равновесии ξ много меньше значения, показанного на радиусе $r \gtrsim 20$ см [17]



энергии, равной потенциалу ионизации Ar XVII (4,12 кэВ), и наиболее сильно выражен на больших радиусах в области шнура, где температура $T_e \approx 0,5$ кэВ. Это указывает на отклонение ионизационного баланса для Ar^{17+} в этой области плазмы, которое объясняется в [17] диффузией наружу. На основании (5.4) и (5.8) диффузию можно записать в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 V(Ar^{17+})] \frac{\partial N(Ar^{17+})}{\partial r} = -n_e N(Ar^{17+}) \beta(Ar^{17+}), \quad (5.15)$$

где при $T_e \approx 0,5$ кэВ и $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, за исключением членов с излучательной рекомбинацией, все другие коэффициенты для Ar^{17+} пренебрежимо малы. Вычисленные для установки PLT на основании (5.15) диффузионные скорости по порядку величины равны $V(Ar^{17+}) \sim 10^3$ см $^{-1}$ [17].

Другое проявление диффузии наружу одноэлектронных ионов связано с появлением размещенных и интеркомбинационных линий гелиеподобных ионов во внешних областях плазмы токамака [117]. В установке DITE интенсивность $1s^2 - 1s2p$, 3P_1 , 1P_1 резонансных линий в более холодных областях плазмы соответствует более высокой заселенности этих уровней по сравнению с предсказанной на основании модели коронального баланса при наличии рекомбинационных процессов $O^{7+} + e \rightarrow O^{6+}$. Используя теоретическую температурную и плотностную зависимость заселенности синглетных и триплетных уровней O^{6+} , можно объяснить [114] отличие интенсивности $1s^2 - 1s2p$, 3P_1 , 1P_1 резонансных линий от стационарных значений диффузией наружу иона O^{7+} со скоростью около 10^2 см $^{-1}$ [117].

Обе спектральные характеристики — положение рекомбинационно-го скачка и отношение интенсивностей линий, соответствующих переходу синглет—синглет и триплет—триплет, очень привлекательны с точки зрения диагностики диффузионных скоростей ионов, имеющих один электрон. Следует особо отметить, что в случае проведения измерения радиального положения какой-либо одной спектральной характеристики не требуется абсолютной калибровки прибора (например, в случае измерения отношения интенсивности линий, соответствующих триплетным и синглетным переходам, мы имеем две близко расположенные линии. Обычно для измерения скорости диффузии иона требуется знание радиальных распределений абсолютных концентраций нескольких соседних ионов. Существует, однако, ограничение, заключающееся в том, что в некоторых случаях необходимо в рассмотрение включать рекомбинационный перенос заряда тепловыми нейтральными частицами, например атомами H^0 на периферии плазмы.

Перезарядка. Механизм потери горячих частиц из плазмы вследствие резонансной перезарядки



горячих ионов H^+ и низкотемпературных нейтральных частиц периферии плазмы экспериментально изучали на протяжении многих лет на зеркальных ловушках. Вопрос о роли процессов переноса заряда возник вновь при использовании пучков нейтральных частиц (более 1 МэВ) H^0 , H_2^0 , D_2^0 и т.д. для нагрева плазмы в токамаках. Вопрос важен, во-первых, потому, что абсолютное значение на сечения перезарядки очень высоко 10^{-14} см^{-2} и, во-вторых, сечение перезарядки на примесях



приблизительно пропорционально заряду иона z . Как следует из рис. 5.4, для ионов железа скорость переноса заряда даже при относительно низких концентрациях нейтральных частиц и примесей может быть сравнима или превышать рекомбинационные скорости. Влияние перезарядки между атомами водорода и примесями на ионизационный баланс и радиационные потери рассмотрено в [76, 120]. Однако в этих работах не были изучены механизм проникновения пучка в плазму и потери энергии вследствие реакций, описываемых (5.16).

Для вычисления сечения перезарядки важна только относительная скорость взаимодействия частиц V_r . В экспериментах по инжекции пучка в термоядерную плазму, когда скорости пучка много больше тепловых скоростей ионов примеси $V_n(H^0) \gg V_{th}(Z^{z+})$, уже нельзя сделать различия между V_r и V_n .

При рассмотрении динамики переноса заряда в случае взаимодействия трех тел в расчет необходимо включать уже совершенно другие физические процессы, например такие, как варьирование энергии падающей частицы. Это и неудивительно, так как ни одна модель не может охватить столь широкий диапазон интересующих нас энергий (от 1 эВ до 100 кэВ). Для решения этой задачи были применены различные теоретические модели. Их справедливость зависит от атомной структуры частицы и

отношения V_n/v_0 , где v_0 — орбитальная скорость электрона в основном состоянии атома водорода ($v_0 = e^2/\hbar = 2,188 \cdot 10^8$ см·с⁻¹), которая эквивалентна относительной энергии взаимодействия соударяющихся частиц 23,3 кэВ/а.е. Эти модели включают метод искаженных волн [121–123], модель поглощающей сферы, применимой при $2 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ [110], туннельную модель [64] и классический метод [111], применимый при $V_n \gg v_0$. Применимость этих моделей к отдельным энергетическим диапазонам рассмотрена в [82, 83].

В первом приближении сечение перезарядки может быть рассчитано методом, основанным на классическом подходе Бора–Линдхарда [16, 89]. Классический подход применим в том случае, когда де-бройлевская длина волны частицы много меньше столкновительного диаметра частиц, при котором происходит обмен зарядом. Модель Бора–Линдхарда позволяет вычислить сечение захвата в случае низких скоростей взаимодействия V для ионов с высоким z , когда орбитальная скорость электрона v равна v_0 . В этом случае

$$\sigma_1 = \pi R_r^2 = \pi a_0^2 z \frac{a}{a_0} \left(\frac{V}{v_0} \right)^{-2} \approx 10^{-16} z \text{ см}^2. \quad (5.18)$$

В уравнении (5.18) $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$ — боровский радиус. Радиус R_r , с которого происходит перенос электрона, определяется соотношением

$$ze^2/R_r^2 = mv^2/a. \quad (5.19)$$

Для медленных частиц и больших z поперечное сечение не зависит от относительной скорости взаимодействия частиц V_r и прямо пропорционально зарядовому состоянию иона.

При высоких скоростях, $V_r > v_0$, вероятность захвата — $(v/a)(R_c/V_r)$, где R_c — радиус захвата, определяемый соотношением

$$ze^2/R_c = \frac{1}{2} m V_r^2. \quad (5.20)$$

Поперечное сечение для быстрых частиц будет иметь следующее выражение:

$$\sigma_2 = \pi R_c^2 \frac{v}{a} \frac{R_c}{V_r} = 8\pi a_0^2 z^3 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-1} \frac{v}{v_0} \left(\frac{V_r}{v_0} \right)^{-7}. \quad (5.21)$$

Из (5.21) видно, что сечение захвата быстро падает при увеличении скорости пучка $\sim z^3 V_r^{-7}$. В этой модели не учитываются квантовые эффекты, т.е. неявно предполагается, что существует квазиконтинуум электронных состояний, к которому может быть присоединен электрон. Это в основном справедливо при $z \gtrsim 4$.

Фактически теоретические и экспериментальные значения σ_e/z^k , представленные в виде зависимости от E/z^l , обнаруживают хорошее согласие при $k \approx 1,0$ и $l \approx 0,5$.

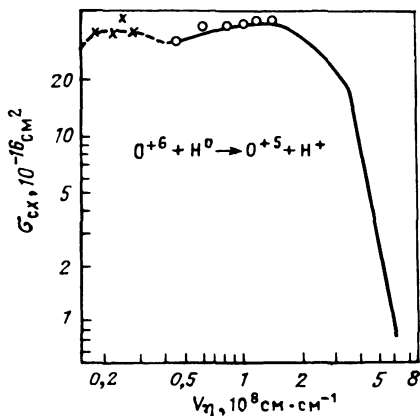


Рис. 5.6. Зависимость сечения перезарядки для реакции $O^{+6} + H^0 \rightarrow O^{+5} + H^+$ от относительной скорости частиц [36, 37]

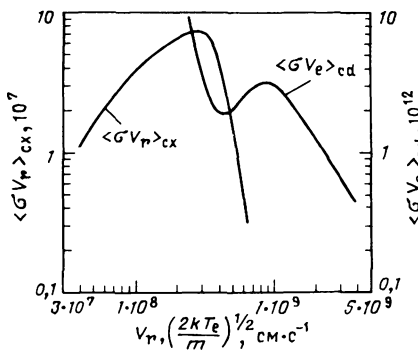


Рис. 5.7. Зависимость скоростных коэффициентов рекомбинации для реакции $O^{+6} \rightarrow O^{+5}$; $\langle \sigma v_r \rangle_{cx}$ — коэффициент перезарядки $O^{6+} + H^0 \rightarrow O^{5+} + H^+$; $\langle \sigma v_e \rangle_{cd}$ — коэффициент диэлектронных столкновений ($n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$) [140]

На рис. 5.6 показана зависимость сечения захвата от относительной скорости частиц для типичной реакции $O^{6+} + H^0 \rightarrow O^{5+} + H^+$ [36]. Хорошо заметно характерное для модели Бора—Линдхарда постоянство σ_{cx} при $V_r < 2 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и быстрое падение при $V_r > 2 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. При малых скоростях взаимодействия $V_r \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ необходимо учитывать наличие квазимолекулярных образований и столкновительно-возбужденных переходов при столкновениях; наоборот, при очень высоких скоростях порядка $10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ — взаимодействие с внутренними квантовыми оболочками. При достаточно высоких V_r преобладающим процессом становится столкновительная ионизация [54]. В экспериментах с углеродом и кислородом было проведено сравнение скоростей ионизации и перезарядки [128].

Сечения перезарядки приведены в [36, 105] и трудах Технического совещания комитета МАГАТЭ по атомным и молекулярным данным для термоядерного синтеза [59], где собраны данные о реакциях перезарядки атомов H^0 на многозарядных ионах.

На рис. 5.7 для сравнения показана зависимость от V_r скорости перезарядки и столкновительной диэлектронной рекомбинации (рекомбинации вследствие захвата свободных электронов). При $V_r \sim v_0 \sim \bar{v}_e$ (при $T_e = 27, 25 \text{ эВ}$) коэффициент перезарядки на четыре порядка выше коэффициента диэлектронной рекомбинации. При более высоких электронных температурах разница в коэффициентах для ионов $z > 6$ может достигать около 10^5 . Конечно, скорость перезарядки $N(H^0) \langle \sigma v \rangle_{cx}$ не зависит от электронной плотности, наоборот, скорость рекомбинации на свободных электронах $n_e \langle \sigma v \rangle_{rad} + \langle \sigma v \rangle_{diel}$, представляющая сумму столкновительно-излучательных и диэлектронных скоростей, растет линейно с концентрацией. Скорость перезарядки может сравниваться

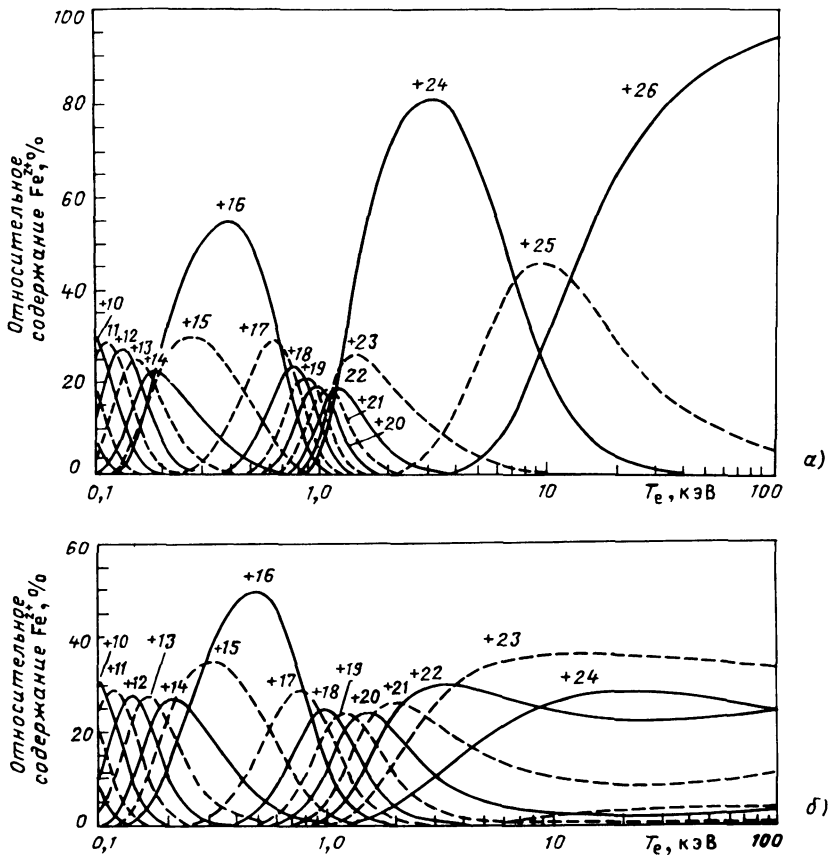


Рис. 5.8. Концентрация ионов железа в корональном равновесии (а) и с добавлением процесса перезарядки на 20 кэВ/а.е.м. нейтральных частиц водорода с концентрацией $N(\text{H}^0)/n_e = 10^{-5}$ (б) [76]

со скоростью рекомбинации или превосходить ее только при концентрации нейтральных атомов $N(\text{H}^0) \geq 10^{-5} n_e$ (см. рис. 5.4).

При наличии нейтральных частиц перенос заряда к примесям представляет собой добавочный рекомбинационный процесс, включение которого приводит к пересмотру уравнения ионизационного баланса:

$$\frac{N(Z^{(z-1)+})}{N(Z^{z+})} = \frac{\beta_{\text{rad}}(Z^{z+}) + \beta_{\text{diel}}(Z^{z+}) + \xi\beta_{\text{cx}}(Z^{z+})}{\alpha(Z^{(z-1)+})}, \quad (5.22)$$

где $\xi = N(\text{H}^0)/n_e$, а правая часть — отношение суммарной скорости столкновительно-диэлектронной рекомбинации и перезарядки к полной скорости ионизации электронным ударом, включающей эффекты, связанные с внутренними оболочками.

Перезарядочный член должен понижать эффективный заряд иона, что для ионов железа хорошо заметно на рис. 5.8. Авторы [76, 90] пока-

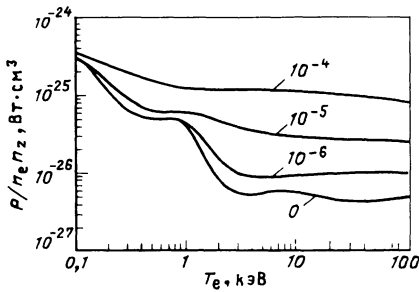


Рис. 5.9. Радиационные потери из водородной плазмы с $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для примеси железа. Кривые параметризованы для учета отношения $N(\text{H}^0)/n_e$ представленных в пучке нейтральных частиц с энергией 20 кэВ/а.е.м. [76]

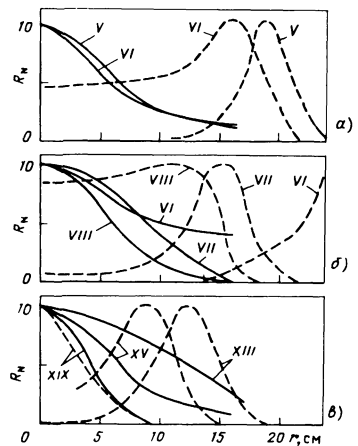


Рис. 5.10. Вычисленные профили (штриховые линии) равновесной плотности мощности, излучаемой ионами углерода (а), кислорода (б) и титана (в), для установки DITE без инжекции нейтрального пучка водорода. Сплошные кривые – экспериментальные профили, полученные при инжекции H^0 (мощность 1 МВт, энергия 25 кэВ). Наблюдаемую разницу можно объяснить перезарядкой пучка нейтральных частиц на ионах примеси [29]; R_N – нормализованная плотность излучаемой мощности

зали, что в некоторых случаях вследствие перезарядки радиационные потери существенно возрастают и изменяют энергетический баланс. Влияние радиационных потерь наиболее сильно в плазме, имеющей температуру, при которой преобладают ионы с одним или двумя электронами. Как следует из рис. 5.9, эти температуры для ионов железа лежат в области 2–9 кэВ. Ионы железа представляют типичную примесь в центре плазменного шнура токамака. Таким образом, относительное увеличение излучения вследствие переноса заряда может приводить к серьезным последствиям в некоторых областях плазмы.

Экспериментальное доказательство рекомбинационной передачи заряда было недавно получено на установке PLT [139] при изучении эмиссионной способности различных ионов во время инжекции нейтрального пучка водорода. В этих экспериментах уменьшение в процессе инжекции светимости преобладающего иона Fe^{24+} и одновременное увеличение светимости иона Fe^{23+} были объяснены рекомбинационным переносом заряда. Следует заметить, что, несмотря на то что каждое рекомбинационное событие приводит к спонтанному распаду возбужденного уровня, на который был захвачен электрон, основная причина изменения светимости иона заключается, как это следует из (5.22), в электронном возбуждении измененных концентраций ионов. В аналогичных экспериментах, проведенных на установке DITE [29] с импульсным пучком нейтрального водорода, такие особенности, как временной ход свечения линий примеси, зависимость излучения примеси от тока пучка и плотности плазмы, а также пространственное распределение зарядовых состояний ионов, можно было объяснить включением процесса рекомбинацион-

ного переноса заряда во время инъекции пучка. В некоторой степени драматическое изменение радиального распределения ионов примеси в установке DITE показано на рис. 5.10.

Временная зависимость заселенности уровней в отличие от заселенности ионов мишени в процессе переноса заряда дает более прямое доказательство процесса рекомбинационного переноса заряда. Теоретически [82] был оценен захват на отдельные квантовые уровни и показано, что захват в основном происходит на уровень n :

$$\bar{n} = z \left\{ 1 + [(z - 1)/(2z - 1)]^{1/2} \right\}^{-1/2}. \quad (5.23)$$

Метод искаженных волн [121–123] дает приблизительное согласие с приведенной выше формулой

$$\bar{n} = z^{0,774}. \quad (5.24)$$

Например, для ионов O^{8+} рекомбинация идет предпочтительно на квантовый уровень $\bar{n} = 5$. Очевидно, чтобы "застабиллизировать" рекомбинацию радиационным распадом, \bar{n} должно быть много меньше, чем так называемый столкновительный предел n_e , при котором столкновительное возбуждение в десятки раз превышает излучательный распад. Этот критерий для ионов водорода имеет вид [62]

$$n_e \approx 1,26 \cdot 10^2 Z^{1,4/17} n_e^{-2/17} \left(\frac{kT_e}{\psi_z} \right)^{1/17}. \quad (5.25)$$

Для плазмы токамака в основном справедливо соотношение $\bar{n} < n_e$. Первые исследования изменения заселенности уровней в процессе инъекции пучка в токамак были проведены в [78]. Аномально быстрое увеличение светимости бальмеровской линии иона O^{7+} (102, 36 и 0,51 Å) во время импульсного нагрева пучком нейтральных частиц в установке ORMAK можно объяснить с помощью $H_0 + O^{8+} \rightarrow H^+ + (O^{7+})^*$. Но относительно медленное увеличение светимости лаймановской сети O^{7+} можно объяснить электронным возбуждением, которое понижает эмиссионную способность этих резонансных линий. Более трудно объяснить аналогичное медленное возрастание интенсивности бальмеровской- β O^{7+} , которая так же как и ее двойник бальмеровская- α , должна была бы обнаруживать "мгновенное" воздействие перезарядки. Однако рассмотрение детального баланса между процессами заселения и освобождения показывает, что он меняется в зависимости от углового момента квантовых состояний. Перезарядка предпочтительно происходит в состояниях с высокими l при низкой энергии и в сферически симметричные состояния с низкими l при высокой энергии взаимодействия [82]. Следует ожидать, что временная зависимость эмиссии лаймановских и бальмеровских линий будет меняться в течение инъекции пучка. Эту особенность можно объяснить изменениями в ионизационном балансе и в абсолютном числе событий перезарядки. Очевидно, что заселенность различных возбужденных n , l квантовых уровней в результате перезарядки [124] и их перераспределение вследствие излучательного распада и столкновений необходимо рассчитывать численно. Это позволит глубже понять

характерные детали эмиссионного спектра в экспериментах по перезарядке. В.А. Абрамов и др. [1] успешно проанализировали эксперименты, описанные в работе [78].

Нельзя пренебрегать процессами перезарядки на фоновых тепловых нейтральных частицах (1–100 эВ) на краю плазмы. Перезарядку необходимо включать в анализ спектроскопических особенностей, прежде всего тех, которые позволяют измерять диффузионные скорости [17, 114].

5.3. ЗАСЕЛЕННОСТЬ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ

Чтобы связать объемную излучательную способность в линии ij

$$I(i, j) = [n(j)/(4\pi)] A_{ij} \quad (5.26)$$

с заселенностью основного состояния иона $n(g)$, необходимо иметь модель, описывающую мгновенную заселенность уровней иона. Собственно $I(i, j)$ получают по измерениям интенсивности линии, а излучательную вероятность A_{ij} , с^{-1} , вычисляют. Для разрешенных дипольных переходов вероятность перехода

$$A_{ij} = \frac{6,67 \cdot 10^{15}}{\lambda_{ij}^2} \frac{\omega_i}{\omega_j} f_{ij}, \quad (5.27)$$

где ω – статистический вес уровней; f_{ij} – сила осциллятора при поглощении; λ_{ij} – длина волны, Å. В действительности только основное состояние или квазиосновные метастабильные уровни достигают стационарной заселенности за время $\Delta\tau(\text{с}) \sim 10^{-7}/Z^4$ порядка или меньше времени излучения [95]. Оно существенно короче, чем эффективное время удержания иона в локальной области плазмы токамака.

В простейшем случае, когда возбужденный уровень связан сильным дипольным излучением с основным состоянием и слабо связан с другими уровнями, применимо корональное условие:

$$n(g) \langle \sigma v \rangle_{e^i} \rightleftharpoons n(j) A_{ji}. \quad (5.28)$$

Скорости возбуждения $\langle \sigma v \rangle$ и модели, используемые для их вычислений, широко обсуждались в литературе (статья [38] содержит большое число ссылок). Очевидно, что скорости существенно зависят от атомной конфигурации присутствующих ионов и диапазона энергии налетающей частицы. Однако для приблизительного вычисления дипольного возбуждения можно использовать выражение, включающее силу столкновения:

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_{ij} &= \frac{8,63 \cdot 10^{-6}}{\omega_i k T_e^{3/2}} \int_{E_{ij}}^{\infty} \Omega_{ij}(E) \exp[-E/(kT_e)] dE = \\ &= \frac{8,63 \cdot 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \frac{\Omega_{ij}}{\omega_i} \exp[-E_{ij}/(kT_e)], \end{aligned} \quad (5.29)$$

где E_{ij} — в ридбергах; T_e — в градусах Кельвина; $\sigma\nu$ — в кубических сантиметрах на секунду в минус первой степени.

Основные атомные параметры Ω_{ij} , A_{ij} , E_{ij} и f_{ij} часто получают из сложных вычислений. Для их расчета требуются сложные коды, например такие, как разработанные в работах [35, 43, 125]. В [102] дана подборка последних теоретических и экспериментальных данных для возбуждения электронным ударом высокоионизованных ионов. Данные для некоторых неоподобных ионов Ti, Cr, Fe и Ni приведены в работах [9, 10, 50, 99]. В случае, если неизвестна энергия перехода, можно воспользоваться кодами, изложенными в [34, 44]. Обзор имеющихся атомных данных для термоядерной плазмы приведен в [154].

В случае сталкивающихся частиц, имеющих большое энергетическое расстояние между уровнями, можно воспользоваться приближением Кулона—Бете для оптически разрешенных переходов, которое приводит к выражению

$$\langle \sigma\nu \rangle_{ij} = 1,6 \cdot 10^{-5} \frac{f_{ij} \bar{g} \exp(-E_{ij}/(kT_e))}{E_{ij}(kT_e)^{1/2}}, \quad (5.30)$$

где E_{ij} , kT_e в эВ, $\sigma\nu$ — в $\text{см}^3/\text{с}^{-1}$. Соотношение между Ω и \bar{g} имеет вид

$$\Omega_{ij} = (1,97 \cdot 10^2/E_{ij}) \omega_{ij} f_{ij} \bar{g}, \quad (5.31)$$

где E_{ij} — в эВ.

Аппроксимационная формула для фактора Гаунта $\bar{g}(kT_e/E_{ij})$ была получена в [152]. В случае электронного возбуждения оптически разрешенных переходов в положительных ионах фактор Гаунта постоянен [и равен 0,2 для $(kT_e/E_{ij})^{1/2} < 1$]. Эта величина широко используется спектроскопистами для переходов $\Delta l \neq 0$ сильно ободранных ионов. Интерполяционные формулы для \bar{g} , которые также можно использовать для оптически запрещенных или квадрупольных переходов, приведены в [103, 104]. Сравнение аппроксимационных значений \bar{g} с имеющимися теоретическими данными обсуждается в [156].

В общем случае заселенности данного уровня можно вычислить из решения уравнений баланса, связывающих интересующий уровень с другими уровнями иона z и с каскадными процессами из следующего состояния иона $z + 1$:

$$N(j) = U_j n_e N(z, g) + V_j n_e N(z + 1, g), \quad (5.32)$$

где U и V — коэффициенты, зависящие только от температуры и плотности плазмы. Практически требуется знание большого числа атомных данных и проведение весьма трудоемкой процедуры вычисления U и V . Несколькими группами (см., например, [141]) были разработаны удобные для практического применения коды. Часто достаточно рассмотреть заселенность основного и связанных с ним соседних уровней, пренебрегая рекомбинацией и влиянием слабо связанных верхних уровней.

На рис. 5.11 показаны результаты вычислений на основе такого упрощенного кода [61] для уровней $2s^2 2p^2$, $2s 2p^3$ углеродоподобного титана, имеющего структуру уровней, показанную на рис. 5.12. Очень по-

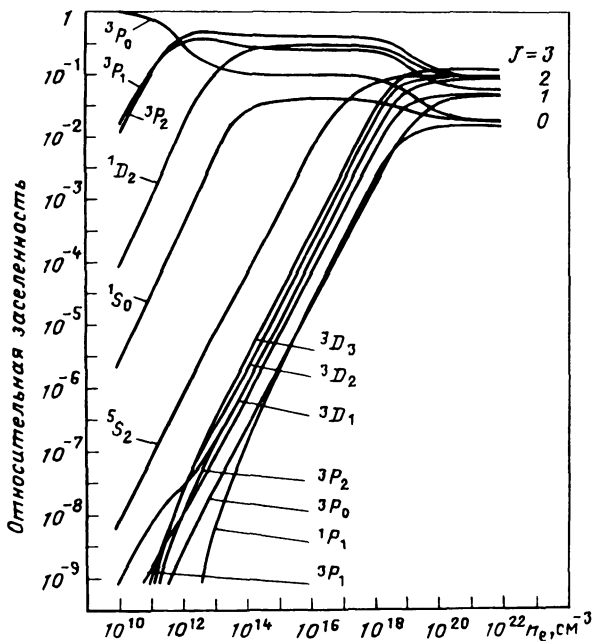


Рис. 5.11. Относительные заселенности некоторых $2s^2 2p^2$ и $2s 2p^3$ уровней TiXVII при температуре соответствующей максимальной концентрации иона в корональном равновесии

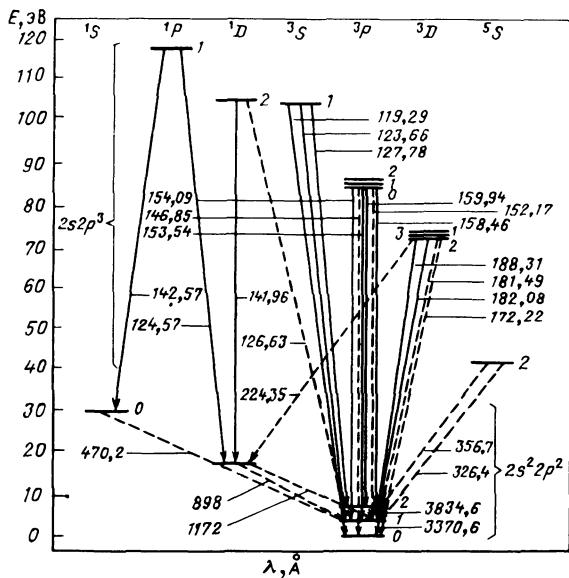


Рис. 5.12. Схема термов TiXVII. Сплошные линии – наблюдаемые переходы, штриховые – предсказываемые

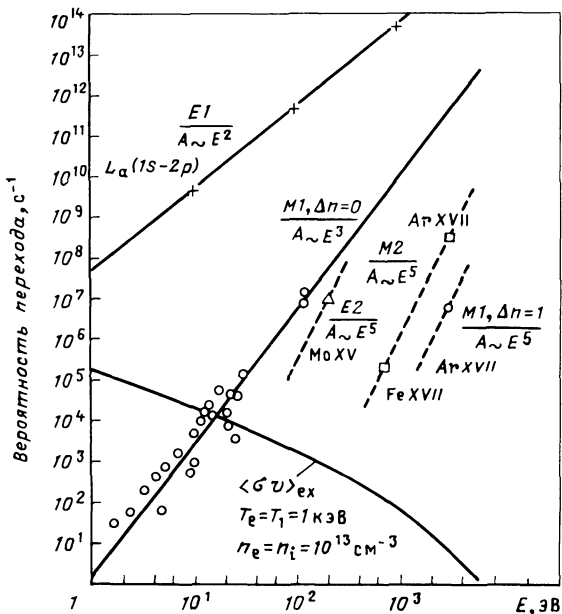


Рис. 5.13. Зависимость скорости спонтанного распада от энергии между уровнями для различных типов переходов: + — электрический диполь $1s - 2p$; ○ — магнитный диполь; □ — магнитный квадруполь; △ — электрический квадруполь. Для сравнения нанесены скорости столкновительного возбуждения $\langle \sigma v \rangle n_e$ для типичных условий разряда в токамаке

хожие вычисления заселенности уровней — оболочки ионов обычных металлов были выполнены в работах [10, 50].

Запрещенные линии. Магнитно-дипольные переходы и переходы с изменением спина между уровнями основной конфигурации и между теми и другими возбужденными конфигурациями с $\Delta l = 0$ $3s^k 3p^l$ и $2s^k 2p^l$ представляют особый интерес, так как они дают удобные для диагностики линии в видимой и близкой ультрафиолетовой областях спектра, используемые в астрофизике и токамаках.

На рис. 5.13 для условий разряда в токамаке сравниваются скорости спонтанного распада различных разрешенных и запрещенных переходов с типичными столкновительными скоростями. Преобладание столкновительных скоростей над значениями A_{ij} запрещенных линий при низких энергиях перехода привело бы нас на основе простейших рассуждений к предположению, что только эти запрещенные линии с $A_{ij} > 10^4 \text{ с}^{-1}$ и энергией перехода $E > 10 \text{ эВ}$ должны быть представлены в спектре токамака. Однако даже переходы с очень низкой энергией, особенно переходы $2s^k 2p^l$ основных конфигураций ионизованных металлов, недавно были обнаружены и изучены в токамаках [92, 137–139]. На рис. 5.14 представлен спектр излучения Ti XIV и Ti XVIII (установка DITE), демонстрирующий излучение линий даже с такими низкими значениями A_{ij} , как $10^2 - 10^4 \text{ с}^{-1}$. Почти постоянная заселенность $2s^2 2p^l$ уровней основ-

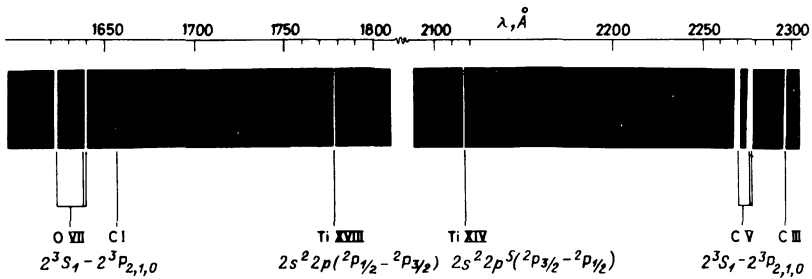


Рис. 5.14. Запрещенные переходы (скорость спонтанного распада $A \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$) внутри основной конфигурации ионизованных примесей титана в установке DITE ($n_e \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 800 \text{ эВ}$) имеют интенсивность, сравнимую с интенсивностью разрешенных линий ($A \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$) триплетов $1s 2s^3 S_1 - 1s 2p^3 P$ примесей кислорода и углерода $N(0) \sim 10/N(\text{Ti})$

ного состояния при $n_e > 10^{13} \text{ см}^{-3}$ по отношению к уровням возбужденной конфигурации $2s 2p^{l+1}$ (которые в основном растут линейно с n_e , рис. 5.11) объясняет, почему только длинноволновые ($M1$) запрещенные линии заметны в излучении из плазмы токамака с низкой плотностью и высокой температурой. Использование этих линий для диагностических целей обсуждается в § 5.4. Здесь достаточно сказать, что и форма профилей, и абсолютные интенсивности несут информацию, представляющую интерес для диагностики плазмы. Абсолютные интенсивности путем вычисления заселенности уровней можно использовать (см. рис. 5.11) для определения концентрации ионов.

Кривые на рис. 5.13 даны в предположении, что запрещенные линии, имеющие длины волн меньше нескольких сот ангстрем, можно легко обнаружить в токамаках. Помимо интеркомбинационных линий конфигураций $2s^2 2p^k \rightarrow 2s 2p^{k+1}$, которые для типичных металлов лежат обычно в области 80–200 Å, эти коротковолновые запрещенные линии для излучения требуют изменения полного квантового числа, т.е. $\Delta l > 0$. Такой пример представляет ($E2$) резонансный распад $3d 4s$ ($J = 2$) уровней первой возбужденной конфигурации никелеподобных ионов. В Mo XV, например, эти переходы имеют линии с длиной волны 58, 833 и 57, 920 Å и значением $A_{ij} \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$. Они были обнаружены как самые сильные линии в дальней ультрафиолетовой области спектра на установке DITE в экспериментах с диафрагмой из молибдена [96].

Первая возбужденная конфигурация неонподобных ионов также дает запрещенный ($M2$) $3p^5 3s^3 P_2$ переход в основное состояние, который происходит, например, для железа Fe XVII на длине волны 17,08 Å. Интересно, что относительные интенсивности всех мультиплетных компонент железа, будь то разрешенные или запрещенные, а также включающие резонансный распад $2p^5 ({}^2P) 3d, 3s$ уровни, ведут себя одинаково на солнце и в плазме токамака [112]. Наоборот, только разрешенные компоненты, такие, как $3p^5 3s^3 P_1$, имеют сильные особенности при высокой плотности $n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в лазерной плазме при температуре $T_e \sim 0,5 \text{ кэВ}$.

В случае ионов с двумя электронами первая возбужденная конфигурация $1s2l$ дает начало важным межсистемным резонансным линиям, которые для атомов с низкими атомными числами являются запрещенными при рассмотрении LS -связи, как это в случае $1s2p^3P_1$, или сильно запрещенными в случае $(M2)$ и $(M1)$ радиационных распадов уровней $1s2p^3P_2$ и $1s2s^3S$. Из рис. 5.13 видно, что для $Ag XVII$, где A приблизительно пропорционально $(\Delta E)^5$, межсистемные значения быстро меняются. Для рентгеновских линий Fe и Tl [11, 13] и таких элементов, как Cl [87], эти межсистемные линии имеют характерные особенности и распределяются между сателлитными переходами

$$1s^k nl - 1s^{k-1} n'l', \quad k=1 \text{ или } 2, \quad n'=2, \quad (5.33)$$

которые лежат с длинноволновой стороны разрешенных $1s^2 1S_0 - 1s2p^1P_1$ переходов резонансной линии. Диагностические возможности межсистемных и сателлитных линий были изучены в работах [8, 53, 55, 56]. Примеры соответствующих рентгеновских линий обсуждаются в § 5.4. В заключение следует добавить, что термоядерные установки, содержащие сильно ободренные ионы в квазистационарной стадии разряда с низкой частотой соударений, имеют почти идеальные условия для изучения метастабильных уровней и запрещенных переходов.

Оптическая непрозрачность. До сих пор мы подразумевали, что в уравнении (5.32) не учитывается поглощение излучения и интенсивность линии зависит только от объемной эмиссионной способности, проинтегрированной вдоль линии наблюдения. На практике это верно только для малых оптических толщин, когда оптически тонкая среда аппроксимируется следующим выражением

$$I(\nu, x = D) = S(\nu) \tau(x) = \epsilon(\nu) D, \quad (5.34)$$

являющимся частным случаем уравнения переноса излучения

$$\frac{dI(\nu, x)}{dx} = I(\nu, x) - S(\nu, x), \quad (5.35)$$

где D — толщина испускающей области; $S(\nu)$ — функция источника; $\epsilon(\nu)$ — излучательная способность.

Оптическая толщина определяется выражением

$$\tau(\nu) = \int_0^D N(i) L(\nu) \frac{h \nu_0}{4\pi} B_{ij} dx, \quad (5.36)$$

где B_{ij} — коэффициент поглощения Эйнштейна; $L(\nu)$ — нормированный на единицу профиль линии поглощения; $L(\nu)$ определяется уширением в плазме и является либо просто функцией, либо сверткой некоторой функции, зависящей от механизмов уширения, таких, как доплеровский, зеemanовский, штарковский и др.

Приближение оптически тонкой плазмы [32] требует, чтобы $\tau(\nu_0) \ll 0,2$. Для наиболее вероятного случая резонансного поглощения ионами

в основном состоянии $i = 1$, для доплеровского уширения критерий оптически тонкой плазмы имеет вид

$$DN(z) \leq 16 \Delta\nu_D / f_{12}, \quad (5.37)$$

где $\Delta\nu_D$ – половина полуширины линии, Гц.

В условиях разряда, типичных для токамака, концентрации примесей металлов составляют не более $10^{-3} n_e$ (Ti, Fe, Ni и др.), а легких элементов не более $10^{-2} n_e$ (кислород, углерод и др.), температура ионов около 1 кэВ. При таких параметрах плазмы в расчетах заселенности уровней поглощением фотонов даже на основное состояние можно пренебречь.

Там, где непрозрачностью нельзя пренебрегать, в уравнения, описывающие заселенность уровней, должны быть включены члены, учитывающие передачу излучения для оптически толстых линий. Существенно упростить уравнения [41] можно, умножив эйнштейновские значения A_{ij} на коэффициент выхода фотона Λ_{ij} , введенный в [72].

5.4. ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ДИАГНОСТИКЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Для диапазона температур плазмы $0,1 < kT_e < 10$ кэВ следует ожидать, что большая часть излучаемой мощности должна лежать в области длинноволнового рентгеновского излучения (100–10 Å) и в рентгеновской области ($\lambda < 10$ Å). В случае оптически тонкой среды спектральная интенсивность тормозного излучения будет иметь максимум, соответствующий энергии фотонов $2kT_e$. К тормозному излучению добавляется рекомбинационное излучение на неполностью ободранных ионах (см. рис. 5.5). В действительности интенсивность излучения при свободно-связанных переходах

$$P_{f-b} = CZ^4 / T_e^{3/2} \exp(\psi_{n,\infty} - h\nu) / (kT_e) \quad (5.38)$$

в $\psi_{n,\infty} / (kT_e)$ раз выше тормозного для тех же самых ионов с потенциалом ионизации уровня $n\psi_{n,\infty}$. В плазме с относительной концентрацией примесей f_z превышение интенсивного излучения над водородным континуумом есть $f_z Z^4 \psi_{n,\infty} / (kT_e)$ и легко достигает значений 10^3 или больше для рекомбинации на основное состояние водородо- и гелиеподобных ионов (большое значение $\psi_{n,\infty}$) и в периферийных областях плазмы (низкое значение T_e , см. рис. 5.5). Области рентгеновского спектра, не изрезанные эмиссионными линиями и скачками свободно-связанного континуума, широко используются для измерения энергетического спектра хвостов свободных электронов.

Наиболее яркие эмиссионные линии лежат в диапазоне от видимой до рентгеновской областей спектра, т.е. с энергией фотонов вплоть до $h\nu \leq 10 kT_e$. На рис. 5.15 схематически показано распределение наиболее ярких линий примеси железа. Соответственно каждому набору ионов существуют два важных типа переходов; одни в длинноволновой области, происходящие без изменения главного квантового числа $\Delta l = 0$, другие в более короткой области с $\Delta l \geq 1$. Последние для водородо- и гелиеподобных ионов металлов лежат (K -линии) в рентгеновской

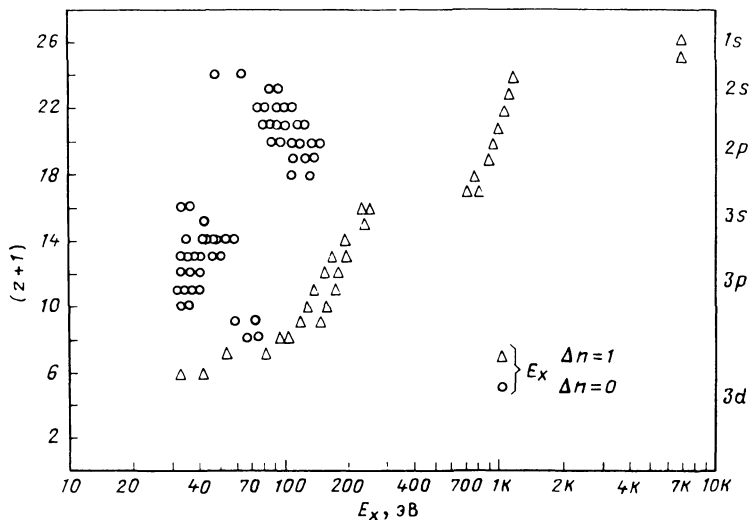


Рис. 5.15. Энергия возбуждения E_x переходов $\Delta l = 1$, $\Delta l = 0$ в ионах железа с зарядовым состоянием Z

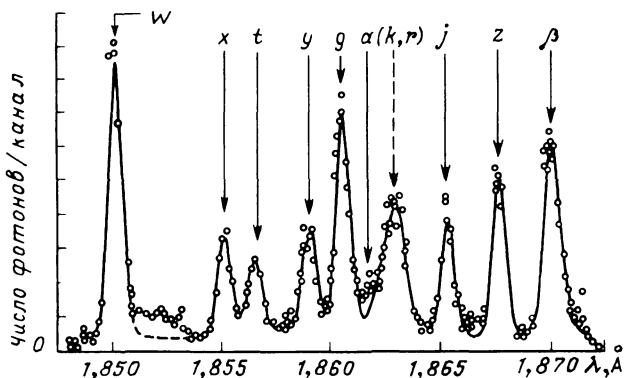


Рис. 5.16. Спектр разрешенной линии железа Fe XXV ($1s^2 S_0 - 1s 2p^1 P_1$) – w и связанные с ним запрещенные линии и сателлиты, полученный на токамаке PLT [12, 55]

области, где используются дисперсионные приборы высокого разрешения с кристаллической дифракционной решеткой [11, 13, 87, 119, 150].

Возбуждение К-оболочек. На рис. 5.16 показана часть линейчатого рентгеновского спектра, полученного на установке PLT [11]. Разрешающая способность дисперсионного прибора, примененного этими авторами, была достаточно высока и позволяла не только выделить разрешенные и запрещенные компоненты $1s^2 - 1s 2l$ переходов Fe XXV и сателлитов Fe XXIV, Fe XXIII и др., но также провести детальное сравнение формы и интенсивности измеренных линий и вычисленных теоретически. Здесь (рис. 5.16) x , y и z – межсистемные линии, возникающие вследствие

резонансного распада соответственно уровней $1s2p^3P_{2,1}$ и $1s2s^3S_1$; β представляет собой спутник $1s^22s^2^1S_0 - 1s2s^22p^1P_1$ Ве-подобного Fe XXIII; остальные линии соответствуют спутникам Fe XXIV. Эти переходы литиеподобного иона соответствуют типу $1s^2nl - 1s2pnl$. Их интенсивности были тщательно рассчитаны в работах [8, 56]. Вклад более высоких серий с $n \geq 3$ был рассмотрен в [5, 6], в результате чего потребовалось объяснение формы длинноволнового крыла разрешенной линии, обозначенной W на рис. 5.16. Наконец, влияние немаксвелловского распределения электронов на интенсивность литиеподобных ионов спутников было рассмотрено в [57]. Несмотря на то что импульсом для проведения этих вычислений было желание интерпретировать излучение солнца, вычисления оказались также применимы для плазмы токамака. Безусловно, сравнение более контролируемого и лучше диагностируемого излучения из токамака и модельных расчетов позволяет провести проверку теории [11, 12].

Продолжая рассмотрение спутников литиеподобного иона, следует сказать, что эти уровни, соответствующие возбуждению нескольких электронов, могут быть заселены непосредственным возбуждением внутренней оболочки литиеподобного иона и (или) диэлектронной рекомбинацией гелиеподобного иона:

$$e + X^{(Z-2)+} \longleftrightarrow X^{(Z-3)+} [n'l + 1:n''l''];$$

$$e + X^{(Z-2)+} \longleftrightarrow X^{(Z-3)+} [nl : n''l''] + hv;$$

диэлектронный захват электрона, за которым должен последовать стабилизирующий радиационный распад с излучением фотона, более вероятен, чем обратный процесс автоионизации. Так как основной вклад дают состояния с $n' = 2, 3$ и $3 < n'' < 6$, спутники имеют тенденцию группироваться вокруг первых нескольких линий разрешенных резонансных серий. В том случае, когда дважды возбужденный уровень является автоионизационным уровнем с $1s^2$ и e -континуума, рекомбинационные процессы и интенсивность диэлектронного спутника будут иметь температурную зависимость. Отношение интенсивности диэлектронного спутника к интенсивности разрешенной линии w (рис. 5.16) определяется выражением [5, 6]

$$\frac{I_s}{I} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{m \pi a_0^2}{h} \frac{1}{\bar{f} \bar{g}} \frac{E_0}{kT_e} \frac{g_s}{g_1} \times$$

$$\times \frac{A_R A_a \exp [(E_0 - E_s) / (kT_e)]}{A_a + \sum A_r} = F_1(T_e) F_2(S), \quad (5.39)$$

где $F_1(T_e)$ — функция, зависящая только от температуры T_e , а E_0 и E_s — энергии гелиеподобного резонанса и литиеподобных спутничных уровней над основным состоянием гелиеподобного иона со статистическими весами g_1 и g_s ; $F_2(S) = g_s A_r A_a / (A_a + \sum A_r)$ — функции только автоионизационных ширин A_a и радиационных A_r скоростей распа-

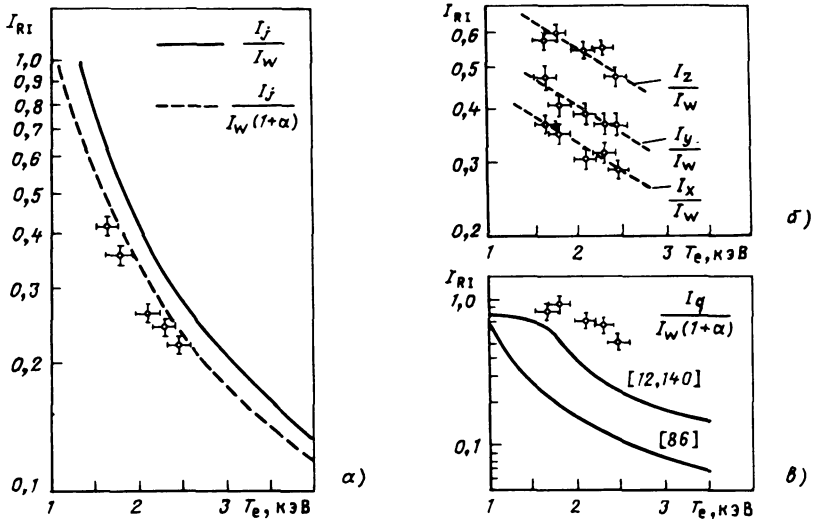


Рис. 5.17. Анализ интенсивности линии железа FeXXV($1s^2 1S_0 - 1s 2p^1 P_1$) – w и связанных с ней линий $n = 1-2$ (см. рис. 5.16). Соотношение интенсивности линии w и других характерных линий соответствует модельным вычислениям (см. текст). Интенсивность I_j диэлектронного сателлита с уровня $1s 2p^2 2D_{5/2}$ позволяет вычислить T_e [5, 6, 8] (а); $I_{x,y,z}$ – интенсивность распада уровня $1s 2p^3 P, 3S$ (б); I_q – интенсивность распада с внутренней оболочки возбужденного уровня $1s 2p 2s^2 P_{3/2}^0$; отношение I_q к I_w в основном является функцией $N(\text{Fe}^{23+})/N(\text{Fe}^{24+})$. Расчеты выполнены на основе модели коронального баланса (в), I_{RI} – относительная интенсивность

да; \bar{g} – фактор Гаунта (около 0,2); $\tilde{f} \sim 0,6$ – эффективная сила осциллятора разрешенной линии. На рис. 5.16 такая линия обозначена j , $1s^2 2p^2 P_{3/2}^0 - 1s 2p^2 2D_{5/2}$. Она была использована для определения T_e [11] (рис. 5.17). Другие литиеподобные сателлиты, например $1s 2p^2 2P^1$ (рис. 5.16), которые в пренебрежении эффектами конфигурационного взаимодействия не могут быть связаны автоионизационными переходами с континуумом вследствие четности и углового момента, могут быть представлены только возбуждением внутренних оболочек. Наиболее интенсивная из этих возбужденных внутриоболочечных сателлитов линия Fe XXIV $1s^2 2s^2 2S_{1/2} - 1s 2p 2s (1P)^2 P_{3/2}^0$ обозначена q на рис. 5.16. Относительные интенсивности линий w , q и β в основном пропорциональны соответствующим ионным заселенностям Fe XXV, Fe XXIV и Fe XXIII, так как их верхние возбужденные уровни имеют почти те же самые энергии, что и их основные состояния. Эти линии, возбужденные электронным ударом, определяются равновесным состоянием ионизации с характеристической температурой $T_z = f[N(z)/N(z-1)]$. Сравнение T_z с T_e позволяет высказать суждение о характере термодинамического состояния плазмы. Существенная разница между T_z и T_e (рис. 5.17) [11] бросает тень сомнения или на предположение о коро-

нальном ионизационном балансе, или на скоростные коэффициенты, используемые в модельных вычислениях.

Во время нагрева нейтральным пучком H_0 и D_0 в установке PLT [139] наблюдалось значительное понижение ионизационных состояний без понижения T_e . Это соответствует дополнительной рекомбинации, т.е. добавлению члена в уравнение (5.22), описывающего перенос заряда от нейтральных частиц пучка. Увеличение отношения I_q/I_w при почти постоянном отношении I_j/I_w (рис. 5.16) согласуется с расчетным изменением состояния зарядового равновесия на протяжении инжекции.

Диагностический потенциал группы линий, показанных на рис. 5.16, далеко не исчерпан. Так, если вычесть энергию в длинноволновом крыле разрешенной линии w , то ее уширение можно интерпретировать как тепловое движение иона [11]. С несколько более лучшим разрешением $\lambda/\Delta\lambda = 2,3 \cdot 10^4$ ширина линии $\lambda = 2,6099 \text{ \AA}$ в линейчатом рентгеновском спектре Ti XXI была использована для наблюдения за изменением ионной температуры $T_{i \max} = 5,5 \text{ кэВ}$ в течение импульса инжекции на установке PDX [13]. Относительные интенсивности интеркомбинационных линий x , y и z выше некоторого порогового значения плотности в основном начинают зависеть от плотности в случае линий железа, показанных на рис. 5.17 для установки PLT, и хорошо согласуются с теорией [11, 54].

Спектр K -оболочек другого важного класса примесей — ионов легких элементов, например C, N, O и др., лежит в области длинноволнового рентгеновского излучения, где, к сожалению, измерительные приборы до сих пор не имеют такой хорошей разрешающей способности, как в рентгеновской области. Зависимость коэффициента диэлектронной рекомбинации от Z (см. гл. 3) означает, что для более легких ионов сателлиты основных линий обычно слабы и плохо разрешаемы (см. спектр O VII, рис. 5.18). Диагностический интерес к гелиеподобным ионам в основном лежит в изучении разрешенных интеркомбинационных линий и в исследовании пространственных изменений их интенсивностей, которые могут показать отличия от стационарного ионизационного баланса [114].

Легкие элементы, как правило, имеют наибольшую концентрацию, $\sum N(Z^{z+}) \geq 0,01 n_e$, и могут давать основной вклад в эффективный заряд плазмы Z_{ef} . Чтобы вычислить $Z_{\text{ef}}(r)$, необходимо знать абсолютные локальные концентрации.

Объемные интенсивности $I(r, t)$ (фотон·см⁻³·с⁻¹) могут быть, по крайней мере в случае цилиндрической симметрии, вычислены с помощью обращения Абея [14] при условии, что имеется достаточное количество хордовых значений светимости $E(h, t)$ (фотон см⁻²·с⁻¹·с⁻¹). Вычислительные методы восстановления асимметричных профилей обсуждаются в работах [106, 126]. Процедура вычисления концентрации ионов из $I(r, t)$ описана в § 5.3. В области длин волн от 1 до 100 Å пространственное сканирование разряда обычно осуществляют от импульса к импульсу, так как в рентгеновской области зеркала и обычная оптика работают неэффективно.

Абсолютная калибровка падающего потока фотонов и вопросы, связанные с чувствительностью детектора, представляют некоторую проб-

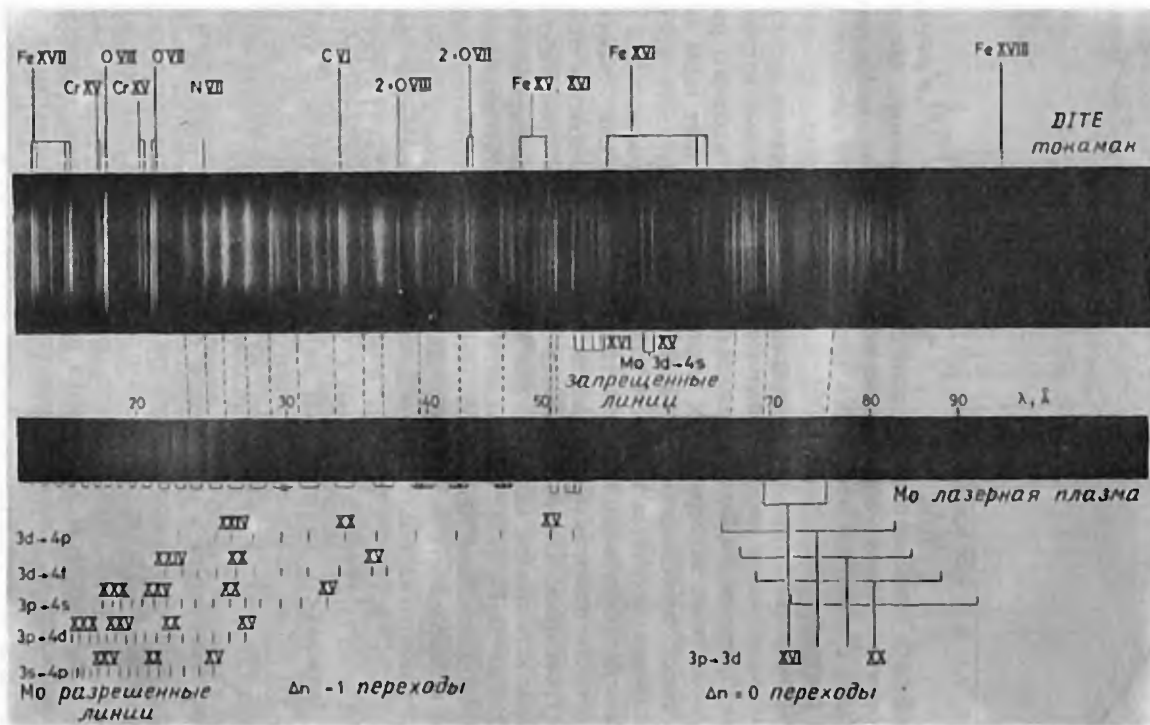


Рис. 5.18. Спектр длинноволнового рентгеновского излучения в диапазоне 10–100 Å, полученный на установке DITE при работе с молибденовым лимитером. Сравнение данного спектра со спектром, полученным в лазерной искре на поверхности молибденовой мишени ($n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$), позволяет идентифицировать запрещенные линии. Заметим, что $1s - 2p$ переходы кислорода можно объяснить разрешенными и интеркомбинационными линиями; другие переходы сателлитов слабы или отсутствуют

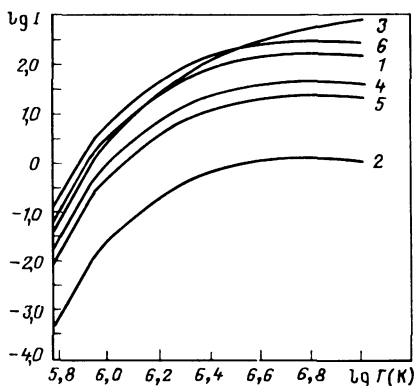


Рис. 5.19. Зависимость излучательной способности I (фотон·с⁻¹/ион), переходов $1s^2 - 1s2p$, $1s2s - 1s2p$ кислорода О VII от температуры при плотности $n_e = 1 \cdot 10^{13}$ см⁻³:

1 - $^1S_0 - ^3P_j$; 2 - $^1S_0 - ^3P_2$; 3 - $^1S_0 - ^1P_1$; 4 - $^3S_1 - ^3P_0$; 5 - $^3S_1 - ^3P_1$; 6 - $^3S_1 - ^3P_2$ (модельные вычисления) [61]

лему в области длинноволнового рентгеновского излучения. Абсолютная калибровка прибора в области длин волн, характерных для $K\alpha$, может быть сделана с помощью проточного пропорционального газового счетчика или рентгеновского диода [109], а также из отдельных измерений дифракционной эффективности кристалла и характеристики детектора [71]. Для калибровки можно использовать синхротронные источники и даже возбуждение K -оболочек мишеней продуктами ядерного распада. В термоядерных экспериментах плазма сама часто дает пары эмиссионных линий, происходящих с одного и того же верхнего уровня, одна из которых находится в области вакуумного ультрафиолета, а другая в области длинноволнового рентгеновского излучения. Эмиссионная способность длинноволновой линии этой пары измеряется отдельным спектрометром, который независимо может быть прокалиброван стандартным источником, например для $\lambda \geq 1150 \text{ \AA}$ — дейтериевой лампой с окном из MgF_2 [88]. Эмиссионная способность коротковолновой линии пропорциональна длинноволновой линии с соответствующим значением коэффициента A [68, 77]. Для плазмы токамака удобными линиями, принадлежащими гелиеподобным ионам, являются линии $(1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p^3 \ ^3P_1)/(1s2s \ ^3S_1 - 1s2p^3 \ ^3P_1)$ с длинами волн 21,8/1638,4 \AA иона О VII и 40,73/2277,3 \AA для иона С V (см. рис. 5.14, 5.18). Температурная зависимость теоретической эмиссионной способности этих и других О VII линий, излучаемых с одного и того же квантового уровня, показана на рис. 5.19. Их зависимость от электронной плотности обсуждается в гл. 3.

Так как температура в центральной области шнура токамака часто превышает 1 кэВ, легкие примеси при этих условиях будут находиться в виде голых ядер. Излучение от этих ядер лежит в области рентгеновского континуума. Активное зондирование шнура пучком быстрых частиц (см. § 5.5), при котором перезарядка приводит к захвату электронов в связанные состояния, позволяет провести измерение концентрации этих голых ядер.

Возбуждение L -оболочек. Из рис. 5.15 можно видеть, что спектральные линии ионов металлов, имеющих оболочки, изоэлектронные неоновым оболочкам элементов, лежат в двух резко очерченных спектраль-

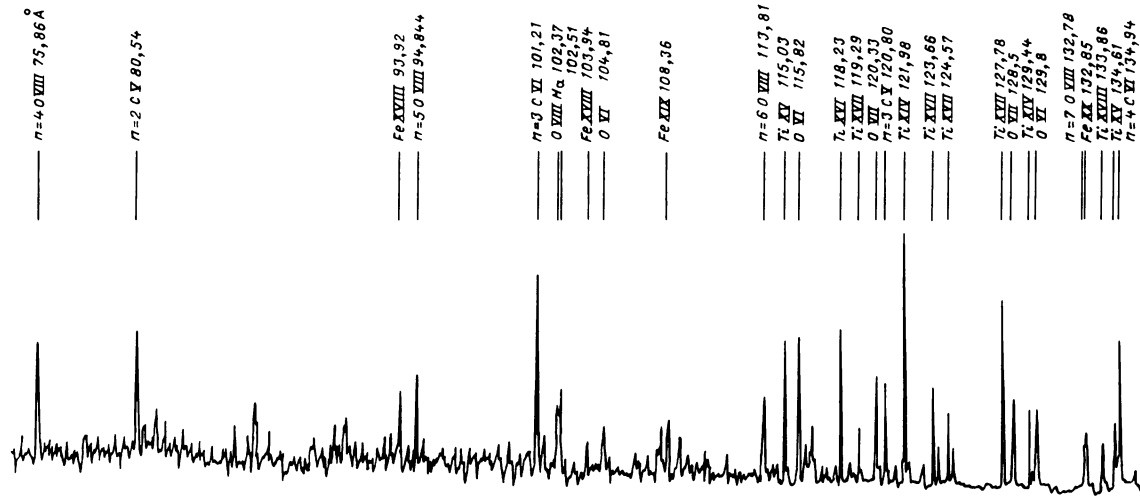


Рис. 5.21. Часть спектра, полученная на установке DITE в диапазоне 75–200 Å, показывающая $\Delta l = 0$ переходы L -оболочки ионов титана

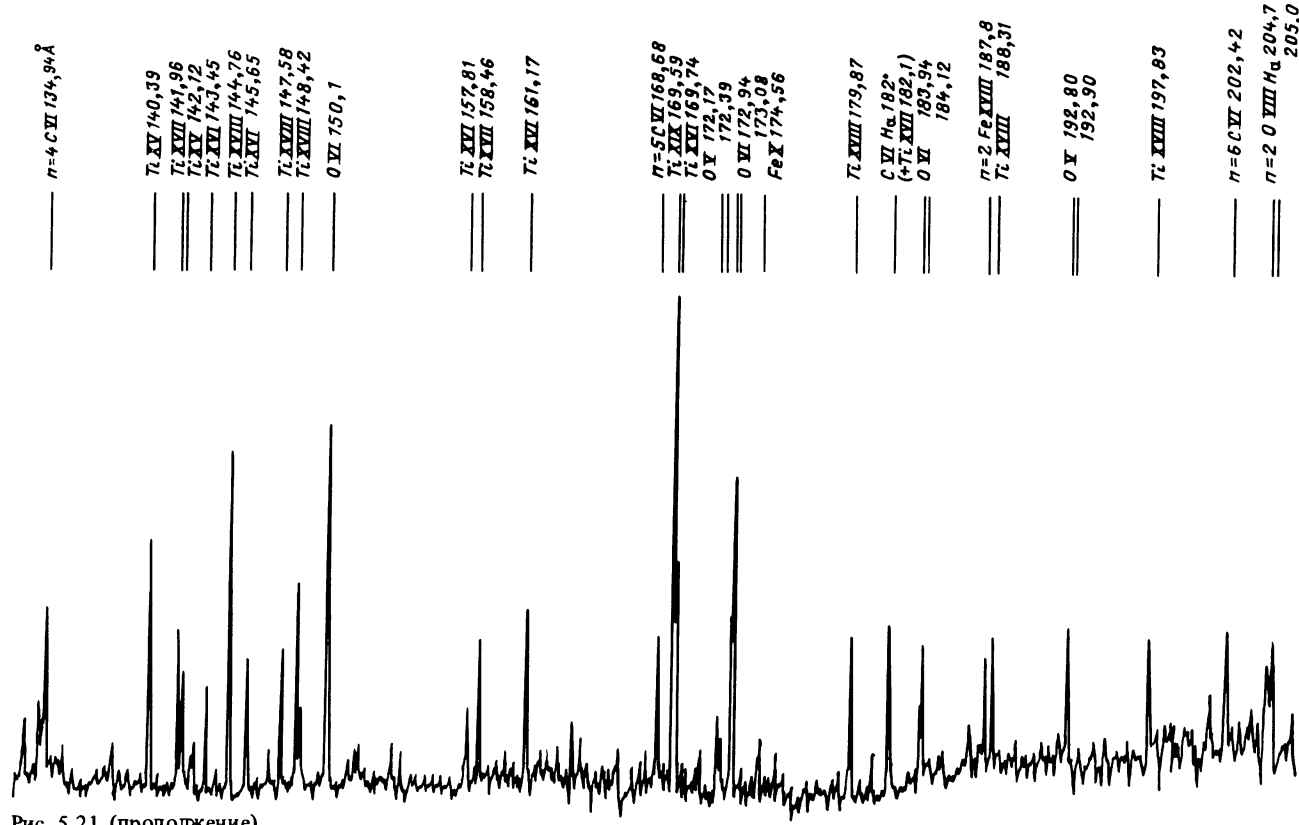


Рис. 5.21 (продолжение)

из линий титана, к которым примешаны переходы с L -оболочки кислорода. По отношению к линиям рентгеновской области характеристические линии каждого вида ионов этой области достаточно хорошо разделяются. Например, дублет литиеподобного $Ti\ XX$ проявляется на 259,30 и 309,09 Å, а эквивалентные переходы фтороподобного $Ti\ XIV$ — на 121,98 и 129,44 Å [82]. Объемная излучательная способность (фотон \times $cm^{-3} \cdot sr^{-1} \cdot c^{-1}$) наиболее интенсивных линий с $\Delta l = 0$ превышает более чем на порядок излучательную способность рентгеновских линий с $\Delta l = 0$. Кроме того, эффективность фотоэлектрических детекторов в области нескольких сот ангстрем относительно высока.

Более длинноволновые запрещенные переходы ($M1$, $\Delta l = 0$) между уровнями внутри основной конфигурации дают дополнительную полезную информацию в видимой области и области вакуумного ультрафиолета. Низкие значения A несколько ограничивают их применение для плазмы с плотностью $n_e \leq 10^{14} cm^{-3}$. Несмотря на это, были определены ионные температуры и скорости вращения плазмы в установке PLT по интенсивности профилей $2s^2 2p^3 \ ^2D_{5/2-3/2}$ линии $Fe\ XX$ (2665,1 Å) [9, 48, 50, 100, 136], а в работе [40] описано применение запрещенных и разрешенных $n-2-2$ переходов для измерения электронной температуры и плотности плазмы. Отношение интенсивности запрещенной линии $Fe\ XX$ (2665 Å) к интенсивности резонансной линии $2s^2 2p^3 \ ^4S_{3/2} - 2s 2p^4 \ ^4P_{5/2}$ (132,85 Å) может служить хорошим монитором электронной плотности. Однако, по-видимому, наиболее полезной информацией, заключенной в этих линиях, является информация о концентрации ионов примесей, которую можно получить из измерения абсолютных интенсивностей линий на основе расчетов заселенности уровней [6]. Возбуждение L -оболочек легких элементов (кислорода, углерода и др.) у границы холодной плазмы ($E \lesssim 100$ эВ), очевидно, можно использовать для контроля уровня загрязнения плазмы токамака [133]. Радиационные потери могут несколько экранировать поток примесей путем понижения температуры этой области.

Возбуждение M -оболочек. Приведенные выше рассуждения о роли L -оболочек, являющихся индикаторами концентрации ионов и источниками радиационных потерь, еще в большей мере применимы к менее высокоободанным $3s^k 3p^l 3d^m$ конфигурациям. Оба вида переходов как с $\Delta l = 0$, так и с $\Delta l > 0$ для металлов лежат в спектральной области приборов скользящего падения или несколько выше ее, что хорошо видно на рис. 5.18 для линий молибдена. Линии, соответствующие переходам железа с $\Delta l = 0$, $3p^l 3d^m - 3p^{l-1} 3d^{m+1}$ в течение многих лет не были идентифицированными ни в спектрах солнца, ни в лабораторных условиях [49, 58]. Эти запрещенные линии с $\Delta l = 0$ между уровнями внутри основных конфигураций были одни из первых, анализ которых позволил получить информацию в видимой и длинноволновой ультрафиолетовой областях спектра о высокотемпературной солнечной короне.

Спектральные линии $3p - 3d$ элементов, лежащих между Ti и Fe , могут быть легко разделены и идентифицированы. Однако для элементов с такими большими атомными номерами, как у молибдена, спектр состоит из перекрывающихся серий, принадлежащих внутренним возбужденным

подоболочкам и открытым подоболочкам возбужденных конфигураций.

Ионы элементов с *M*-оболочкой, подобные железу, имеют высокую эффективность высвечивания энергии. В токамаке они в основном присутствуют во внешних периферийных областях плазмы (см. рис. 5.1), вследствие чего радиационные потери из высокотемпературной плазмы токамаков ($E \gg 1$ кэВ), загрязненных металлическими примесями, преобладают на границе плазмы [65].

5.5. СПЕКТРОСКОПИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ПУЧКОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

В § 5.2 указывалось, что из-за высокого сечения перезарядки нейтральные атомы, например H^0 , даже при низких концентрациях могут изменять пространственное распределение зарядовых состояний, ионизационный баланс и радиационные потери. На основании этого можно предложить использование зондирующего пучка нейтральных частиц в диагностических целях для измерения концентрации таких ионов примесей, как, например, голые ядра, которые при нормальных условиях излучают слабо. Более того, в случае использования хорошо коллимированного пучка, направленного вдоль малого радиуса плазмы, можно получить необходимое пространственное разрешение. Если время распространения пучка превышает время ионизации, установится новый баланс между ионизацией электронным ударом и перезарядкой, а именно

$$N(Z^{z+}) \xi \beta_{cx} = N(Z^{(z-1)+}) \alpha_{ion}, \quad (5.40)$$

т.е. ионизация электронным ударом будет уравновешена перезарядкой. Обычно для токамаков выполняется условие $\tau_{circ} \leq \tau_{ion} < \tau_{dif}$, где τ_{circ} — тороидальный период свободного циркулирования ионов; τ_{ion} — ионизационное время, а τ_{dif} — время радиальной диффузии из области взаимодействия с пучком; в этом случае (5.40) описывает изменения зарядового состояния иона, усредненные по обходу тора.

Чтобы вычислить $N(Z^{z+})$, необходимо измерить линейчатое излучение иона $Z^{(z-1)+}$, которое можно записать так:

$$n(j) = \sum_l A_{lj} = [n_e N(Z^{(z-1)+}, i) \sum_{i}^{k>j} \alpha_x(Z^{(z-1)+}, i, k) + N(H^0) N(Z^{z+}) \beta_{cx}(Z^{z+}, 1, k)] \left(\frac{A_{jk}}{k-1} + \sum_{l=1} A_{lk} + \frac{A_{k-1, k}}{\sum_{l=1} A_{lk}} \frac{A_{j, k-1}}{\sum_{l=1} A_{lk}} + \dots \right). \quad (5.41)$$

Здесь, чтобы не учитывать столкновительное девозбуждение, предполагается достаточно малая электронная плотность. Член внутри больших круглых скобок представляет вероятность P_{jk} заполнения j -го уровня спонтанным распадом при заселении верхнего уровня k . Члены внутри квадратных скобок описывают скорость заселения k -го уровня или электронным возбуждением $N(Z(z-1)^+) \alpha_x$, или перезарядкой $N(Z^z+1) \beta_{cx}$.

Электронный захват селективно заселяет относительно высокие квантовые состояния n [см. (5.24)] с последующим распределением среди l -подуровней. Расчетные данные для этого процесса приведены в [124]. Для процесса $O^{8+} + H^0 \rightarrow O^{7+*} + H^+$ при $V_T = 2 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ с заселением наивысших разрешенных квантовых азимутальных состояний $l = n - 1$ обычно предпочтительным будет $n = 5$. При более высоких скоростях захват размазан по нескольким значениям n с небольшим пиком около среднего главного квантового числа. Перераспределение среди подуровней из-за столкновений, по-видимому, также следует принимать во внимание [118]. Вероятность того, что при перезарядке H^0 на голых ядрах излучится фотон, соответствующий переходу 2-2 или 2-1, немного меньше единицы, так как радиационный распад на уровни $n = 2, 3$ предпочтительно имеет место посредством квантовых скачков $\Delta l = 1$ между максимальными значениями l для данного n .

Вероятность фотона быть излученным в акте перезарядки

$$P_{ij} = \left(A_{ij} / \sum_{l=1}^{j-1} A_{lj} \right) P_{jk}, \quad (5.42)$$

и для описанной выше реакции перезарядки в плазме с субкилоэлектронвольтовой температурой и плотностью $n_e \sim 10^{13}$ см⁻³ (Ly_{α} O VIII) $P_{cx} = 0,8 \div 0,9$, в то время как P_{cx} (H_{α} O VIII) = 0,7. Эти фотоны будут мгновенно высвечены из области распространения пучка.

В противоположность рекомбинационным фотонам возбуждение электронным ударом в одноэлектронных ионах, пропорциональное n^{-3} , наиболее вероятно, заселяет нижние квантовые уровни. При указанных выше параметрах плазмы вероятность испускания фотона на акт ионизации (на акт рекомбинации в квазистационарных условиях) для Ly_{α} фотонов $P_{e,x}$ (Ly_{α} O VIII) порядка 1, для бальмеровских фотонов $P_{e,x}$ (H_{α} - O VIII) $\sim 0,1$, более того, будет наблюдаться задержка излучения этих фотонов относительно фотонов, возникающих при возбуждении электронным ударом (рис. 5.13), и, таким образом, они могут появиться в области плазмы, удаленной от пучка. Так как времена ионизации и возбуждения близки, следует ожидать заметную асимметрию в азимутальной светимости линии Ly_{α} иона O VIII. Асимметрия, возникающая вследствие вариаций зарядовых состояний свободно вращающихся в тороидальном направлении ионов, была обнаружена в экспериментах по инжекции пучка на установке DITE [29].

Явление резкого увеличения радиационного распада высоких квантовых состояний по отношению к низким во время инжекции пучка (например, отношение интенсивности H_{α}/Ly_{α} O VII возрастает на порядок) может быть использовано в диагностических целях для подсвечи-

вания пучка при его распространении сквозь плазму. Временная зависимость быстрых рекомбинационных линий позволяет отделить фоновое излучение измеряемого спектрального интервала применением обычной методики амплитудной модуляции пучка. Применение перезарядки для измерения концентрации примесей обсуждалось в [60] и было успешно продемонстрировано в [2]. Авторы последней работы, используя модулированный с периодом 0,2 мс пучок нейтральных частиц достаточно низкой плотности, смогли связать абсолютную интенсивность линии $Ly\alpha C^{+5}$ с концентрацией $N(C^{6+}) = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ядер углерода в центре плазменного шнура токамака. Аналогичные эксперименты с зондирующим пучком нейтрального водорода были проведены в работе [157], авторы которой использовали линию $Ly\alpha O^{+4}$, и в [51], где на основе измерения пространственного свечения $H\alpha$ и более высоких квантовых состояний O^{7+} и C^{5+} было вычислено диффузионное время жизни ионизованных атомов легких примесей. Эта техника "дистанционного зондирования" с помощью пучков частиц имеет практическое значение для оценки пространственных и временных концентраций тех ионов, для которых нет спектральных линий. Результаты исследования возбужденных состояний ионов примесей, которые заселяются рекомбинационной перезарядкой посредством модулированных пучков нейтральных частиц, также были применены в токамаках для измерения температуры ионов примесей [52], вращения плазмы [80] и определения скоростей столкновительных процессов [81].

Не следует пренебрегать важностью процессов перезарядки при столкновении с тепловыми (1 – 100 эВ) нейтральными частицами на краю плазмы. Авторы [79] предполагают, что "аномалии" в интенсивности кислородных линий (115,8 и 81,9 Å) в установке ISX-A возникали вследствие заселения $n = 4$ ²P уровней O^{5+} и $n = 5$, ³P уровней O^{6+} перезарядкой на фоновых тепловых атомах водорода. Другие наблюдаемые в этих экспериментах линии кислорода могут быть адекватно объяснены простым электронным возбуждением.

5.6. ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ АТОМНАЯ ФИЗИКА

Современные квазистационарные токамаки дают спектроскописту возможность изучить столкновительные и радиационные процессы и для высокоободренных ионов в плазме с параметрами, до сих пор недостижимыми в лабораторных условиях. Мультикилоэлектрон-вольтовые температуры и хороший параметр удержания $n_e \tau_{\text{conf}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ в центре установки приводят к появлению высокоионизованных водородо- и гелиеподобных ионов обычных металлов. Низкая столкновительность при этих параметрах плазмы гарантирует, что запрещенные линии с $A \gtrsim 10^2 \text{ с}^{-1}$ будут являться прекрасным дополнением обычного спектра.

Условия, близкие к корональному равновесию в центре плазменного шнура токамака, могут быть нарушены контролируемым образом, при этом постоянная времени нового равновесия или релаксации в основное состояние будет функцией соответствующих скоростей столкновений (5.3). В случае, когда в шнуре наблюдается развитие "пилообразных"

колебаний температуры T_e и плотности n_e , возникающих вследствие развития крупномасштабной МГД-неустойчивости моды $m = 1$ [$T_e(r=0)$ обычно падает на 15 % за время 1 мс и затем восстанавливается с несколько большим периодом], временное изменение светимости различных видов ионов может быть связано со скоростью ионизации и рекомбинации. Релаксация в состоянии с более низким ионизационным балансом будет иметь место за время

$$\tau_{\text{rel}} \approx [\beta(T_e)n_e]^{-1}.$$

На установке TFR в режиме разряда с "пилообразными" колебаниями [20] временные вариации линий с $\Delta l = 0$ M -оболочки Mo-XXXI и Mo-XXXII, по-видимому, можно объяснить скоростями столкновительных процессов, которые в данном случае отличались не более чем в 2 раза от значений скоростей ионизации электронным ударом [93] и диэлектронной рекомбинации [24]. Преимущество переходов с $\Delta l = 0$ наимизших возбужденных конфигураций объясняется тесной связью заселенностей этих уровней и концентрацией основного состояния.

Равновесное зарядовое состояние хорошо возмущается модулированным пучком нейтральных частиц H^0 в случае

$$\tau_{\text{rel}} \approx [N(H^0)\beta_{cx}]^{-1}.$$

Скорости столкновений ионов примесей, которые не содержатся в плазменном шнуре токамака, можно изучать, инжектируя нейтральный газ или испаря лазерным облучением мишени, расположенные вблизи стенки разрядной камеры.

Плазма токамака привлекательна для изучения атомной структуры. Различные виды ионов удобно расположены в выделенных областях плазмы. Даже при наличии эффектов, связанных с движением плазмы при дополнительном нагреве пучком, качество спектральных линий в области длинноволнового рентгеновского и коротковолнового ультрафиолетового излучения (см. рис. 5.16 и 5.21) существенно лучше, чем большинства других лабораторных источников. Это объясняется тем, что они относительно свободны от уширения и от наложения спектров различных состояний одного и того же элемента. L -оболочки ионов [42] и их запрещенные линии [92] представляют особый интерес так же, как и диэлектронные спутники переходов с K -оболочки иона.

Линии водородоподобных ионов легких элементов дают (рис. 5.21) удобные калибровочные стандарты для $n = 2-2$ переходов.

Энергетические уровни высокоионизованных ионов с одним и двумя электронами представляют фундаментальный интерес для теории атомной структуры. Высокозарядные ионы, например, в некотором смысле лучше подходят для проверки квантовой электродинамики, чем атом водорода, так как радиационные поправки более высоких порядков пропорциональны Z^n , $n \geq 4$. Неквантовоэлектродинамические компоненты энергетических уровней $2p^2 P_{3/2; 1/2}$ и $2s^2 S_{1/2}$ в принципе можно вычислить с точностью 10^{-5} , так что вычитание этих компонент из точно измеренных значений энергетических уровней обеспечит хорошую проверку квантовой электродинамики. Проверка измерений $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ лэм-

бовского сдвига одноэлектронных ионов была проведена в [91, 108]. Для $Z > 9$ лэмбовский сдвиг с точностью лучше чем 1 % проверен не был.

Существует очевидная возможность использовать плазму токамака в качестве спектроскопического источника для измерения структуры термов ионов с одним и двумя электронами. Точные измерения положения $n = 1 \div 2$ линии (рис. 5.16) могут быть сделаны с помощью дифракции на кристалле с высокой дисперсией [11]. Однако, чтобы проверить квантовую электродинамику, необходимо провести измерения центра лаймановской линии с точностью 10^{-6} , в то время как для $Z = 20$ вклад лэмбовского сдвига составляет $2 \cdot 10^{-5}$. Использование спектроскопии высокого разрешения для исследования спектральных линий ионов, испытывающих плазменное уширение вследствие их теплового движения, вращения и радиационного затухания ($\Delta E = h A_{ij}$ пропорционально Z^4), очень сложная задача.

Несколько авторов указывало [7, 45], что лэмбовский сдвиг не может быть подтвержден измерением спектров одноэлектронных ионов и что более высокую точность можно обеспечить при использовании ионов с двумя электронами. Это особенно относится к случаю с $1s2s\ ^3S_1 - 1s2p\ ^3P_{2,1,0}$ переходов. Энергия этих $\Delta l = 0$ линий пропорциональна Z , в то время как лэмбовский сдвиг пропорционален Z^4 . Увеличение энергии лэмбовского сдвига относительно $n = 2, \ ^3S_1 - ^3P_{2,1,0}$ энергетических переходов таково, что при $z = 20$ вклад квантовоэлектродинамических эффектов составляет примерно 1 % [47]. Обычно длина волны $1s2s - 1s2p$ триплета для $Z > 10$ лежит в области $100 \leq \lambda \leq 1000 \text{ \AA}$, так что точные измерения большинства этих переходов еще могут быть сделаны.

В двухэлектронных системах потенциал ионизации $I_{\text{tot}} = I_{\text{rel}} + E_1$, где I_{rel} — электростатическая энергия с релятивистской поправкой, а E_1 — пропорциональна $a^4 Z^4 / n^3$ и содержит синглет-триплетные члены тонкой структуры плюс лэмбовский сдвиг, т.е. $E_1 = E_{st} + E_{\text{QED}}$. В [46] было обнаружено, что поправки, обусловленные смешиванием конфигураций, к расщеплению тонкой структуры не важны для $Z < 10$, где $E_{st} \approx E_{\text{QED}}$, и должны быть включены в рассмотрение при $Z > 10$, где E_{st} превышает E_{QED} .

С увеличением Z спин-орбитальная связь нарушается, развивающееся перемешивание 1P_1 и 3P_1 уровней вызывает резонансный ($E1$) распад интеркомбинационной линии $1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^3P_1$. Вероятность излучательного ($M2$) распада уровня 2^3P_2 в основное состояние также быстро растет вдоль изоэлектронной последовательности (пропорционально Z^8), и для $Z > 17$ распад становится более вероятным, чем переход $2^3P_2 - 2^3S_1$ ($E1$). Поэтому только $2s^2S_1 - 2p^3P_0$ член $1s2s - 1s2p$ триплета, вероятно, должен оставаться наблюдаемым в спектре высокоободранных ионов с двумя электронами.

В токамаках интенсивность триплета $1s2s - 1s2p\ ^3P_{2,1,0}$ кислорода O VII, как показано на рис. 5.14, может быть увеличена. Для триплетных уровней O VII $n = 2$ лэмбовский сдвиг составляет около 0,1 %. Для того чтобы его измерить с вероятностью около 10^{-2} , требуется точность измерения длины волны 0,02 Å. В установке DITE длины волн ионов O VII

и F VIII были измерены приблизительно с этой точностью [130]. Обнаружилась разница между экспериментальными данными и лучшими значениями, вычисленными теоретически [39, 47]. Для ионов с более высокими Z , например с $Z = 20$, ситуация еще более обнадеживающая, так как точность $0,01 \text{ \AA}$ позволит выделить лэмбовский сдвиг в системе с двумя электронами с точностью 10^{-3} .

Несмотря на то что триплетные переходы с $n = 2$ для $Z > 10$ до сих пор еще не наблюдались в токамаке, нет оснований сомневаться в способности этих источников давать двухэлектронный спектр с высокой излучательной способностью. Точные измерения длин волн этих линий позволят провести наиболее интересную проверку квантовой электродинамики для электронов в сильном кулоновском поле.

Глава 6. ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА

Эванс

6.1. ВВЕДЕНИЕ

Все диагностические методы, основанные на прохождении электромагнитного излучения через плазму, зависят от степени когерентности зондирующего луча. Ранее имеющиеся в наличии квазикогерентные микроволновые источники позволили успешно развить интерферометрию, провести измерение фарадеевского вращения и осуществить турбулентное рассеяние в диапазоне сантиметровых и миллиметровых длин волн. Требование когерентности ограничивало использование этих источников в диапазоне более коротких длин волн. Этот диапазон стал доступен исследователю только после 1960 г. с появлением лазерных источников излучения.

Гауссова оптика позволяет соответствующим образом описать распространение когерентного излучения [71], а взаимодействие его с плазмой, включая рассеяние электронами, можно объяснить рефракцией в терминах фазовых сдвигов.

В магнитном поле плазма ведет себя как двоякопреломляющая оптически активная среда; распространение поперек поля является чисто двоякопреломляющим, вдоль поля – чисто оптически активным. Можно показать [60], что для любого направления распространения существуют две характерные волны с разными фазовыми скоростями, поляризации которых ортогональны и не меняются при распространении. Луч, распространяющийся в произвольном направлении, можно разложить на две компоненты, которые будут иметь различные фазовые скорости, определяемые соответствующими коэффициентами преломления. Луч, прошедший через плазму по отношению к лучу, прошедшему аналогичное расстояние в вакууме, будет иметь измененные поляризацию и фазу. Измерения поляризации и фазовых сдвигов лежат в основе определения магнитных полей методом фарадеевского вращения и электронной плотности плазмы с помощью интерферометрии. Эти же процессы, хотя и не столь очевидно, лежат в основе томсоновского рассеяния. Ниже приведено краткое описание этих трех методик.

6.2. ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ

Рефракция и сфера Пуанкаре. Фарадеевское вращение можно рассмотреть с помощью единичной сферы Пуанкаре [10, 60], точки на поверхности которой соответствуют любым возможным состояниям оптической поляризации следующим образом. Если поляризованный свет, распространяющийся в направлении $+Z$, имеет эллиптичность $\chi = \text{tg}^{-1} b/a$ и угол ψ между главной осью эллипса и координатой x (рис. 6.1), тогда χ , ψ определяют единственную точку, имеющую следующие картезианские координаты (параметры Стокса) на поверхности единичной сферы:

$$\begin{aligned} S_x &= \cos 2\chi \cos 2\psi; \\ S_y &= \cos 2\chi \sin 2\psi; \\ S_z &= \sin 2\chi. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Можно видеть, что ортогональные поляризации занимают диаметрально противоположные точки на сфере с плоскостью поляризации, расположенной в экваториальной x - y -плоскости, а правые и левые круговые поляризации располагаются на северной (+) и южном (-) полюсах соответственно. Линия долготы представляет геометрическое место всех эллипсов с углом ψ , а линия широт – всех эллипсов, имеющих фиксированную форму χ , но любые ориентации.

Будучи ортогональными, две характеристические волны в соответствии со сказанным во введении определены на оси, проходящей через центр сферы, и можно показать, что изменение поляризации при распространении волны может быть представлено на сфере Пуанкаре вращением вокруг этой оси, равным разнице фазы $\varphi = \frac{\omega}{c} L (\mu_1 - \mu_2)$, где ω – оптическая угловая частота; c – скорость света; L – геометрический путь распространения, а μ_1 и μ_2 – характеристические коэффициенты преломления. Для однородной среды, если единичный вектор \mathbf{n} направлен вдоль оси вращения, а \mathbf{u} – единичный вектор, определяющий исходное направле-

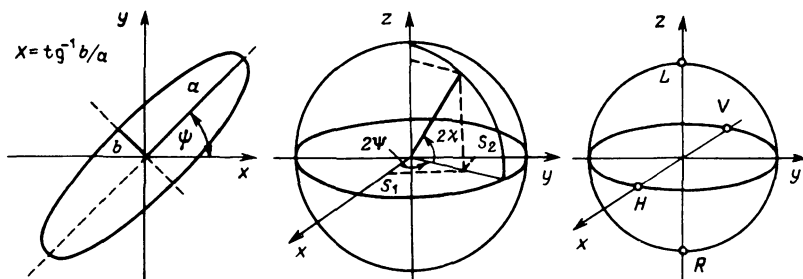


Рис. 6.1. Колебательный эллипс электрического вектора поляризованной волны, обозначающий параметры ψ и χ , на основании которых вычисляются параметры Стокса S_1 , S_2 и S_3 , определяющие сферу Пуанкаре:

H – горизонтальная поляризация, V – вертикальная; L и R – левая и правая круговые поляризации

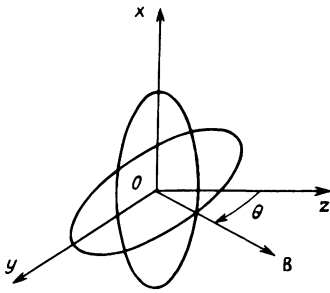


Рис. 6.2. Характерные волны в плазме с магнитным полем. Излучение распространяется в направлении z . Вектор \mathbf{B} лежит в плоскости y - z с углом θ по отношению к оси z

ние поляризации волны до плазмы, приобретенное направление поляризации определяется вектором

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u} \cos \varphi + \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} (1 - \cos \varphi) \mathbf{n} + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}) \sin \varphi. \quad (6.2)$$

Характеристические волны в магнитоактивной плазме. Предполагая, что магнитное поле \mathbf{B} лежит в плоскости y - x и составляет угол θ с направлением распространения излучения z , можно показать, что характеристические волны имеют эллиптическую поляризацию с осями, расположенными вдоль координатных осей x и y (рис. 6.2).

В [17] введен параметр F :

$$\frac{1}{F} = \frac{\Omega_c}{2(1 - \Omega_p^2)} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta}, \quad (6.3)$$

позволяющий написать уравнение Эплитона–Хартри [38] для характеристических коэффициентов преломления:

$$1 - \mu^2 = \frac{\Omega_p^2}{1 \pm (\Omega_{c\parallel}/F)[(1 + F^2)^{1/2} \mp 1]}, \quad (6.4)$$

где $\Omega_p \equiv \omega_{pe}/\omega$; $\Omega_{c\parallel} \equiv (\omega_{ce}/\omega) \cos \theta$, а ω_{pe} и ω_{ce} – соответственно электронная плазменная и электронная циклотронная частоты.

Поляризацию волны можно записать в виде [38]

$$\operatorname{tg} \chi \equiv \frac{E_x}{E_y} = i \frac{\Omega_p^2 \mp (1 - \mu^2)}{(1 - \mu^2) \Omega_{c\parallel}} = i \frac{(1 + F^2)^{1/2} \mp 1}{F}. \quad (6.5)$$

Отсюда следует, что разность фаз между координатами x и y равна $(1/2)\pi$, а главная ось эллипса лежит в направлении x [10]. Координаты на сфере Пуанкаре найдем из соотношения

$$\sin 2\chi = \mp \frac{F}{(1 + F^2)^{1/2}}; \quad \cos 2\chi = \frac{1}{(1 + F^2)^{1/2}}, \quad (6.6)$$

$\psi = (1/2)\pi$ или 0.

Излучение, проходящее через однородную замагниченную плазму, будет изменять свою эллиптичность и направление поляризации. В слу-

чае $F \gg 1$ характеристические волны имеют почти чисто правую и левую круговую поляризацию. В этом случае при распространении волны эллиптичность остается постоянной, а изменяется угол эллипса. В частности, излучение, первоначально плоскополяризованное, испытывает только вращение плоскости поляризации. Этот эффект принято называть фарадеевским вращением.

Эффект Фарадея. Для $F \gg 1$ из уравнения (6.4) находим коэффициенты преломления характеристических волн

$$1 - \mu^2 \approx \Omega_p^2 (1 \pm \Omega_{c\parallel})^{-1},$$

и угол ψ/L , на который поворачивается плоскость поляризации при прохождении единицы длины в плазме,

$$\begin{aligned} \frac{\psi}{L} &= \frac{\varphi}{2L} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} (\mu_1 - \mu_2) = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \frac{\Omega_p^2 \Omega_{c\parallel}}{1 - \Omega_{c\parallel}} \approx \\ &\approx \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \Omega_p^2 \Omega_{c\parallel} = 2,64 \cdot 10^{-13} \lambda^2 n_e B \end{aligned}$$

при условии $\Omega_{c\parallel}^2 \ll 1$; λ — в см; n_e — в см³.

В [82] было показано, что при $F \gg 1$ влияние магнитного поля на дисперсию, т.е. на зависимость μ от ω , просто сводится к сдвигу на величину ларморовской частоты $\pm (1/2) \omega_{ce\parallel}$ без изменения ее формы.

Условием $F \gg 1$ нельзя пользоваться без предварительного доказательства его применимости в каждом конкретном случае. Например, при измерении CD₃F-лазером ($\lambda = 1,22$ мм) фарадеевского вращения в плазме с $B = 3$ Т F становится меньше единицы уже при θ больше 80°. В этом случае плоскополяризованная волна будет появляться на выходе с примесью эллиптической компоненты, перпендикулярной плоскости поляризации падающей волны, что будет мешать измерению истинного вращения плоскости поляризации.

Чтобы гарантировать применимость указанного приближения, необходимо использовать как можно более короткую длину волны, даже в том случае, когда угол фарадеевского вращения пропорционален λ^2 . На практике подавление эллиптичности бывает, как правило, более существенно, чем измерения больших углов вращения. Однако измерение малых углов вращения плоскости поляризации является предметом высокого экспериментального искусства. Используются два различных подхода. Один основан на отношениях амплитуд, другой — на фазовых сдвигах.

Метод отношения амплитуд (полутеневого угол). Полное описание метода отношения амплитуд приведено в [29]. После прохождения плазмы плоскополяризованный зондирующий луч интенсивности I_0 разделяют на две равные части поляризационным делителем. Каждая часть, как показано на рис. 6.3, смешивается с лучом, ориентированным поляризатором на угол $(1/2)\epsilon$ относительно плоскости, перпендикулярной плоскости исходной поляризации. Угол $(1/2)\epsilon$ [39] называют полутеневым углом.

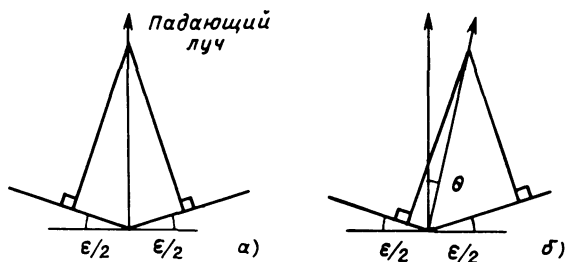


Рис. 6.3. Полутеневого метод для измерения фарадеевского вращения. Анализаторы установлены со смещением на угол $(1/2)\epsilon$ от перпендикуляра к направлению падающего луча:

а – нет вращения; *б* – вращение на малый угол

Если плоскость поляризации не испытала вращения, сигнал в каждом из двух каналов будет $(1/2)I_0 \sin^2 (1/2)\epsilon$. Вращение на угол θ даст увеличение сигналов $I_{\pm}(\theta) = (1/2)I_0 \sin^2\left(\frac{1}{2}\epsilon \pm \theta\right)$ и отношение

$$R = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \frac{\sin \epsilon \sin 2\theta}{1 - \cos \epsilon \cos 2\theta},$$

которое не зависит от падающей мощности I_0 и изменяется в пределах ± 1 . Чувствительность этого метода к малым углам вращения определяется наклоном кривой при $\theta = 0$:

$$\left. \frac{dR}{d\theta} \right|_{\theta=0} = \frac{2 \sin \epsilon}{1 - \cos \epsilon}.$$

В литературе описаны приборы [13, 20], позволяющие измерять вращение плоскости поляризации на углы порядка $\pm 45^\circ$. В этом случае

$$R = \sin 2\theta, \text{ а } \left. \frac{dR}{d\theta} \right|_{\theta=0} = 2.$$

Однако более чувствительными являются приборы, в которых $(1/2)\epsilon < 45^\circ$. Чувствительность к малым изменениям плоскости вращения равна

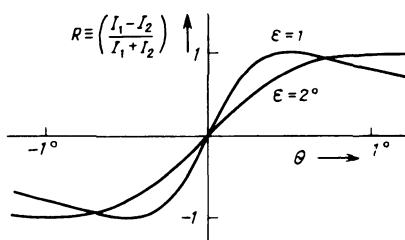
$$\left. \frac{dR}{d\theta} \right|_{\theta=0} = 4/\epsilon. \text{ Из рис. 6.4 следует, что выбирать } (1/2)\epsilon \text{ меньше ожидае-$$

мого значения θ нецелесообразно, так как наилучший выбор $(1/2)\epsilon$ будет при двойном значении ожидаемого максимального угла вращения.

Минимальное вращение θ , которое можно измерить этим методом, в основном определяется шумами детектора. В некоторых случаях чувствительность может ограничиваться несовершенным двоякопреломляющим окном или диапазоном углов, при которых излучение падает на анализатор.

Метод модуляции поляризации. Совершенно другой подход к измерению малых фарадеевских углов вращения, основанный на модуляции угла поляризации падающего излучения, предложен в [48]. Вопросы, свя-

Рис. 6.4. Анализ полутеневого углового метода. I_1 и I_2 — интенсивности лучей, прошедших сквозь анализаторы, установленные со смещением на угол $(1/2)\epsilon$; θ — угол вращения поляризации зондирующего луча



занные с измерением в токамаке полоидального поля и его радиального распределения с помощью фарадеевского вращения, достаточно хорошо освещены в [15, 17, 64]. Впервые данная техника успешно была применена на установке TFR [49].

Модулятор представляет собой диск из материала, достаточно прозрачного для зондирующего излучения с умеренной вердетовской константой. Диск помещен внутри катушки, так чтобы зондирующий плоскополяризованный луч проходил сквозь него до входа в плазму. В [8, 31] для модуляции излучения HCN-лазера с длиной волны 337 мкм был применен ферритовый диск, который, имея необходимую толщину, поглощал до 80 % падающей мощности. Высокочастотный ток, протекающий по катушке, вызывает колебания плоскости поляризации с угловой амплитудой α , равной нескольким градусам. Детектор регистрирует зондирующий луч через анализатор, установленный перпендикулярно его начальной плоскости поляризации. Выходной сигнал детектора

при малых углах α пропорционален $I_0 \sin^2(\alpha \sin \omega t) \approx \frac{1}{2} I_0 \alpha^2 (1 - \cos 2\omega t)$. Плазма вызывает добавочное вращение плоскости поляризации θ . В результате сигнал детектора будет $I_0 \sin^2(\theta + \alpha \sin \omega t)$ или приблизительно для малых α и θ — $I_0 [\theta^2 + \frac{1}{2} \alpha^2 (1 - \cos 2\omega t) + 2\alpha\theta \sin \omega t]$. Сравнение данного выражения с выражением, полученным без плазмы, показывает, что плазма дает член с частотой модуляции ω : $I = I_0 \cdot 2\alpha\theta \sin \omega t$, который можно эффективно выделить на выходе детектора с помощью синхронного усилителя, связанного с опорным ВЧ-генератором.

В экспериментах на TFR теоретическая точность измерения ограничивалась шумами детектора [49] и составляла 0,6 мрад при частоте модуляции 100 Гц и детекторе из GaAs. Практически из-за шумов усилителя удавалось измерять углы около 1 мрад.

Амплитудно-независимая модуляция поляризации. Несмотря на то что описанный выше метод отличается от полутеневого, он является амплитудно-зависимым, и результаты измерения в большой степени зависят от стабильности амплитуды зондирующего излучения. Кроме того, вибрация отдельных элементов прибора на частоте, близкой к частоте модуляции, будет также давать вклад в фарадеевское вращение. Авторами [19] был предложен способ изменить конструкцию прибора, позволяющий полностью исключить влияние нестабильности интенсивности зон-

дирующего луча, основанный на преобразовании измерения вращения в измерение фазовых сдвигов. Существенным шагом явилось устранение влияния колебаний малой амплитуды, накладывающихся на плоскость поляризации вследствие полного вращения на 2π . Это легко достигается наложением лучей, имеющих правую и левую круговую поляризацию и отличающихся по частоте на $\Delta\omega$. В результате плоскость плоскополяризованного излучения приобретает вращение с частотой $(1/2)\Delta\omega$. Такой луч, наблюдаемый через анализатор квадратичным детектором, дает компоненту $\cos \Delta\omega t$. Фарадеевское вращение плазмы проявляется как фазовый сдвиг в виде $\cos(\Delta\omega t + \theta)$. При условии, что частота вращения выбрана так, что справедливо условие $|(2\pi/\Delta\omega)d\theta/dt| < \pi$, значение θ можно получить из временных сдвигов сигналов с плазмой и без нее, т.е. аналогично процедуре, представленной в [74] для интерферометрии, с сохранением всех ее преимуществ.

Фазовые сдвиги можно определить методом вращающейся решетки [74] или расстройкой пары оптически накачиваемых лазеров, как это сделано в [81].

6.3. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Фазовый сдвиг, не зависящий от магнитного поля. Лабораторная интерферометрия была разработана для измерения распределения плотности плазмы и базируется на измерении коэффициента преломления плазмы по отношению к свободному пространству, а не на определении разницы коэффициентов преломления характеристических волн, как это делается при измерении фарадеевского вращения. При выборе длины волны зондирующего излучения приходится сталкиваться с несколькими противоречивыми требованиями. Интерферометр измеряет разницу фазы $\Delta\varphi = 2\pi\lambda^{-1}L(1 - \mu)$. При использовании коротковолнового излучения μ хорошо аппроксимируется зависимостью $1 - (1/2)\Omega_p^2$ и разность фаз определяется простым выражением $\Delta\varphi = r_e \lambda L n_e$, где r_e — классический радиус электрона; n_e — плотность электронов; L — пройденное волной расстояние. Однако чувствительность в этом случае невысока. Использование длинноволнового излучения позволяет регистрировать достаточно много интерференционных полос с максимальной чувствительностью вблизи предела непрозрачности, т.е. вблизи плазменной частоты. В этом случае, однако, имеется опасность появления сильной рефракции, а также возникают трудности в интерпретации результатов измерения. Анализ уравнения (6.4) показывает, что можно использовать длинноволновое излучение, если зондирующий луч распространяется, как обыкновенная волна ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$), перпендикулярно магнитному полю \mathbf{B} . В этом случае $\mu^2 = \mu_0^2 = 1 - \Omega_p^2$. В токамаке, где \mathbf{B} близко к тороидальному, а лучи интерферометра лежат в плоскости поперечного сечения плазмы, эти условия легко выполняются.

Интерферометры для исследования магнитно-удерживаемой плазмы обычно собирают по схеме Майкельсона или Мак-Зендера [3, 44]. На рис. 6.5 показана типичная примитивная конструкция, состоящая из пары делителей и пары зеркал. Первый делитель (ответвитель) делит

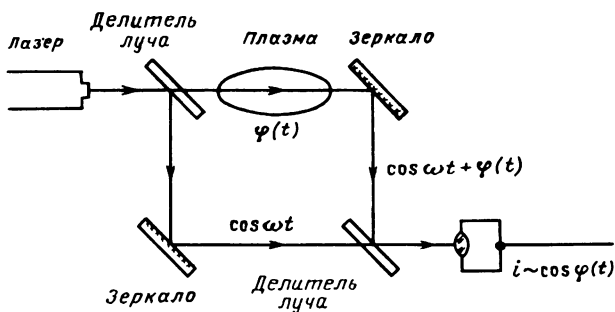


Рис. 6.5. Простой интерферометр Мак-Цендера, зондирующий луч образует биения с опорным лучом на квадратичном детекторе, который дает ток, пропорциональный косинусу фазового сдвига

когерентный луч лазера на два канала, один из которых, проходя через исследуемую плазму, приобретает по отношению к другому фазовый сдвиг $\varphi(t)$. Затем они соединяются на втором делителе (смесителе) и подаются на квадратичный детектор, ток которого $i \sim A \cos \varphi(t)$.

Выделенная $\varphi(t)$, а следовательно, и временная зависимость плотности, определяемая по току детектора, имеют нежелательную зависимость от амплитуды A , которая сама может меняться во времени. Эта зависимость еще более усложняется неоднозначностью косинуса относительно аргумента, что не позволяет определить, уменьшается или увеличивается φ_x или происходит изменение ее знака. Такой прибор также чувствителен к вибрации отдельных элементов конструкции, которые, изменяя длину плеч, вызывают модуляцию фазового сдвига. Применяя фазовую модуляцию, удалось устранить амплитудную зависимость и неоднозначность. Позднее были найдены также средства, позволяющие исключить и вибрацию.

Фазовая модуляция: интерферометр с индикацией типа "Зебра". О сложности в интерпретации исходных интерференционных данных можно судить по произвольному ходу интерференционных полос в процессе разряда, показанном на рис. 6.6, а. Элегантное решение, позволяющее устранить неоднозначность, было продемонстрировано в работе [33], в которой авторы, используя разработанную технику фазовой модуляции, получили на экране осциллографа картину, напоминающую "полосы зебры". Фазовый сдвиг в единицах $(1/2)\lambda$ (рис. 6.6, б) можно непосредственно измерить на изображении "полос зебры". Регистрация дает однозначность возвратов при измерении оптической длины пути и не зависит от амплитуды полосы.

Примененный в трехзеркальном интерферометре [4] метод заключается во внесении контролируемых изменений в оптическую длину пути плеча интерферометра, охватывающего плазму. Зеркало в этом плече колеблется под действием внешнего задающего генератора. Одновременно напряжение генерации подают на вход $У$ осциллографа. Интерференционные полосы, генерируемые движущимся зеркалом, непосредственно на экране осциллографа не отображаются, а используются для модуля-

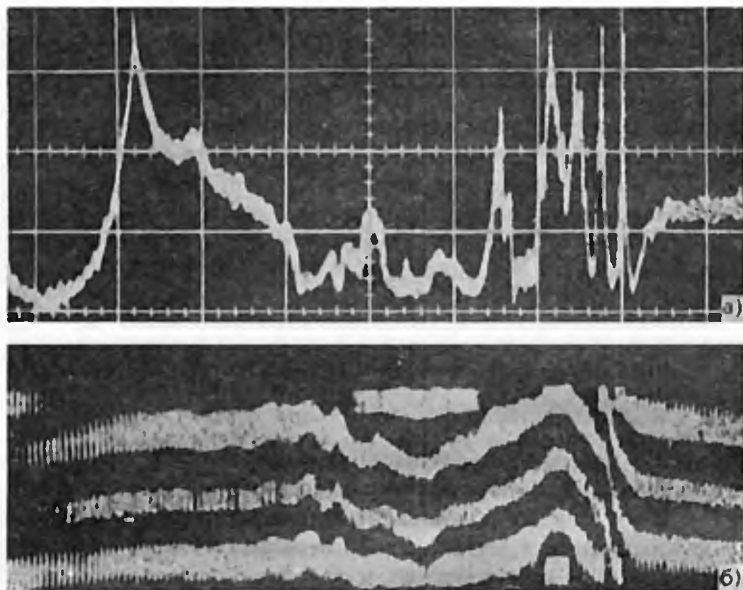


Рис. 6.6. Необработанный выходной сигнал интерферометра (а) и отображение в виде "полос зебры" (б) для одного и того же разряда [33]

ции яркости луча. Каждая вспышка луча соответствует максимуму полосы. В результате образуется разорванный след, состоящий из линии светящихся точек. Так как полосы привязаны к форме колебаний генератора, то каждая m -я полоса на экране осциллографа будет всегда высвечиваться в одном и том же месте координаты Y . Если скорость горизонтальной развертки осциллографа мала по сравнению с частотой генерации задающего генератора, то яркие точки, соответствующие m -й полосе, сольются в горизонтальные полосы. Таким образом, при регистрации процесса на экране осциллографа возникает серия полос, расстояние между которыми соответствует изменению оптической длины пути в интерферометре на $\lambda/2$. Подобная осциллограмма показана на рис. 6.6, б.

Сделаем количественные оценки. Условие для интерференционного максимума или вспышки на экране осциллографа таково, что полный оптический путь, состоящий из геометрического пути L , части, добавленной генератором, $l_0(t)$ и вклада от плазмы $l_p(t)$, равен целому числу, умноженному на $\lambda/2$:

$$L + l_0(t) + l_p(t) = m \left(\frac{\lambda}{2} \right).$$

Осциллограф отображает форму колебания генератора

$$y = \text{const } l_0(t),$$

которая становится равной $y = \text{const } [m(\lambda/2) - l_p(t) - L]$ для интерфе-

ренционной полосы или светящейся точки. Здесь L — константа смещения, которой можно пренебречь.

Без плазмы положение светящейся полосы равно $y = \text{const } m(\lambda/2)$ и расстояние между полосами пропорционально $\lambda/2$. При наличии плазмы смещение каждой полосы в направлении y отслеживает изменение фазового сдвига, происходящего в процессе разряда, а серия полос дает калиброванный масштаб, относительно которого смещение может быть измерено в единицах $\lambda/2$. При этом максимальная скорость изменения фазы должна быть не более одной полосы за период колебания зеркала.

Чувствительность метода определяется долей полосы, которую можно зарегистрировать. Ее можно повысить, увеличив отношение длин волн в модифицированной двухлазерной системе. В этом случае короткие длины волн будут давать калиброванный масштаб, а длинные, проходя ту же самую систему зеркал, будут образовывать полосы, по смещению которых можно измерять фазовый сдвиг плазмы.

Более того, двухволновая схема позволяет компенсировать произвольные вибрации элементов прибора, так как выражения для полос двух волн имеют аналогичные добавочные компоненты, вносимые в оптический путь вибраций, а разница между ними уже не зависит от вибрации.

Фазовая квадратура (оптический метод). Схема, которая позволяет решить проблему неоднозначности другим путем, представляет собой квадратурный интерферометр, в котором используются два сигнала, расфазированных друг относительно друга на 90° . В простейшем приборе сигнал детектора $S = A \cos \varphi$, а в квадратурной конструкции сигналы равны $S_1 = A \cos \varphi$ и $S_2 = A \sin \varphi$. Отношение сигналов $S_1/S_2 = \text{tg} \varphi$ не зависит от амплитуды зондирующего излучения. Таким образом, в отличие от простейшей конструкции эта схема свободна от ложных наводок, вызванных рефракционно-индуцированным измерением константы полосы. Первые варианты конструкции квадратурного интерферометра, описанные в [6, 40], использовали два сигнала, взятых из различных частей апертуры луча, и имели существенный недостаток, связанный с некоторой потерей определенности в измерении фазового сдвига. Впоследствии удалось исключить эту неопределенность [14], разделяя поляризационные компоненты луча и формируя из них пары.

На рис. 6.7,а показана модифицированная схема прибора, описанная в [14]. Луч лазера, первоначально плоскополяризованный, в опорном плече преобразуется с помощью четвертьволновой пластины в поляризованный по кругу. Установленная после второго раздвоителя призма Волластона разделяет опорный луч с круговой поляризацией на две взаимно перпендикулярные части, смещенные по фазе на 90° , и одновременно плоскополяризованный зондирующий луч — на две плоскополяризованные компоненты с одинаковой фазой. Образовавшиеся четыре луча смешиваются парами (опорный плюс зондирующий) на двух независимых детекторах, сигналы которых показаны на рис. 6.7,б. Можно видеть, что каждый раз, когда один сигнал равен нулю, другой имеет максимум. Это позволяет измерить амплитуду $A = (S_1^2 + S_2^2)^{1/2}$ в течение всего разряда, что, как было указано, невозможно сделать в простейшей конструкции. Более того, знак $d\varphi/dt$ не имеет более точек неопределенности.

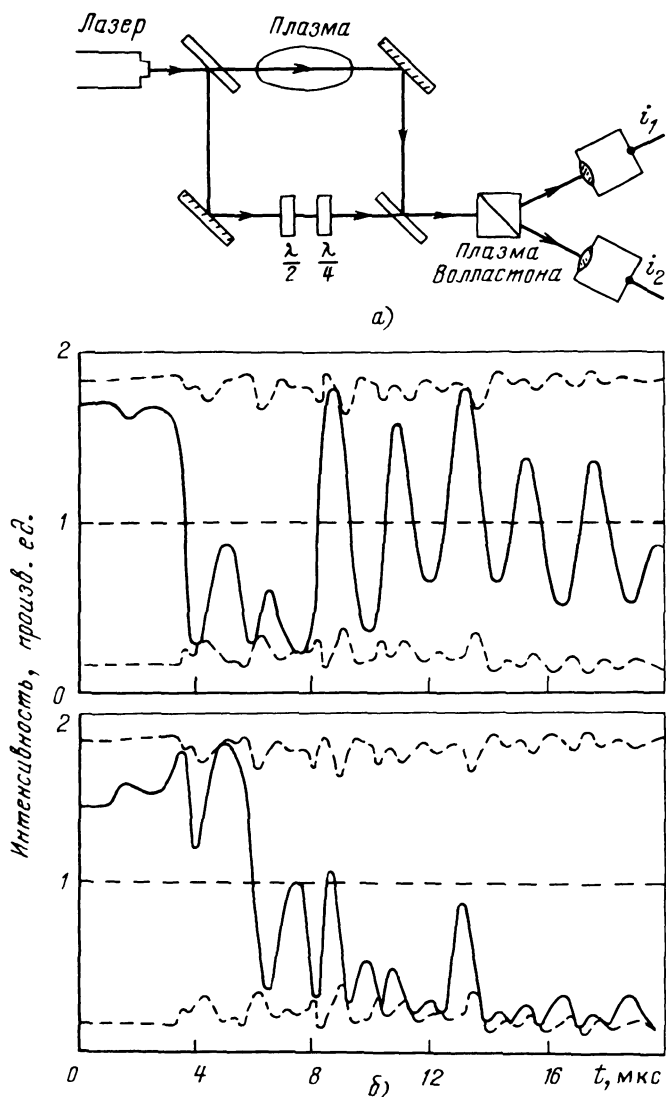


Рис. 6.7. Принципиальная схема фазовой квадратуры [14]. Опорный луч круговой поляризации получается при использовании четвертьволновой пластины. Зондирующий луч остается плоскополяризованным. Полуволновая пластина компенсирует остаточную эллиптичность опорного луча, приобретенную при прохождении делителя и зеркала (а). Квадратурные сигналы детекторов. Штриховые линии – вычисленная огибающая максимума полосы (б) [14]

Заметим, что в стандартных приборах неопределенность в определении фазового сдвига сама является функцией φ , а именно

$$\Delta\varphi = \Delta S / (A \sin \varphi),$$

и расходуется в случае, когда φ кратно π . Наоборот, для квадратурной системы $\Delta\varphi_{rms} = \Delta S / A$ неопределенность одинакова для всех значений фазовых сдвигов.

Фазовая квадратура (электрический метод). Квадратурная техника очень удобна для исследования параметров плазмы. Ее применение желательно расширить для всех зондирующих длин волн. К сожалению, оптическое деление излучения на пары взаимно ортогональных по фазе лучей может быть осуществлено только на длинах волн, для которых имеются необходимые двоякопреломляющие элементы, такие, как четвертьволновые пластины и поляризационные призмы. Универсальная применимость метода может быть достигнута, если квадратура осуществляется электрически на промежуточной частоте, на которой устойчиво работает электроника.

В [5], выполненной на установке D-III, промежуточную частоту получили за счет доплеровского сдвига частоты зондирующего излучения с помощью системы Майкельсона. Другой, более гибкий способ получения частотного сдвига основан на использовании брегговской дифракции акустических волн, возбуждаемых в подходящей прозрачной среде [41, 42]. Зондирующий луч, прошедший плазму, смешивают обычным способом на детекторе с опорным частотно-сдвинутым лучом, пропорциональным $\cos(\omega + \omega_B)t$. Это позволяет получать ток детектора только одной компоненты $i_d \sim \cos(\omega_B t + \varphi)$ достаточно низкой частоты, что важно для устойчивой работы электроники. Имеющиеся в наличии электронные квадратурные фазовые компараторы могут быть применены для деления этого тока на два канала, один из которых сдвинут по отношению к другому по фазе на $\pi/2$. Далее каждый из сигналов смешивается с $\cos \varphi_B t$ брегговской ячейки. Полученные токи $i_1 = A \cos \varphi$ и $i_2 = A \sin \varphi$ находятся в квадратуре совершенно аналогично оптическим сигналам, описанным выше.

Квадратурный интерферометр с компенсацией вибрации. Авторы [35] применили описанный выше принцип для создания CO₂-лазерного квадратурного интерферометра. Прибор был применен на пинче с обращенным полем. Интерферометр имеет промежуточную частоту 40 МГц и встроенный HeNe-лазерный интерферометр для компенсации вибраций.

Как видно из рис. 6.8, экспериментальная схема имеет майкельсоновскую конфигурацию. Гауссов луч лазера с параметрами $P = 5$ Вт и $\lambda = 10,6$ мкм разделяется на два луча с помощью акустико-оптического модулятора (брегговская ячейка). Неотклоненный, нулевого порядка, луч дважды проходит плазму, на смесителе соединяется с опорным частотно-сдвинутым лучом первого порядка и попадает на охлаждаемый жидким азотом CdHgTe инфракрасный детектор, имеющий полосу пропускания 100 МГц.

Лучи HeNe-лазера первого и нулевого порядков, полученные на брегговской ячейке, изготовленной из плотного флинта, направляются со-

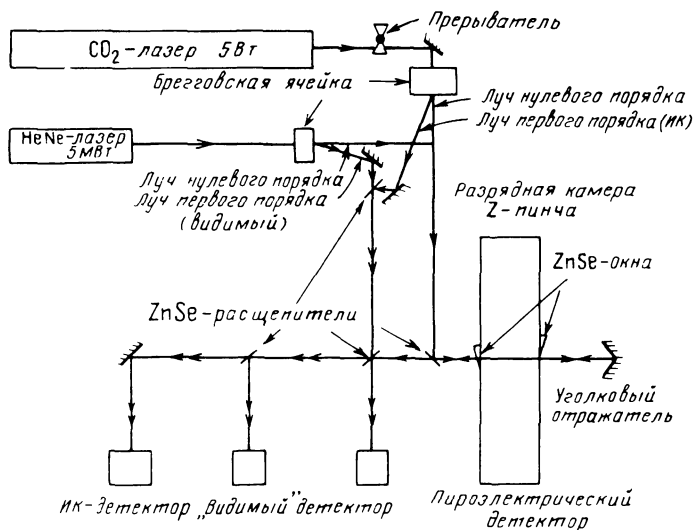


Рис. 6.8. Квадратурный интерферометр с компенсацией вибраций [35]

осно лучам инфракрасного лазера. В схеме используются те же элементы, что и в ИК-диапазоне, т.е. ZnSe-разщепители и покрытые золотом зеркала, на которых образуется интерферометр с длиной волны 0,63 мкм. Использование почти одинаковых оптических путей как в видимой, так и в ИК-области позволило компенсировать возникающие вибрации почти в любом месте прибора. Это удалось сделать потому, что более короткая длина волны относительно менее чувствительна к фазовому сдвигу, вызванному плазмой, и существенно более чувствительна к вибрациям. На рис. 6.9 показаны квадратурные кривые, полученные с помощью 10,6-мкм системы и в видимом свете, а на рис. 6.10,а представлено полное изменение фазы, вычисленное на основе двух систем. Наконец, на рис. 6.10 показан ход средней плотной плазмы, полученный после вычитания вибраций.

Фазово-компенсированный двойной интерферометр. Двойные интерферометры, использующие промежуточную частоту, а вместо квадратуры устройства компенсирующие фазы, были применены на установке TFR [74–76] и Alcator [81]. Эти системы (рис. 6.11) принципиально отличаются способом получения сдвинутой частоты.

На TFR используется доплеровский сдвиг, получаемый отражением луча в добавочном интерферометре с помощью вращающегося зубчатого цилиндра. Изменение частоты $\Delta\omega = kv_1$, которое для отражения почти на 180° относительно радиуса цилиндра можно записать (рис. 6.11,а) в виде

$$\Delta\omega = (4\pi/\lambda) v \sin \beta = 8\pi^2 \lambda^{-1} r N \sin \beta,$$

где N – число оборотов за 1 с. При $\beta = 54^\circ$, $\lambda = 337$ мкм (HCN-лазер), $r = 6$ см и $N = 5$ об/с сдвиг частоты составляет примерно 10 кГц.

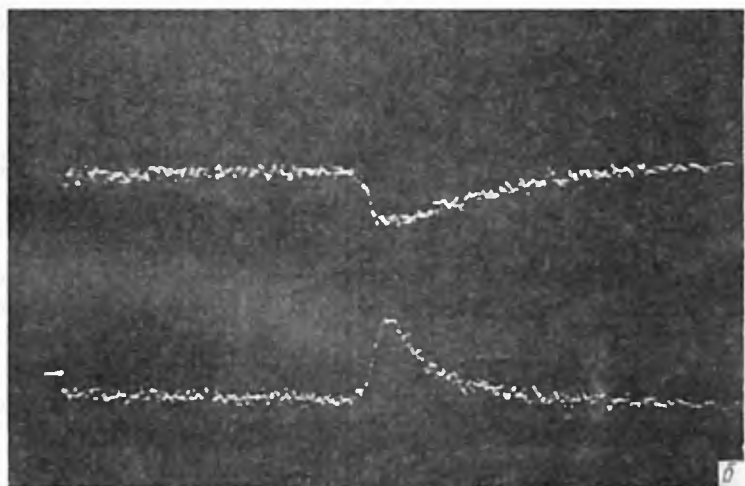
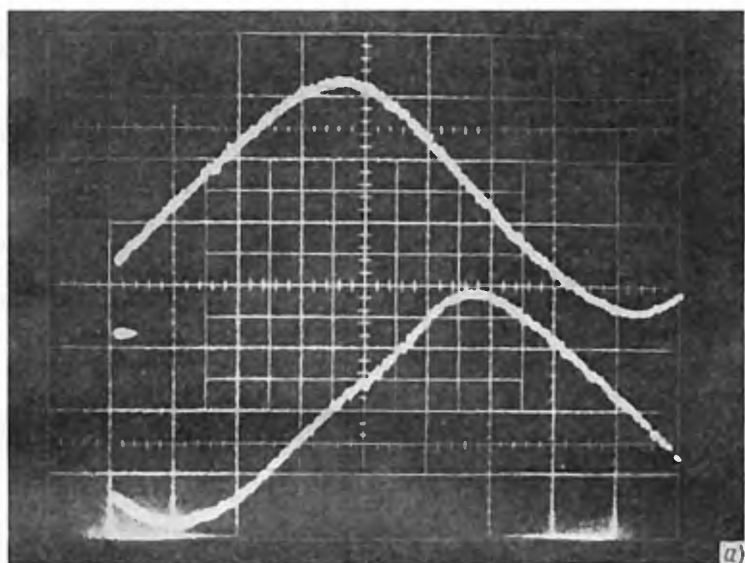


Рис. 6.9. Квадратурные кривые $\cos(\varphi_{pl} + \varphi_{vib})$ и $\sin(\varphi_{pl} + \varphi_{vib})$ для 10,6- и 0,63-мкм интерферометров. Не-Ne-лазерный интерферометр (а) и CO_2 -лазерный интерферометр (б). Масштаб 5 мкс/дел, 0,2В/дел [35]

Два детектора дают сигналы $S_R \approx \cos \Delta\omega t$ и $S \sim \cos(\Delta\omega t + \varphi)$ (рис. 6.12). Время задержки Δt определяет фазовый набег в плазме $\varphi = \Delta t \Delta\omega$. Когда разность фазы между S и S_R становится равной 2π , время задержки достигает максимума, равного $2\pi(\Delta\omega)^{-1}$ – периоду промежуточной частоты, затем падает до нуля и опять растет. Если нанести время задержки в реальном масштабе времени, то отображение этой функции будет выглядеть аналогично картине, представленной на

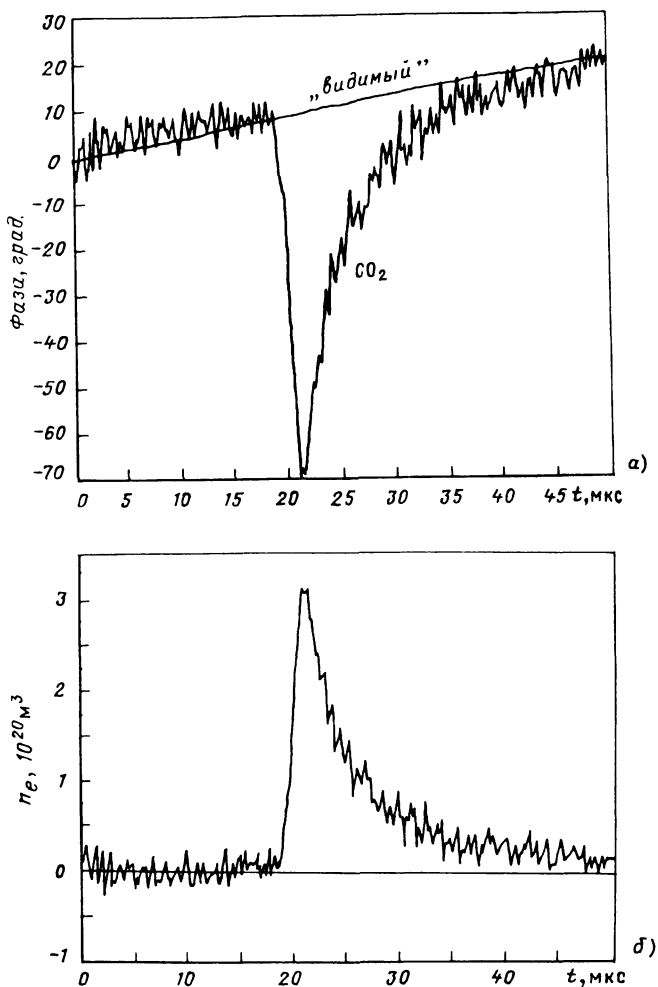


Рис. 6.10. Полное изменение фазы $\varphi_{pl} + \varphi_{vib}$ в градусах для 10,6-мкм и $\frac{0,63}{10,6}$ ($\varphi_{pl} + \varphi_{vib}$) для 0,63-мкм интерферометров (а) [35]. Изменение фазы после вычитания вибраций (б). Результат преобразован в электронную плотность

рис. 6.13. Максимальная чувствительность прибора ограничивается шумами детектора и равна 0,01 полосы.

Для работы прибора необходимо, чтобы условия в плазме оставались сравнительно постоянными в течение одного периода промежуточной частоты, т.е. $\Delta\omega \gg (2\pi/n_e) dn_e/dt$.

Как показано выше, вращающаяся решетка дает сдвиг частоты около 10 кГц. Чтобы исследовать быстрые процессы в плазме, необходима промежуточная частота около 1 МГц. Сотрудники Массачусетского тех-

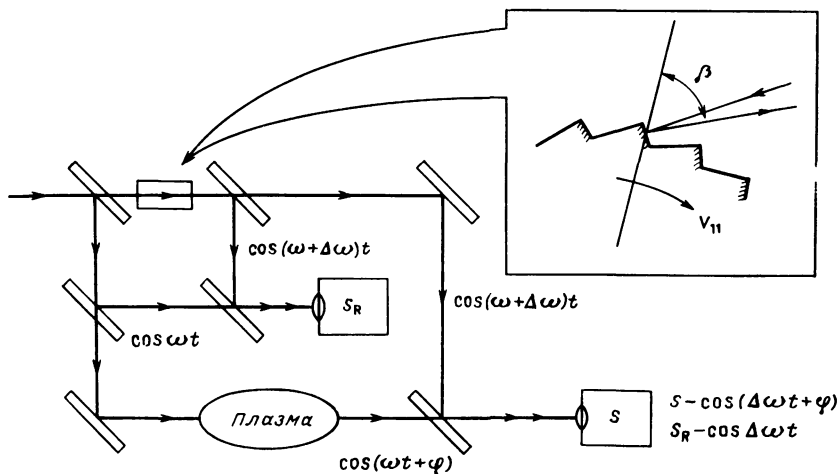


Рис. 6.11. Схематическое изображение фазово-компенсированного двойного интерферометра. Сигнал основного интерферометра S сравнивается по фазе с опорным сигналом S_R . На вставке справа показан механический элемент, обеспечивающий доплеровский сдвиг частоты [74], выполненный в виде вращающегося зубчатого цилиндра, обеспечивающего сдвиг частоты $\Delta\omega = (4\pi/\lambda)v\sin\beta \approx 10$ кГц

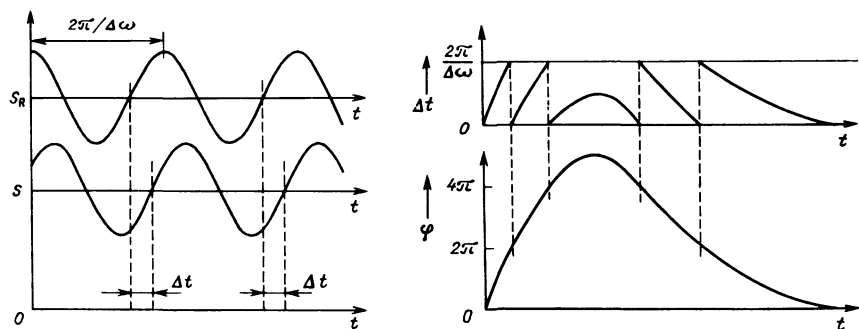


Рис. 6.12. Анализ сигналов фазово-компенсированного интерферометра

$$S \sim \cos(\Delta\omega t + \varphi) \text{ и } S_R \sim \cos \Delta\omega t,$$

где $\Delta\omega$ – частотный сдвиг. Плазма возбуждает фазовый сдвиг $\varphi = \Delta t \Delta\omega$ [75]

Рис. 6.13. Отображение сигнала фазово-компенсированного интерферометра. Нижняя кривая – реальное изменение фазы $\varphi(t)$, верхняя – выходной сигнал интерферометра [52]

нологического института для этого использовали метровые оптические накачиваемые метил-алкоголевые лазеры с длиной волны 119 мкм. Контролируя системой обратной связи разницу размеров резонансных полостей с точностью лучше 1 мкм, эта группа добилась стабилизации разницы частоты порядка $\pm 2\%$.

Многолучевая интерферометрия и интерпретация данных. Многолучевая интерферометрия дает набор линейных интегралов, позволяющих с помощью инверсного преобразования восстановить двухмерное распределение. Для набора параллельных лучей при круговой симметрии распределения плотности необходимую инверсию дает преобразование Абеля [9, 11]. Распределения, имеющие более высокий порядок симметрии или вообще несимметричные, такие, как квази-D-образные, предсказываемые для установки JET, требуют более сложных методов [62].

Авторы [80] обсуждали этот вопрос в терминах стандартного матричного преобразования. Они рассмотрели оптимальное расположение зондирующих лучей и показали, что несимметричное расположение зондирующих лучей всегда приводит к лучшей точности восстановления, чем регулярный набор. Они ввели сглаживание и рассмотрели его влияние на решение, избыточность каналов и точность восстановления. Было показано, что сглаживание можно распространять до тех пор, пока естественные отрицательные статистические корреляции между смежными элементами картины двухмерного источника не начнут исчезать. Ими было также продемонстрировано, что форма источника может быть идентифицирована одинаково хорошо как несколькими, так и десятью каналами при условии, что она соответствует набору, который является частью уже известного семейства функций.

6.4. ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

Рассеяние электронным газом (формфактор рассеяния). Излучение лазера, рассеянное свободными электронами в плазме, содержит информацию о распределении температуры, электронов и ионов, о примесях, магнитном поле и микротурбулентностях. Томсоновское рассеяние являлось предметом многочисленных обзоров [18, 25, 26, 27, 51, 52, 63, 70].

Заряженные частицы плазмы рассеивают падающее на них излучение, но, из-за того что сечение рассеяния обратно пропорционально квадрату массы частицы, вклад ионов в рассеянное излучение незначителен, если не учитывать их влияния на движение электронов. Излучение, рассеянное электронами, является дипольным и имеет дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \sin^2 \varphi.$$

Интегрирование по телесному углу $d\Omega = 2\pi \sin\varphi d\varphi$ дает $\sigma = (8/3)\pi r_e^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$.

Электрон, ускоряющийся в падающем луче лазера, излучает электромагнитную волну, которую вычисляют, используя потенциалы Лиенара–Вихерта в соответствии с классической электромагнитной теорией. Вычисление фазового множителя поля с учетом времени запаздывания и предположения о прямолинейном движении в течение короткого периода времени приводит к появлению дифференциального вектора рассеяния $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ и к доплеровскому сдвигу частоты $\Delta\omega = \mathbf{kv}$, где \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_s – волновые векторы падающего и рассеянного излучения, а \mathbf{v} – мгновен-

ная скорость электрона. Спектр мощности рассеянного потока Пойнтинга находят с помощью преобразования Фурье автокорреляционной функции поля на детекторе (теорема Винера–Хинчина)

$$I = I_0 r_e^2 \sin^2 \varphi n_e l S(\mathbf{k}, \omega). \quad (6.7)$$

Здесь I_0 – мощность падающего лазерного излучения, Вт; n_e – плотность электронов, а l – путь в плазме, на котором происходит рассеяние. Форм-фактор определяется выражением

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi e V} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[i(\omega - \omega_0)\tau] \langle N^*(\mathbf{k}, t) N(\mathbf{k}, t + \tau) \rangle d\tau, \quad (6.8)$$

где V – рассеивающий объем, а $N(\mathbf{k}, t)$ – Фурье-преобразование точечной плотности электронов в этом объеме;

$$N(\mathbf{u}, t) = \sum_{j=1}^N \delta[\mathbf{u} - \mathbf{u}_j(t)].$$

Заметим, что интегрирование $S(\mathbf{k}, \omega)$ по частотному спектру равно

$$S(\mathbf{k}) = \frac{1}{V} \frac{\langle |N(\mathbf{k}, t)|^2 \rangle}{n_e}. \quad (6.9)$$

Простейший случай, для которого можно оценить величину $S(\mathbf{k})$, представляет собой рассеяние Рамана–Натса, в котором рассеяние происходит на периодическом возмущении плотности в виде

$$n(\mathbf{r}) = n_e + \tilde{n}_e \cos \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}.$$

Из преобразования Фурье $n(\mathbf{r})$ имеем

$$n(\mathbf{k}) = \tilde{n}_e V,$$

что дает

$$S(\mathbf{k}) = \frac{1}{V} \frac{\tilde{n}_e^2 V^2}{n_e} = \frac{\tilde{n}_e^2}{n_e} V.$$

Подставляя это выражение в (6.7) и предполагая, что рассеяние происходит в экваториальной плоскости диполя ($\sin \varphi = 1$), получаем

$$I = I_0 r_e^2 \tilde{n}_e^2 l V \Omega,$$

где Ω – телесный угол, в котором собирают излучение. Рассеивающий объем V и телесный угол Ω оцениваются из геометрии рассеяния. Предполагая гауссову оптику, рассеяние из области минимального диаметра луча, полуширину W_0 , рассеивающий объем $V = \pi W_0^2 l$ и телесный угол $\Omega = (1/\pi)(\lambda/2W_0)^2$, получаем интенсивность рассеяния

$$I = \frac{1}{4} I_0 r_e^2 \lambda^2 l^2 \tilde{n}_e^2. \quad (6.10)$$

Это хорошо известный результат, который дает теория Бриллюэна для рассеяния на ультразвуковых волнах.

Томсоновское рассеивание как результат рефракции. Как было замечено во введении, томсоновское рассеивание, так же как фарадеевское вращение и интерферометрия, является следствием того, что среда, в которой происходит распространение луча, обладает дисперсией. Прямым доказательством этого, как будет показано, является то, что результат, ранее выведенный на основании теории Рамана—Натса, можно получить из рассмотрения только рефракции и дифракции [28].

Основная теорема Фурье-оптики [31] вытекает из того факта, что распространение излучения можно полностью описать в терминах интегралов дифракции и что распределение амплитуд в фокальной плоскости по любую сторону от линзы можно представить прямым и обратным преобразованием Фурье:

$$U(\xi, \eta) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} U(x, y) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} (x\xi + y\eta)\right) dx dy.$$

Рассмотрим гауссов пучок, сужающийся в каждой фокальной плоскости. Пусть луч сфокусирован в плазме, где сформировано возмущение в виде монохроматической волны или фазовой решетки в форме $\Delta\varphi \sin(Kx - \Omega t)$, которая располагается перпендикулярно оптической оси и тем самым налагает фазовые сдвиги на излучение, распространяющееся сквозь нее. Вид фазового сдвига зависит от изменения коэффициента преломления, а его значение в плазме равно использованному ранее при описании интерферометрии, а именно: $\Delta\varphi = 2\pi\lambda^{-1}L\Delta\mu = r_e\lambda L\tilde{n}_e$. Таким образом, гауссов луч, испытывающий отражение на фазовой решетке, можно представить в виде

$$U(x, y) \exp[i\Delta\varphi \sin(Kx - \Omega t)] = \frac{U_0}{\pi^{1/2} W_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2W_0^2}\right) \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(\Delta\varphi) \exp[iil(Kx - \Omega t)],$$

где фазовый множитель можно разложить на сумму бесселевых функций. Фурье-преобразование этого выражения позволяет получить $U(\xi + \eta)$, а последнее, умноженное на свое комплексно-сопряженное значение, дает интенсивность. Наконец, в предположении малости фазового сдвига функции Бесселя заменяются разложением по малому аргументу. В результате этой процедуры запишем следующее выражение для распределения интенсивности луча в фронтальной фокальной плоскости объектива:

$$I(u) = (I_0/\pi^{1/2} W_f) \left\{ \exp(-u^2) \left[1 - \frac{1}{2}(\Delta\varphi)^2 \right] + \Delta\varphi \exp\left(-\frac{1}{2}v^2\right) \left\{ \exp\left[-\left(u - \frac{1}{2}v\right)^2\right] - \right.$$

$$\begin{aligned}
 & - \exp\left[-\left(u + \frac{1}{2}v\right)^2\right]\} \cos\Omega t + \left(\frac{1}{2}\Delta\varphi\right)^2 \times \\
 & \times \left\{ \exp\left[-\left(u - v\right)^2\right] + \exp\left[-\left(u + v\right)^2\right] \right\} + \dots \left. \right\}, \quad (6.11)
 \end{aligned}$$

где W_f – характерный размер луча в фокальной плоскости; $u \equiv \xi/W_f$ – нормализованная на W_f координата фронтальной плоскости; v – безразмерный параметр, связанный с размером пятна в области перетяжки луча в плазме W_0 ; волновое число фазовой модуляции K найдем из соотношения $v \equiv KW_0$.

Первый из приведенных членов не зависит от времени и описывает несколько ослабленный проходящий луч. Небольшое ослабление можно рассматривать как потерю излучения основного луча; оно проявляется в трезем из трех основных членов. Последний член пропорциональный

$$\left(\frac{1}{2}\Delta\varphi\right)^2 = \frac{1}{4}r_e^2\lambda^2L^2\tilde{n}_e^2,$$

может представлять собой томсоновское рассеяние гауссова луча монохроматической волной электронной плотности. Пространственный профиль этого члена, который заключен в фигурные скобки, состоит из двух гауссовских максимумов, расположенных симметрично по обе стороны основного луча, соответственно при $u = \pm v$. Легко показать, что выражение $u = \pm v$ для малых рассеивающих углов θ эквивалентно брегговскому соотношению $K =$

$$= 4\pi\lambda^{-1}\sin\frac{1}{2}\theta.$$

Заметим, что этот член получен независимо на основе рассуждений, базирующихся исключительно на рефракции и дифракции.

Формфактор для тепловой равновесной плазмы в отсутствие поля. Основное выражение формфактора $S(\mathbf{k}, \omega)$ для термализованной плазмы без магнитного поля вычислено на основании дисперсионной теоремы Найквиста в работе [21]. Это выражение получено также на основе кинетической теории плазмы [2, 61, 30, 37]. Показано, что в терминах диэлектрической восприимчивости электронов и ионов, соответственно G_e и G_i , формфактор можно представить в виде

$$S(k, \omega) = (|1 - G_i|^2 F_e + Z|G_e|^2 F_i) / |1 - G_e - G_i|^2, \quad (6.12)$$

где F_e и F_i – максвелловские функции распределения электронов и ионов. Величины G_e и G_i пропорциональны дисперсионной функции плазмы [32] (рис. 6.14):

$$W(x) = 1 - 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt - i\pi^{1/2} x \exp(-x^2)$$

$$c \quad G_e = -a^2 W \quad \text{и} \quad G_i = -Z(T_e/T_i)a^2 W.$$

Здесь Ze – заряд иона; T_e и T_i – электронная и ионная температура соответственно; $a \equiv (k\lambda_D)^{-1}$ – отношение характерного масштаба длины k^{-1} к дебаевской длине λ_D ; переменная $x \equiv \omega/(kv)$; v – тепловая скорость.

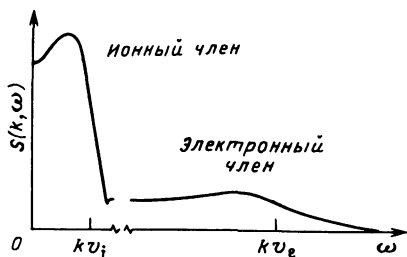
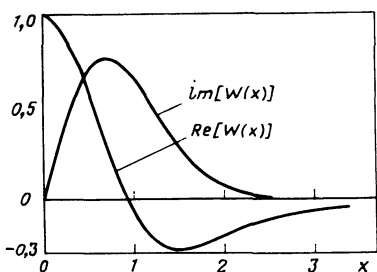


Рис. 6.14. Реальные и мнимые части дисперсионной функции плазмы $W(x)$

Рис. 6.15. Частотный спектр рассеянного излучения термализованной плазмы

Форм-фактор частотного распределения имеет следующие основные особенности, показанные на рис. 6.15. Широкий малой амплитуды максимум обуславливается в основном первым членом уравнения (6.12), а узкий высокий максимум дается вторым членом. Их соответственно называют электронным и ионным членами. Когда параметр $\alpha \ll 1$, ионный член практически отсутствует и $S(k, \omega) = F_e$. Когда параметр $\alpha \gg 1$, ионный член доминирует в спектре.

При условии, что

$$\beta^2 \equiv \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} Z\left(\frac{T_e}{T_i}\right) < \frac{-1}{\text{Re}[W(x)]_{\min}} \approx 3,5,$$

форм-фактор можно аппроксимировать [61]:

$$S(k, \omega) = a_e \Gamma_\alpha(a_e x) + Z[\alpha^2/(1 + \alpha^2)]^2 \Gamma_\beta(x).$$

Здесь

$$a_e^2 \equiv (m_e/M)T_e/T_i; \quad \Gamma_\alpha, \beta(u) \equiv |1 + (\alpha, \beta)^2 x$$

$$\times Wu|^2 \exp(-u)^2 cx \equiv \omega/(kv_i).$$

На рис. 6.16 показана зависимость спектрального распределения ионного члена от параметра β . При β малом она почти гауссова с шириной kv_i , позволяющей измерять ионную температуру T_i . Если β лежит в пределах $1 < \beta < \sqrt{3,5}$, ионный член при $\alpha \sim 1$ имеет максимум на ионной плазменной частоте $\pm \omega_{pi}$ и при увеличении переходит в выражение, характерное для ионно-звуковых волн на частоте $k(KT_e Z/M)$.

В течение более чем 10 лет эксперименты, в которых использовался мощный импульс рубинового лазера, подтвердили детали равновесной тепловой теории. Большинство из них описано в [70]. Последние достижения лазерной техники позволили использовать импульсные CO_2 -лазеры, [57, 59]. В работе описано успешное измерение теплового ионного спектра водородной дуги с помощью 20-ваттной CO_2 -системы.

На рис. 6.17 приведены результаты измерения $S_i(\omega, k)$, сделанные за один разрядный импульс на плазменном фокусе с помощью импульс-

Рис. 6.16. Коллективное рассеяние ионного члена, показывающее зависимость его от α и отношения температур T_e/T_i . $\Gamma_\beta = \exp(-x^2)/|1 + \beta^2 W(x)|^2$; $x \equiv \omega/(k v_i)$; $\beta^2 \equiv \alpha^2/(1 + \alpha^2) \bar{Z} T_e/T_i$; $W(x)$ – плазменная дисперсионная функция

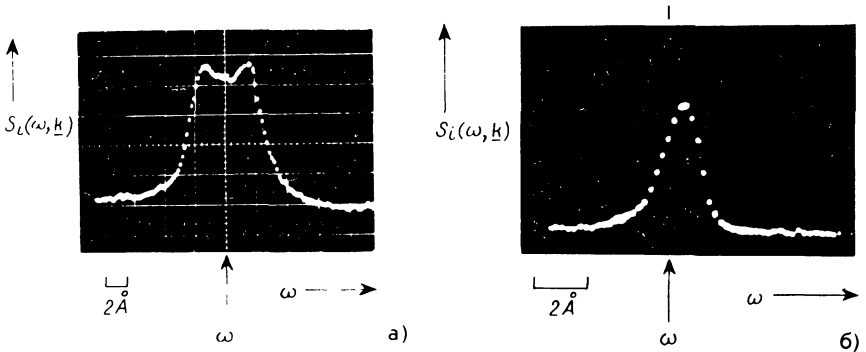
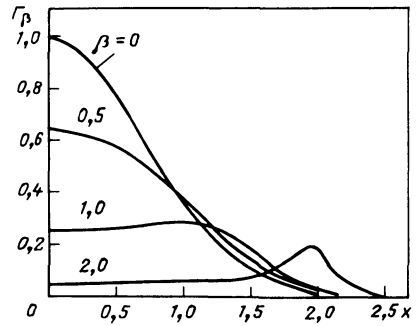


Рис. 6.17. Вид функции S_i , полученной за один разряд плазменного фокуса в Калэме с помощью рубинового лазера и многоканального оптического анализатора: a – вектор $k = 6,9 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ перпендикулярен j ; угол рассеяния $\theta = 45^\circ$. Интенсивность S_i приблизительно соответствует тепловой [47]; b – вектор $k = 1,26 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ параллелен j ; $\theta = 8^\circ$. Около 30 тепловых интенсивностей

ного рубинового лазера и стробируемого многоканального оптического анализатора [47].

Примеси. Теория может быть развита для описания плазмы, состоящей более чем из одной компоненты ионов. Формфактор для рассеяния на примесях принимает вид [23]

$$S(k, \omega) = \frac{|1 - \Sigma G_j|^2 F_e + |G_e|^2 (1/n_e) \Sigma Z_j^2 N_j F_j}{|1 - G_e - \Sigma G_j|^2}, \quad (6.13)$$

где G_j – восприимчивость ионов j -го типа; N_j – число ионов j -го типа; F_j – их распределение по скоростям. Умеренные уровни примесей могут давать поразительные изменения в частотном спектре. Например, водородная плазма, содержащая 5% полностью ободранных ионов кислорода, будет иметь доминирующие признаки кислорода. Авторы [72], используя вышеприведенное выражение для описания водородо-дейтериевой плазмы, в которой относительное содержание двух компонент варьировалось от чистого водорода до чистого дейтерия, получили результат, пока-

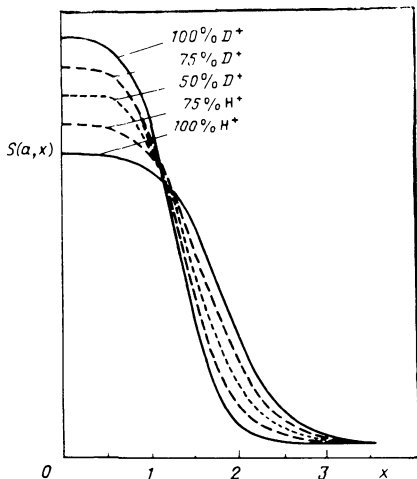


Рис. 6.18. Вид функции $S(a, x)$ для плазмы, состоящей из водорода и дейтерия. Относительная концентрация двух компонент варьируется в соответствии с обозначениями на рисунке; $T_e = T_i$; $\alpha = 1$; $x \equiv \omega / (k\nu)$ [72]

занный на рис. 6.18. Так как эффективный заряд $\bar{Z} \equiv \sum Z_j^2 N_j / n_e$ входит в выражение в явной форме, коллективное рассеяние позволяет провести локальные измерения количества примеси [12, 27].

Авторы [45, 46] провели измерения ионов примесей в водород-

ной дуге, подвешивая в разряд He, N и Ag. Эти результаты (рис. 6.19) являются первым однозначным экспериментальным подтверждением описанной теоретической модели многокомпонентной плазмы.

Ионная температура в термоядерных установках токамак. Определение ионной температуры вблизи центра плазменного шнура с помощью нейтральных частиц перезарядки сильно усложняется в установках нового поколения, так как большое сечение плазмы ($R > 1$ м) препятствует выходу нейтральных частиц из центральных областей. Коллективное томсоновское рассеяние дает привлекательную альтернативу этому методу. Контрольные эксперименты на длине волны 10,6 мкм были проведены на установке PDX [73] и на длине волны 385 мкм на установке Alcator C [83]. В обоих случаях в качестве детекторов использовались гетеродинные приемники, с помощью которых осуществлялась фильтрация паразитного излучения при малых углах рассеяния и производилось выделение слабых сигналов из шумов.

Теория гетеродинного детектирования [16] показывает, что, если слабое оптическое поле, имеющее частотное распределение интенсивности $I_s(\nu)$, и сильное излучение гетеродина, работающего на фиксированной частоте ω_{LO} , смешиваются на квадратичном детекторе при условиях, удовлетворяющих требованию теоремы Ван Циттера и Цернике [10], то суммарный выходной ток детектора i содержит спектр мощности $P_i(\nu)$, который пропорционален току детектора i_{LO} , вызванному гетеродином, и интенсивности слабого излучения $I_s(\nu - \nu_{LO})$ на частоте биения $\nu - \nu_{LO}$.

Взяв компоненту частоты биений тока детектора, которая пропорциональна квадрату суммы электрических полей сигнала и гетеродина, покажем, что

$$i \sim |E_s + E_{LO}|^2 = I_s + I_{LO} + 2(I_s I_{LO})^{1/2} \cos 2\pi(\nu - \nu_{LO})t.$$

Выходной ток анализатора

$$i_{out} \sim i^2 \sim I_{LO} I_s \sim i_{LO} I_s.$$

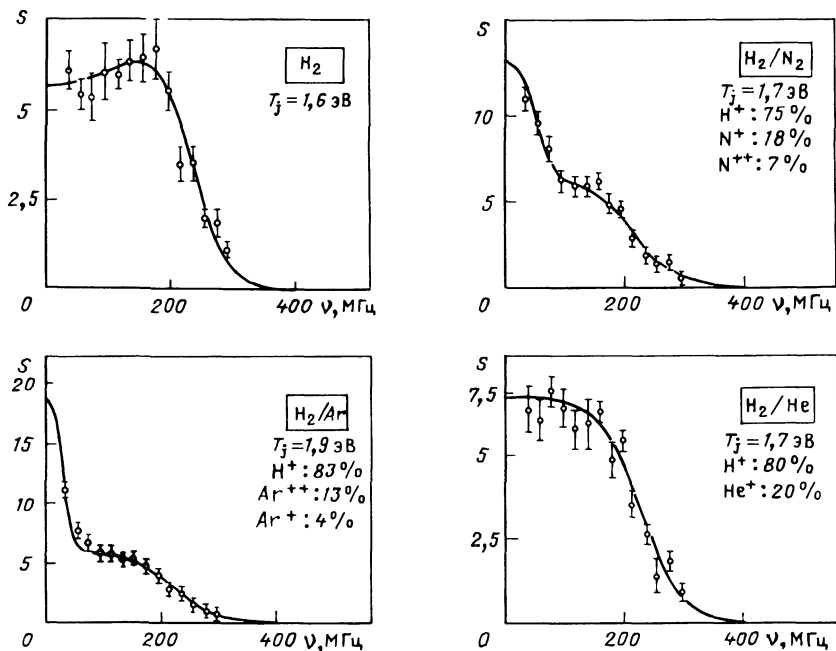


Рис. 6.19. Спектр многокомпонентной плазмы [45]

Спектр мощности определяется следующим выражением [16]:

$$\begin{aligned}
 P_i(\nu) = & e i_{LO} + 2\pi i_{LO}^2 \delta(\nu) + \\
 & + i_{LO} \langle i_s \rangle \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \exp[2\pi i(\nu + \nu_{LO})\tau] g_s^1(\tau) + \right. \\
 & \left. + \exp[2\pi i(\nu - \nu_{LO})\tau] g_s^1(\tau)^* \right\} d\tau. \quad (6.14)
 \end{aligned}$$

В этом выражении $g_s^1(\tau)$ — нормализованная корреляционная функция первого порядка поля слабого сигнала,

$$g_s^1(\tau) \equiv \frac{\langle E_s^*(t) E_s(t + \tau) \rangle}{\langle E_s(t)^2 \rangle} = \frac{e\eta}{h\nu} \epsilon_0 c \frac{\langle E_s^*(t) E_s(t + \tau) \rangle}{\langle i_s \rangle},$$

так как

$$\langle i(t) \rangle = \frac{e\eta}{h\nu} \langle I(t) \rangle = \epsilon_0 c \langle E(t)^2 \rangle.$$

Здесь i_s — ток детектора, вызванный слабым сигналом; $E_s(t)$ — меняющееся во времени электрическое поле; η — квантовая эффективность детектора. Подставляя $g_s^1(\tau)$ в интегральный член $P_i(\nu)$, который является в большей степени суммой, а не разностью частот, и понижая пер-

вую часть подынтегрального выражения, получаем выражение

$$i_{LO} \frac{e\eta}{h\nu} \epsilon_0 c \int_{-\infty}^{\infty} \exp[2\pi i(\nu - \nu_{LO})\tau] \langle E_s^*(t)E_s(t + \tau) \rangle *d\tau,$$

которое равно $i_{LO}(e\eta/h\nu)I_s(\nu - \nu_{LO})$ согласно теореме Винера–Хинчина.

Первый член в (6.14) представляет дробовой шум, второй, у которого коэффициентом является δ -функция Дирака, отсутствует, за исключением нулевой частоты; третий представляет спектр гетеродина, а последний, как можно видеть, является точной копией оптического спектра, но с центральной частотой, равной разнице между частотой сигнала и гетеродина. Это тот спектр, который следует измерить.

Используя (6.14), найдем коэффициент отношения сигнала к шуму

$$S = \frac{\text{Сигнал}}{\text{Шум}} = \frac{i_{LO}(e\eta/h\nu)I_s(\nu - \nu_{LO})}{ei_{LO} + \text{шумы электроники}}.$$

Отсюда видно, что если гетеродин имеет достаточную мощность, то первый член в знаменателе, представляющий дробовой шум, преобладает над остальными. В этом случае S оказывается независимым от тока гетеродина i_{LO} и описывается простым выражением

$$S = [I_s(\nu - \nu_{LO})]/(h\nu/\eta).$$

При этих условиях шумовой эквивалент мощности детектора ($S = 1$) точно равен $h\nu/\eta$.

Ток детектора или обрабатывается аналоговым электронным спектроанализатором [67], или переводится в цифровой код и обрабатывается численно [36]. В любом случае получается выходной сигнал, пропорциональный спектру мощности тока детектора. Этот ток измеряют, и он имеет как сигнальную, так и шумовую компоненты. Отношение сигнала к шуму S^* в этом выходном токе соотносится с током детектора следующим образом:

$$S^* = [S/(1 - S)](1 + \Delta\nu T)^{1/2},$$

где $\Delta\nu$ — ширина полосы частотного интервала канала детектора; T — время интегрирования или длительность импульса в случае использования импульсного лазера. Ясно, что соотношение сигнал—шум S^* зависит от S при $S \ll 1$. Если $S \gg 1$, $S^* \sim (1 + \Delta\nu T)^{1/2}$ и, следовательно, не зависит от отношения сигнал—шум входного сигнала, а определяется исключительно параметрами анализатора спектра и длительностью импульса. В этом случае нельзя существенно улучшить S^* повышением отношения сигнал—шум на входе.

Проведено исследование влияния S^* на точность вычисления ионной температуры [36, 68]. При проведении вычислений для создания шумового спектра использовался метод Монте-Карло. Наилучшее соответствие между вычисленным и теоретическим распределениями было достигнуто при распределении χ^2 . Следует заметить, что ионную температуру можно

измерить с точностью порядка нескольких десятков процентов при $S^* > 2$, а при $S^* = 10$ точность измерения T_i может достигать 10%. Оценки загрязнения примесью были сделаны с существенно меньшей точностью. Показано, что наличие до 20% атомов полностью ободранного кислорода не приводит к вредному влиянию на оценки температуры. По-видимому, важным выводом является заключение о том, что требуемое значение S^* можно достигнуть в горячей плазме токамака только в том случае, если длительность лазерного импульса будет не менее нескольких микросекунд.

Электронная температура горячей плазмы (релятивистский подход). Некогерентное рассеянное излучение, для которого формфактором является одномерное максвелловское распределение по скоростям электронов, служило в течение многих лет надежным рутинным средством измерения электронной температуры. Пока электронная температура была ниже нескольких сот электрон-вольт, отсутствие учета релятивистских эффектов приводило к незначительным погрешностям в измерении температуры. Когда же в 1978 г. на установке PLT температура плазмы достигла 5 кэВ [22], возникла необходимость пересмотра элементарной теории для введения релятивистских поправок и правильной оценки частотного распределения рассеянного излучения.

Релятивистское выражение частотного спектра излучения, некогерентного рассеянного горячей плазмой, находят интегрированием вкладов отдельных электронов, имеющих релятивистское максвелловское распределение скоростей. Можно показать, что для отдельного электрона рассеянное электрическое поле на удаленном от плазмы детекторе равно

$$E = r_e \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - \beta_s)^3 u} E_i [\beta_E^2 (1 - \cos\theta) - (1 - \beta_i)(1 - \beta_s)],$$

где скорость электрона $V = \beta c$, а β_i , β_s и β_E – компоненты вектора в направлениях падающего луча, рассеянного луча и вектора электрического поля падающего луча соответственно. Символ θ представляет угол рассеяния между направлениями падающего и рассеянного лучей, а падающий и рассеянный лучи поляризованы перпендикулярно плоскости рассеяния. Член в знаменателе u – расстояние от электрона до детектора.

Сечение рассеяния в единичный телесный угол $do/d\Omega$ определяется как отношение энергии, достигавшей детектора в течение ограниченного периода ускорения электрона, к падающему потоку Пойнтинга $\epsilon_0 c E_i^2$. В соответствии с классическим подходом [42, 50, 56] энергия, падающая на детектор от электрона, ускоряющегося на интервале времени от T_1 до T_2 , равна

$$\int_{t = T_1 + u(T_1)/c}^{T_2 + u(T_2)/c} \epsilon_0 c E^2 u^2 d\Omega dt = \int_{t' = T_1}^{T_2} \epsilon_0 c E^2 u^2 d\Omega \frac{dt}{dt'}$$

где $t' = t - u(t')/c$ – время запаздывания, а $dt/dt' = 1 - \beta_s$.

Итак,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta_s)^5} [\beta_E^2(1 - \cos\theta) - (1 - \beta_i)(1 - \beta_s)]^2 \cdot d \quad (6.15)$$

Данное выражение отличается от вычисленного с использованием просто потока Пойнтинга с полем E на детекторе дополнительным коэффициентом $1 - \beta_s$ в числителе. Авторы [58] обратили внимание, что этот коэффициент должен быть включен в рассмотрение, и позже привели экспериментальные доказательства в пользу этого [77, 78].

Релятивистское максвелловское распределение, нормированное на единицу, имеет вид [79]

$$f(\beta) = \left[2\pi K_2 \left(\frac{2c^2}{v_e^2} \right) \right]^{-1} \frac{c^2}{v_e^2} (1 - \beta^2)^{-5/2} \times \\ \times \exp \left[-2 \frac{c^2}{v_e^2} (1 - \beta^2)^{-1} \right],$$

где $v_e \equiv (2kT_e/m)^{1/2}$, а $K_2 = \left(\frac{2c^2}{v_e^2} \right)$ — модифицированная функция

Бесселя второго рода, табулирована, например, в [1]. Легко проверить, что доплеровский сдвиг, испытываемый излучением, можно представить в виде

$$\omega_s/\omega_i = (1 - \beta_i)/(1 - \beta_s),$$

где ω_s и ω_i — частоты рассеянного и падающего излучения соответственно. Таким образом, частотный спектр рассеянного излучения имеет следующий вид:

$$r_e^2 S(\omega_s) = \iiint \frac{d\sigma}{d\Omega} f(\beta) \delta \left(\frac{\omega_s}{\omega_i} - \frac{1 - \beta_i}{1 - \beta_s} \right) d^3\beta.$$

Этот интеграл был получен в приближении первого порядка в [69], авторы [55] опубликовали его выражение с точностью до второго порядка. Взяв среднее значение поляризационного члена

$$q = \left\{ 1 - [(1 - \cos\theta)/(1 - \beta_i)(1 - \beta_s)] \beta_E^2 \right\}^2 \leq 1$$

[см. (6.15)], авторы [84] смогли выразить интеграл в замкнутой аналитической форме, а в [80] его упростили до выражения, удобного для рутинного экспериментального анализа:

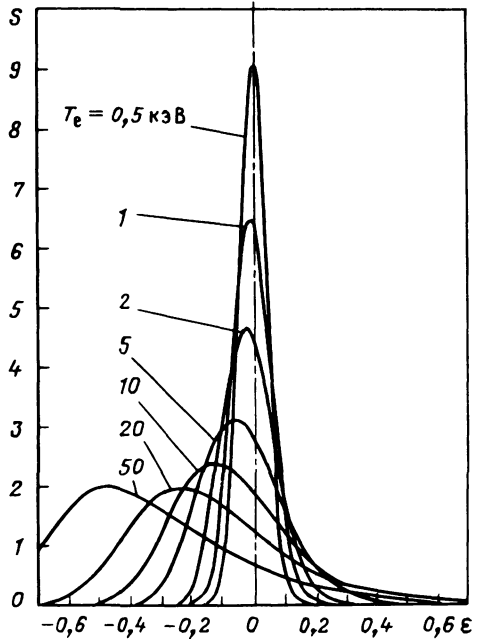
$$S(\epsilon, \theta) = q [2K_2(2c^2/v_e^2)A(\epsilon, \theta)]^{-1} \exp[-(2c^2/v_e^2)B(\epsilon, \theta)];$$

$$A(\epsilon, \theta) \equiv (1 + \epsilon)^2 [2(1 + \epsilon)(1 - \cos\theta) + \epsilon^2]^{1/2};$$

$$B(\epsilon, \theta) \equiv [1 + \epsilon^2 [2(1 + \epsilon)(1 - \cos\theta)]^{-1}]^{1/2},$$

где $\epsilon \equiv \omega_i/\omega_c - 1$.

Рис. 6.20. Спектр излучения, рассеянный релятивистской плазмой:
 $\theta = 90^\circ$ [55]



На рис. 6.20 показаны вычисленные с помощью этого выражения частотные распределения $S(\epsilon)$ для плазмы с температурой до 50 кэВ. Они отображают характерное голубое смещение максимума, связанное с деформацией диаграммы направленности излучения релятивистскими электронами.

Ролью релятивистских эффектов при коллективном рассеянии пренебрегают на том основании, что малые сдвиги частоты соответствуют субрелятивистским фазовым скоростям. При этом не учитывают, что рассеивающие электроны в действительности могут быть сильно релятивистскими. В настоящее время этому вопросу должно быть уделено значительное внимание.

Глава 7. ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Бойд

7.1. ВВЕДЕНИЕ

Если плазму поместить в магнитное поле, электроны начинают двигаться по спиральным орбитам вокруг силовых линий поля. Угловая частота, с которой они вращаются,

$$\omega = eB/(\gamma mc), \quad (7.1)$$

где B — напряженность локального магнитного поля; e и m — заряд электрона и его масса соответственно; $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, где v — скорость электрона; c — скорость света. Эту частоту называют электронно-циклотронной частотой. Так как при круговом вращении электрон испытывает ускорение, то он излучает электромагнитное излучение на электронно-циклотронной частоте и ее гармониках. Это излучение называют электронно-циклотронным, синхротронным или магнитно-тормозным. Все три термина можно встретить в литературе.

В ранних экспериментах (до 1958 г.) интерес к электронно-циклотронному излучению был вызван возможностью вычисления радиационных потерь из плазмы с температурой в несколько десятков килоэлектрон-вольт или несколько сот миллионов градусов Кельвина. Это объяснялось тем, что циклотронное излучение может давать существенный вклад в общие потери энергии из термоядерного реактора с магнитным удержанием плазмы [2, 11, 22]. Серьезных предложений использовать это излучение для диагностики плазмы не было вплоть до появления работы [10].

В то время на токамаках с напряженностью магнитного поля порядка нескольких тесла удавалось получать плазму с температурой около 1 кэВ. При такой температуре величина $\gamma \sim 1$, и если известна зависимость напряженности магнитного поля от геометрии, то можно определить электронно-циклотронную частоту. Таким образом, измерение частоты можно связать с пространственным распределением электронов. На основной частоте и второй гармонике т.е. при $\omega = \omega_c$ и $2\omega_c$, плазма излучает как черное тело, а интенсивность излучения прямо пропорциональна электронной температуре. Следовательно, измерение зависимости интенсивности от частоты можно преобразовать в зависимость электронной температуры от пространственного распределения.

На высоких гармониках, т.е. при $\omega > \omega_c$, интенсивность излучения пропорциональна произведению электронной плотности и электронной температуры, возведенному в степень номера гармоники. Следовательно, если известно из низкочастотных измерений распределение температуры, то распределение электронной плотности можно вычислить из измерения зависимости интенсивности излучения от частоты.

Наконец, излучение на высоких гармониках линейно поляризовано с поляризацией, перпендикулярной силовым линиям магнитного поля в том месте, где оно было генерировано. Если излучение распространяется вне плазмы без нарушения первоначальной поляризации, то измерение плоскости поляризации можно относительно просто использовать для определения ориентации силовых линий магнитного поля в плазме.

Эти три диагностические возможности, описанные в работе [10], и вызвали интерес к измерению циклотронного излучения в диагностических целях.

Ниже приведено краткое описание теории электронно-циклотронного излучения. В § 7.3 дано описание приборов, используемых для измерения, а в § 7.4 – примеры их применения на различных плазменных установках в диагностических целях. Наконец, в § 7.5 сделана попытка оценить существующую ситуацию в этой области.

7.2. ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Постановка задачи. Для полностью ионизованной плазмы с температурой ниже 10 кэВ вычисление электронно-циклотронного излучения возможно двумя независимыми путями. Первый путь основывается на анализе уширения спектра излучения, которое преобладает над естественной эмиссионной шириной. Когда электронно-циклотронное излучение возни-

кает почти перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, ширина спектра излучения определяется вариацией γ в электронном распределении. Это так называемый релятивистский режим. При излучении в направлении, отличающемся от перпендикулярного, в спектре преобладает доплеровское уширение. Этот режим называется доплеровским. Другой путь основывается на эффектах, связанных с плотностью плазмы. Если плотность мала, электрон излучает, как в свободном пространстве, где дисперсионное соотношение $\omega = kc$. Если плотность достаточно высока, то электрон излучает в диэлектрической среде, свойства которой определяются другими электронами плазмы. Следовательно, дисперсионное соотношение меняется и необходимо принимать во внимание вклад электронов при вычислении излучаемой мощности.

Для диагностических целей важное значение имеет количественная оценка излучения

$$I \equiv dP/d\omega d\Omega dA, \quad (7.2)$$

где dP – мощность, излучаемая в интервале угловой частоты $d\omega$; $d\Omega$ – телесный угол, проходящий через поверхность площадью dA . Если рассмотреть прохождение излучения сквозь плазму, то излучение за плазмой

$$I = I_{BB}[1 - \exp(-\tau)], \quad (7.3)$$

где $I_{BB} = \omega^2 kT_e / (8\pi^3 c^2)$; τ – оптическая глубина, связанная с коэффициентом поглощения α уравнением

$$\tau = \int \alpha ds. \quad (7.4)$$

Здесь интеграл берется вдоль линии наблюдения; k – постоянная Больцмана; T_e – электронная температура в области, где коэффициент поглощения имеет определенное значение. В неоднородном магнитном поле ширина резонансной области, т.е. области, где α существенно, определяется следующим образом:

релятивистский режим

$$\Delta S_R = \frac{B}{dB/ds} (2\pi l)^{1/2} \frac{kT_e}{mc^2}; \quad (7.5a)$$

доплеровский режим

$$\Delta S_D = \frac{B}{dB/ds} (2\pi)^{1/2} l \left(\frac{kT_e}{mc^2} \right)^{1/2} \cos\varphi, \quad (7.5b)$$

где l – номер гармоники; φ – угол между направлением наблюдения и направлением магнитного поля.

Вычисление коэффициента поглощения. При низкой плотности коэффициент поглощения для $l \ll 5$ определяется следующим образом:

$$\alpha_l(\omega, \varphi) = \frac{\pi}{2^l} \frac{\omega_p^2}{c} \frac{l^{2l-1}}{(l-1)!} \left(\frac{kT_e}{mc^2} \right)^{l-1} \times \\ \times (\sin\varphi)^{2l-2} (1 + \cos^2\varphi) \varphi_l(\omega, \varphi) \times$$

$$\times \left(\frac{1}{2} \pm \frac{(\sin^4 \varphi)/(4l) + \cos^2 \varphi}{[(\sin^2 \varphi)/(4l^2) + \cos \varphi]^{1/2} (1 + \cos^2 \varphi)} \right), \quad (7.6)$$

где для $l = 1$ должно иметь место соотношение

$$(\omega_p^2/\omega^2) (mc^2/(kT_e))^{1/2} \ll 1,$$

а для $l > 2$ соотношение $\omega_p^2/\omega^2 \ll 1$; Φ – функция профиля эмиссионной линии, нормализованная так, что $\int_{-\infty}^{\infty} \Phi d\omega = 1$. Знак "+" соответствует необыкновенной моде при $\varphi = (1/2)\pi$ и моде, имеющей правую круговую поляризацию при $\varphi = 0$. Знак "-" относится к обыкновенной моде при $\varphi = (1/2)\pi$ и моде, имеющей левую круговую поляризацию при $\varphi = 0$. При малых температурах профиль линии не имеет значения; пусть $\Phi = \delta(\omega - l\omega_c)$, а оптическая глубина

$$\tau = \frac{\pi}{2^l} \frac{\omega_p^2}{\omega_c c} \frac{l^{2l-2}}{(l-1)!} \left(\frac{kT_e}{mc^2} \right)^{l-1} \frac{B}{dB/ds} \times$$

$$\times (\sin \varphi)^{2l-2} (1 + \cos^2 \varphi) \times$$

$$\times \left(\frac{1}{2} \pm \frac{(\sin^4 \varphi)/(4l) + \cos^2 \varphi}{[(\sin^2 \varphi)/(4l^2) + \cos^2 \varphi]^{1/2} (1 + \cos^2 \varphi)} \right). \quad (7.7)$$

Эта формула для обыкновенной моды (-) дает отсутствие излучения при $\varphi = (1/2)\pi$. Это правильно только в приближении порядка v_{th}/c . В следующем приближении

$$\alpha_- = (kT_e)/(mc^2) \alpha_+ \text{ при } \varphi = \frac{1}{2} \pi. \quad (7.8)$$

При более высоких плотностях рассуждения сильно усложняются. В доплеровском режиме при квазиперпендикулярном распространении коэффициенты поглощения для $l = 1$ определяются выражениями [3, 4]

$$\alpha_+ = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \left(2 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \right)^2 \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \right)^2 \left(\frac{\omega_c}{\omega_p} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{\omega}{c} \left(\frac{kT_e}{mc^2} \right)^{1/2} \cos(\varphi) \Phi(\xi); \quad (7.9)$$

$$\alpha_- = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \frac{\omega}{c} \left(\frac{kT_e}{mc^2} \right)^{1/2} \sec(\varphi) \Phi(\xi), \quad (7.10)$$

где $\Phi(\xi)$ – профиль функции, определяемый как

$$\Phi(\xi) = \pi \frac{\exp(-\xi)^2}{|Z(\xi)|^2}, \text{ и } \xi = \frac{\omega - l\omega_c}{\sqrt{2} (kT_e)/(mc^2)^{1/2} \omega N \cos \varphi}; \quad (7.11)$$

$Z(\xi)$ – плазменная дисперсионная функция; $N \equiv ck/\omega$ – коэффициент преломления.

За пределами показанной здесь квазиперпендикулярной области формула применима только при малых углах [19] и не имеет смысла при $\theta \rightarrow 0$. При $\theta \approx 0$ формула все же еще применима, но, к сожалению, здесь имеет место так называемый промежуточный режим, где не получено ее точного выражения. Для $l > 1$

$$\alpha_{\pm} = a_l \Phi_l \eta_{\pm}; \quad (7.12)$$

$$a_l \equiv \frac{\pi}{2^l} \frac{l^{2l-1}}{(l-1)!} \frac{\omega_p^2 (kT_e)^{l-1}}{c (mc^2)^{l-1}} (\sin\varphi)^{2l-2} (1 + \cos^2\varphi); \quad (7.13)$$

$$\Phi_l \equiv \frac{\exp(-\xi^2)}{\sqrt{2\pi} (kT_e) / (mc^2)^{1/2} \omega N \cos\varphi}; \quad (7.14)$$

$$\eta_{\pm} = \frac{N^{2l-3} \{1 - l[1 - (l^2 - 1)/l^2] f_{\pm}\}^2}{(1 + \cos^2\varphi) (a_l^2 + b_l^2)^{1/2}}, \quad (7.15)$$

где

$$f_{\pm} = \frac{2[l^2 - (\omega_p/\omega_c)^2]}{2(l^2 - \omega_p^2/\omega_c^2) - \sin^2\varphi \pm \rho_l}; \quad (7.16)$$

$$\rho_l \equiv \left[\sin^4\varphi + \frac{4}{l^2} \left(l^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \right)^2 \cos^2\varphi \right]^{1/2}; \quad (7.17)$$

$$a_l^2 = \left[1 + \frac{[1 - \omega_p/(l\omega_c)] N^2 \cos^2\varphi}{[1 - \omega_p/(l\omega_c)^2 - N^2 \sin^2\varphi]^2} \times \right. \\ \left. \times l^2 \left(1 - \frac{l^2 - 1}{l^2} f_{\pm} \right)^2 \right]^2 \sin^2\varphi; \quad (7.18)$$

$$b_l^2 = \left[1 + \frac{1 - \omega_p/(l\omega_c)^2}{1 - \omega_p/(l\omega_c)^2 - N^2 \sin^2\varphi} \times \right. \\ \left. \times l^2 \left(1 - \frac{l^2 - 1}{l^2} f_{\pm} \right)^2 \right]^2 \cos^2\varphi; \quad (7.19)$$

$$N^2 = 1 - \omega_p/(l\omega_c)^2 f_+. \quad (7.20)$$

В релятивистском режиме для $l = 1$

$$a_+ = \frac{1}{2} \left(2 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \right)^{3/2} \left(\frac{\omega_c}{\omega_p} \right)^2 \frac{\omega_c}{c} \frac{kT_e}{mc^2} \times$$

$$\times \frac{-\text{Im}[F_{5/2}(z)]}{|F_{5/2}(z)|^2} L\left(z, \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}\right); \quad (7.21)$$

$$\alpha_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}\right)^{1/2} \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \frac{\omega_c}{c} \times$$

$$\times \frac{-\text{Im}[F_{7/2}(z)]}{|G_{7/2}[\text{Re}(G_{7/2}) + |G_{7/2}|]^{1/2}}; \quad (7.22)$$

$$G_{7/2} \equiv 1 + \frac{1}{2} (\omega_p^2/\omega_c^2)^2 F_{7/2}(z); \quad (7.23)$$

$$F_q = \text{Re}(F_q) + i\text{Im}(F_q) \equiv -i \int_0^\infty \frac{\exp(izt)}{(1-it)^q} dt; \quad (7.24)$$

$$\text{Im}(F_q) = -[\pi/\Gamma(q)] |z_l|^q - 1 \exp(-|z_l|); \quad (7.25)$$

$$z_l = \frac{mc^2}{kT_e} \frac{\omega - l\omega_c}{\omega}; \quad (7.26)$$

Γ – гамма-функция. Коррекция на конечный ларморовский радиус дает

$$L\left(z, \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}\right) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} F_{7/2}(z)\right)^2 +$$

$$+ \frac{4}{5} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}\right) |z| \left(\text{Re}[F_{5/2}(z)] - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \text{Re}[F_{5/2}^*(z)] \times\right.$$

$$\left. \times F_{7/2}(z)\right) + \frac{6}{35} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^4 [z|F_{5/2}(z)|]^2. \quad (7.27)$$

На высших гармониках $l > 1$

$$\alpha_+ = N^{(2l-3)} (1+p)^2 \frac{l^{2l-1}}{2^l l!} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \times$$

$$\times \left(\frac{kT_e}{mc^2}\right)^{l-2} \frac{\omega_c}{c} \left\{-\text{Im}[F_{l+3/2}(z)]\right\}, \quad (7.28)$$

где

$$p = (\omega_p/\omega_c)^2 / (l^2 - 1 - \omega_p^2/\omega_c^2); \quad (7.29)$$

$$\alpha_- = \frac{l^{2l-1}}{2^l l!} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \right]^{l-1/2} \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \left(\frac{kT_e}{mc^2} \right)^{l-1} \frac{\omega_c}{c} \times$$

$$\times \left\{ -\text{Im}[F_{l+5/2}(z)] \right\}. \quad (7.79)$$

В доплеровском режиме

$$N^2 \cos \varphi > kT_e / (mc^2), \quad (7.30)$$

где $N \equiv ck/\omega$ – коэффициент преломления, а если релятивистский режим, то

$$N^2 \cos^2 \varphi < kT_e / (mc^2). \quad (7.31)$$

Квазиперпендикулярность означает, что

$$\sin^4 \varphi \gg 4 \left[1 - (\omega_p^2 / \omega_c^2) \right]^2 \cos^2 \varphi. \quad (7.32)$$

Немаквелловские распределения. Излучение, возникающее в плазме, имеющей немаквелловское распределение скоростей с релятивистскими электронами, легко регистрируется, так как эти электроны достаточно сильно излучают. К сожалению, анализ экспериментальных данных затруднен из-за отсутствия соответствующей теории этого вопроса. Предварительный теоретический анализ убегающих электронов в тороидальных установках приведен в [6].

В [23] показана потенциальная возможность разработки теории этого вопроса. Недавно авторы [30] показали путь его решения. Удобным объектом для диагностического исследования немаквелловских распределений является кольцо релятивистских электронов в ЕВТ (бамп-тор).

Релятивистские и нерелятивистские немаквелловские распределения в зеркальных ловушках до последнего времени почти не исследовались. Некоторый вклад в решение этого вопроса сделан в работе [29]. Однако, пока не будет достаточно хорошо разработана теория этого вопроса, исследование электронов в зеркальных ловушках будет затруднено.

7.3. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Панорамные гетеродинные приемники. Гетеродинные приемники для исследования циклотронного излучения применялись в течение многих лет. Удачная система была построена сотрудниками лаборатории физики плазмы Принстонского университета [9]. Прежде, чем перейти к описанию измерительной аппаратуры и обсуждению достоинств и недостатков того или иного прибора, вспомним некоторые положения теории изменений.

Известно, что

$$I = \frac{dP}{d\omega d\Omega dA} = \frac{\omega^2 kT_e}{8\pi^3 c^2} [1 - \exp(-\tau)] \quad (7.33)$$

для источника с однородной температурой, который заполняет апертуру-

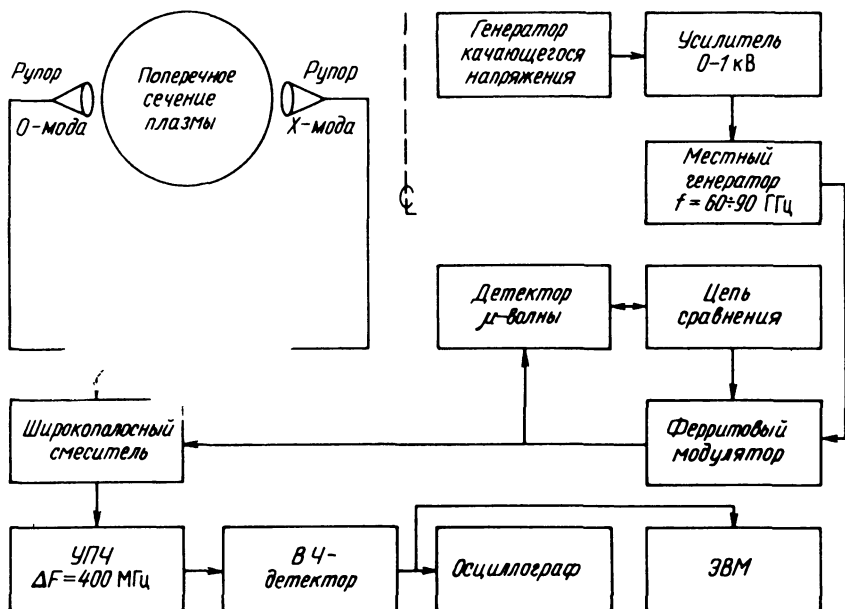


Рис. 7.1. Структурная схема быстрого сканирующего гетеродинного приемника [9]

ру антенны, и

$$\int d\Omega dA = \lambda^2 = \frac{4\pi^2 c^2}{\omega^2}; \quad (7.34)$$

поэтому

$$P = kT_e [1 - \exp(-\tau)] \Delta f. \quad (7.35)$$

При $\tau \gg 1$

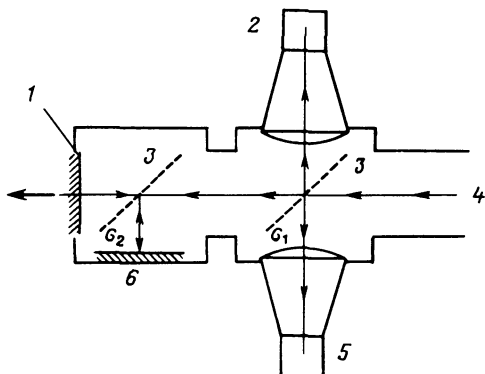
$$P \approx kT_e \Delta f, \quad (7.36)$$

где Δf — ширина полосы пропускания приемника. Уравнение (7.36) показывает, что мощность на входе приемника прямо пропорциональна температуре плазмы. Схема приемника Принстонской Лаборатории [9] показана на рис. 7.1. Основу его составляет генератор на лампе обратной волны (выходная частота 60–90 ГГц), который свипируется изменяющимся напряжением с периодом 10 мс. Выходная мощность генератора регулируется ферритовым модулятором с обратной связью. Сигналы от генератора и из плазмы смешиваются на широкополосном смесителе и поступают на усилитель с полосой пропускания 400 МГц. После усилителя сигнал детектируется.

Остановимся на преимуществах данной схемы. Ниже 100 ГГц имеется относительно стандартное оборудование, выпускаемое промышленностью. Оно достаточно грубое, но имеет хорошие эксплуатационные ха-

Рис. 7.2. Схема быстрого сканирующего поляризованного спектрометра Фурье [7]:

1 — сканирующее зеркало;
 2 — детектор интерферометра;
 3 — сетка; 4 — излучение от источника;
 5 — детектор монитора;
 6 — фиксированное зеркало



рактеристики. При некоторых усилиях период обзора спектра, определяющий временное разрешение, можно уменьшить примерно до 100 мкс. Приемник имеет прекрасную избирательность, а следовательно, и хорошее пространственное разрешение вдоль градиента магнитного поля. Чувствительность гетеродинного приемника позволяет достаточно легко прокалить всю систему.

Конечно, такая схема обладает некоторыми недостатками. Во-первых, по отношению к центральной частоте лампа обратной волны хорошо модулируется по частоте не более чем на 20%, что обычно ограничивает исследуемый пространственный размер плазмы. Во-вторых, широкополосный смеситель имеет сильную частотную зависимость коэффициента передачи, что затрудняет калибровку системы. Следует сказать еще о недостатках, связанных с ухудшением пространственного разрешения при использовании наиболее низкой из возможных частот и, следовательно, более простой аппаратуры. В этом случае может возникнуть необходимость работать при $\tau \ll 1$, что в свою очередь связано с учетом отражений внутри разрядной камеры для использования приближения черного тела. Применение низкой частоты в некоторых случаях может ухудшить диаграмму направленности антенны из-за ограниченных размеров диагностических окон и рупора антенны.

Фурье-спектроскопию начали применять для диагностики плазмы еще в 1979 г. [7]. С тех пор она успешно развивалась и в настоящее время применяется на многих больших токамаках. Это так называемая схема Мартина—Паплетта [15], выполненная на основе интерферометра Мейкельсона. Прибор работает в режиме быстрого сканирования с использованием поляризационной проволочной сетки в качестве делителя луча.

Схема этого интерферометра приведена на рис.7.2. Излучение приходит справа и попадает на сетку G_1 . Параллельные нити этой сетки обычно располагают горизонтально. Излучение с электрическим вектором, направленным вертикально, проходит сквозь сетку, а излучение с ортогональной поляризацией отражается (в данном случае на мониторный детектор). Излучение, прошедшее сетку G_1 , поступает на сетку G_2 . Нити этой сетки ориентированы под углом 45° по отношению к электрическому вектору падающего излучения. Таким образом, половина излучения

проходит, а другая часть отражается сеткой G_2 . Отраженное излучение отражается фиксированным зеркалом и еще раз сеткой G_2 . Прошедшее излучение отражается сканирующим зеркалом и опять проходит сетку G_2 . Совмещенные лучи интерферируют и отражаются сеткой G_1 на детектор.

Если интерферометр наблюдает источник с непрерывным спектром, то, предполагая, что выход детектора пропорционален интенсивности сигнала, а сканирующее зеркало смещено на расстояние x от положения, при котором оба луча проходят равные оптические расстояния, выходной сигнал можно записать в виде

$$V(x) = 2 \int_0^{\infty} S(k)[1 + \cos(x)] dk, \quad (7.37)$$

где S — спектральная интенсивность с волновым числом $k = 1/\lambda$;

$$V(0) = 2 \int_0^{\infty} 2S(k)dk. \quad (7.38)$$

Следовательно,

$$V'(x) \equiv V(x) - \frac{1}{2}V(0) = \int_0^{\infty} 2S(k)\cos(\pi kx)dk; \quad (7.39)$$

$V'(X)$ вызывают аппаратной функцией. Фурье-преобразование позволяет восстановить входной спектр.

Обычно следующий за детектором усилитель отсекает непрерывный вклад от значения $(1/2)V_0$ низкочастотным фильтром. В качестве детекторов применяются либо кристаллы из антимионда индия, либо германиевые болометры, работающие при температуре жидкого гелия. Обычно $1 < \Delta x < 2$ см и время сканирования заключено в интервале 10–20 мс.

Эти системы имеют следующие преимущества: прибор измеряет полный циклотронный спектр заданной поляризации за одно сканирование; информация, содержащаяся в спектре, очень велика; сигналы детекторов имеют большую амплитуду и, следовательно, большое отношение сигнала к шуму (прибор имеет хорошую светосилу); такой интерферометр при наличии измерительной аппаратуры в этом диапазоне спектра по сравнению с другими приборами очень легко калибруется.

К числу недостатков относятся: умеренное спектральное разрешение 5 ГГц; умеренное временное разрешение 15 мс и необходимость иметь хорошую вычислительную базу для проведения преобразования Фурье.

Для установок с магнитным полем до 2 Тл и электронной температурой около 100 эВ эта система оказывается более предпочтительной.

Спектроскопия, использующая дифракционные решетки. Дифракционный спектрометр — один из первых приборов, который еще в 1964 г. использовали для диагностики электронно-циклотронного излучения [14]. Как правило, данный тип прибора не применяется в режиме сканирования, так как у него не предусмотрено быстрое вращение дифракционной решетки во время разряда. Наиболее удачный способ регистрации заключается в использовании многоканальной системы отдельных детекторов, дающих несколько непрерывных во времени сигналов. Эта

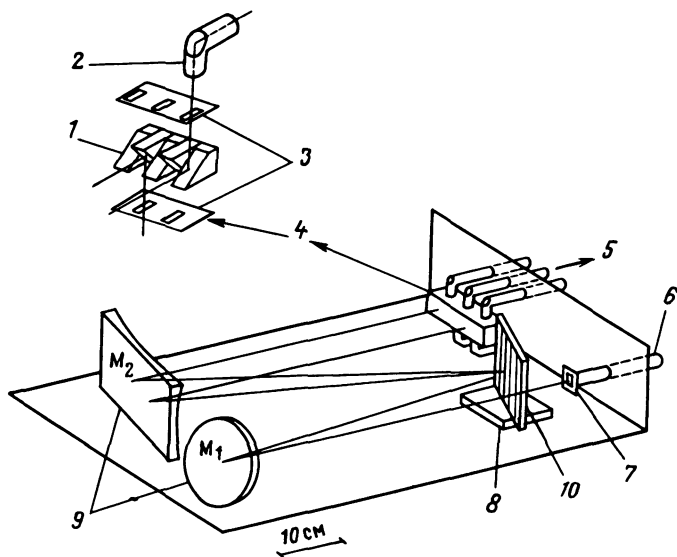


Рис. 7.3. Схема пятиканального спектрометра с дифракционной эшелетовской решеткой, собранного Тайтом [16]:

1 — отражатели; 2 — выходной лучевод к детектору; 3 — щелевая маска; 4 — делитель изображения; 5 — система пятиканальных лучеводов к детекторам; 6 — входной лучевод; 7 — входная щель; 8 — привод решетки; 9 — сферические зеркала; 10 — решетка

система оказывается слабо пригодна для изучения пространственных флуктуаций плазмы. Изменение пространственного положения может быть осуществлено в промежутке между разрядами поворотом дифракционной решетки. Впервые многоканальный дифракционный спектрометр был применен для исследования электронно-циклотронного излучения плазмы в 1977 г. [16].

Пример конструкции прибора, собранного Тайтом, показан на рис. 7.3. Излучение поступает в прибор через входной лучевод, коллимируется сферическим зеркалом M_1 , разлагается в спектр эшелетовской решеткой и фокусируется зеркалом M_2 на систему выходных щелей. В данной конструкции использовались пять выходных щелей. Установка большего числа каналов лимитируется апертурой зеркала M_2 .

Интерференционное соотношение для создания данной схемы прибора следующее:

$$m\lambda = 2d \cos \epsilon \sin(\theta + \alpha - \epsilon), \quad (7.40)$$

2ϵ — угол между падающим и дифрагированным лучами; θ — угол, на который повернута решетка относительно положения нулевого порядка. Система работает при углах $\theta + \alpha$ и ϵ , меняющихся от первой до последней выходной щели; α — угол падения на решетку при $\theta = 0$. Обычно выходные щели устанавливаются так, чтобы для одной из

них $\alpha = \epsilon$; d — период решетки; m — целое число, для рассматриваемого случая $m = -1$.

Когда $\alpha = \epsilon$, распределение выходной интенсивности можно представить в виде

$$I = S^2(\theta) f^2(\theta), \quad (7.41)$$

где

$$S^2(\theta) = \frac{\sin^2 [N(\Delta/2)]}{\sin^2 (\Delta/2)}; \quad \Delta = (2\pi/\lambda) 2d \cos\epsilon \sin\theta$$

с полным числом штрихов решетки N . Можно показать, что

$$f^2(\theta) = \frac{\sin^2 [kd \sec \zeta \cos \epsilon \sin(\theta - \zeta)]}{[kd \sec \zeta \cos \epsilon \sin(\theta - \zeta)]^2}, \quad (7.42)$$

и, следовательно,

$$I = \frac{\sin^2 (Nkd \sin\theta \cos\epsilon) \sin^2 [kd \sec \zeta \cos \epsilon \sin(\theta - \zeta)]}{\sin^2 (kd \sin\theta \cos\epsilon) [kd \sec \zeta \cos \epsilon \sin(\theta - \zeta)]^2}. \quad (7.43)$$

Здесь ζ — угол наклона зубцов решетки.

Обычно прибор работает при $|m| = 1$ и $\theta \sim \zeta$, т.е. при так называемом угле блеска.

Если ω — ширина выходной щели, а f_2 — фокусное расстояние зеркала M_2 , то разрешение

$$\Delta\lambda = d(w/f_2) \cos\epsilon \cos\theta, \quad (7.44)$$

а разрешающая способность

$$R = (2f_2/w) \operatorname{tg}\theta. \quad (7.45)$$

Практически разрешение ограничивается потерями в лучевой системе и отношением сигнала к шуму.

К числу достоинств данного спектрометра следует отнести непрерывное временное наблюдение некоторых пространственных точек внутри плазмы, достаточно хорошее пространственное разрешение и простую процедуру обработки данных. Недостатком является требование калибровки системы многоканальных детекторов, проводимой с помощью устройства, которому также присущи трудности калибровки. Как для измерения параметров плазмы, так, особенно, и для калибровки требуется очень эффективный фильтр пропускания нижних частот, чтобы отсеять высшие порядки дифракции. При слабом тракте передачи сигнала почти невозможно решить проблему отношения сигнала к шуму, что резко снижает качество системы. Для изучения временного хода пространственных флуктуаций в плазме эта система обладает наиболее привлекательными свойствами.

Интерферометр Фабри-Перо. Интерферометр Фабри-Перо разработан на достаточно высоком уровне авторами [1, 28] совместно с автора-

ми [2, 13]) в Массачусетском технологическом институте. Многие исследователи использовали интерферометр Фабри-Перо в постоянном режиме, настроенном на заранее заданную частоту, которая перестраивалась в промежутке между разрядами. Однако наилучшими свойствами данный прибор обладает в режиме быстрого сканирования с характерным временем порядка 1 мс.

Для интерферометра, состоящего из двух отражающих поверхностей с коэффициентом передачи T и коэффициентом отражения R , передаточная функция при нормальном падении имеет следующий вид:

$$\tau(x) = \left(1 - \frac{A}{T}\right)^2 \left[1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2\left(\varphi + \frac{2\pi x}{\lambda} N\right)\right]^{-1}, \quad (7.46)$$

где $A = 1 - R - T$ — коэффициент поглощения; φ — усредненный фазовый угол комплексных коэффициентов отражения; x — расстояние между отражающими поверхностями; N — коэффициент преломления материала между плоскостями. При $R > 0,6$ резкость определяется выражением

$$F_R = \pi R^{1/2} / (1 - R). \quad (7.47)$$

Разрешающая способность $\rho = mF_R$, где m — порядок интерференции.

При условии малости коэффициента поглощения коэффициент отражения и фазовый угол при использовании в качестве отражающих поверхностей металлических сеток можно представить в виде [27]

$$R = [(1 + Z)^2 + 4Y^2]^{-1}; \quad (7.48)$$

$$\varphi = \pi + \arctg[Y/(1 + Z)]. \quad (7.49)$$

Здесь

$$Y = \ln \operatorname{cosec}\left(\frac{a\pi}{g}\right) \left/ \left(\frac{g}{\lambda(1 - 0,27a/g)} - \frac{\lambda(1 - 0,27a/g)}{g}\right)\right.; \quad (7.50)$$

$$Z = \frac{g}{4a} \left(\frac{4\pi\epsilon_0 c}{\lambda\sigma}\right)^{1/2}; \quad (7.51)$$

λ — длина волны падающего на сетку излучения; c — скорость света; σ — проводимость металла; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная свободного пространства; g — расстояние между центрами полос сетки; a — полуширина полосы.

Реально достижимая резкость ограничивается рядом "недостатков". Их можно представить в виде

$$\frac{1}{F^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_{||}^2} + \frac{1}{F_f^2} + \frac{1}{F_{\theta}^2}, \quad (7.52)$$

где F_R — отражательная резкость, определенная выше.

Если один из отражателей повернут так, что его конец смещен на расстояние Δ относительно параллельной плоскости другого отражате-

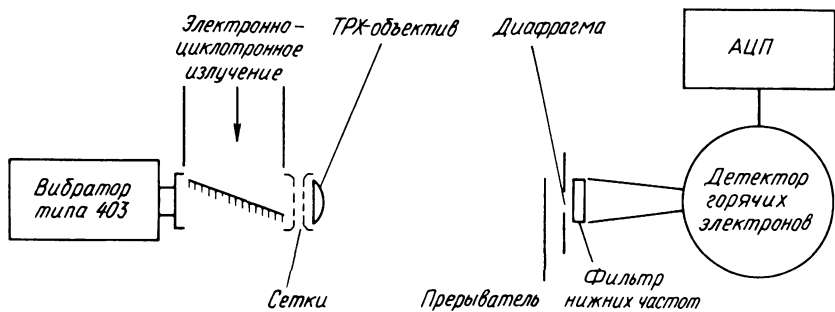


Рис. 7.4. Структурная схема быстрого сканирующего интерферометра Фабри–Перо

ля, тогда

$$F_{\parallel} = \lambda / (2\Delta_{\parallel}). \quad (7.53)$$

Если поверхность отражателя не плоская, а имеет гауссово распределение поверхностных дефектов с среднеквадратичной амплитудой Δf_1 , тогда

$$F_f = \lambda / (4,7\Delta f_1). \quad (7.54)$$

Если поверхность имеет прогиб сферической формы, например как это происходит в приборах при быстром сканировании, где центр отражателя смещается на расстояние Δf_2 , тогда

$$F_f = \lambda / (2\Delta f_2). \quad (7.55)$$

Если входной луч имеет коническую расходимость с углом θ , тогда

$$F_{\theta} = 2 / (m\theta^2). \quad (7.56)$$

На рис. 7.4 показана схема быстрого сканирующего интерферометра. Излучение падает в колеблющийся алюминиевый цилиндр сбоку и, попадая на установленное внутри его зеркало, отражается на металлическую сетку, которая закрывает конец цилиндра. Напротив этой сетки расположена другая, фиксированная. Расстояние между сетками регулируется с помощью микрометрического винта. Эти две сетки формируют отражающие плоскости интерферометра Фабри–Перо. Далее излучение направляется объективом на прерыватель и низкочастотный фильтр, после чего попадает на детектор.

Интерферометр Фабри–Перо имеет некоторые преимущества, когда он используется в качестве сканирующего прибора. Он может иметь высокую разрешающую способность, малое время сканирования, однако, чтобы совместить все эти преимущества, нужно иметь хорошую инженерную подготовку.

Прибор не свободен от недостатков. Система с трудом калибруется и может сканировать ограниченный частотный диапазон спектра. При реализации всех потенциальных возможностей системы ее можно рекомендовать как простейшую систему для измерения профилей температуры.

7.4. ПРИМЕНЕНИЕ

Токамаки. Наиболее плодотворно электронно-циклотронная диагностика была использована на установках токамак, где нашли применение все из перечисленных выше систем. Ниже для примера приведены экспериментальные данные, полученные с помощью диагностики электронно-циклотронного излучения.

В начале будет сделан краткий обзор теории электронно-циклотронного излучения в применении к токамакам. Основные принципы могут быть ясно изложены с использованием простейших выражений. При $l \omega_c \gg \omega_p$, где $\omega_p = e^2 n / (\epsilon_0 m)$, оптическая длина пути

$$\tau = \frac{e^2}{2\epsilon_0 m c} \frac{l^{2l-2}}{(l-1)!} n \left(\frac{k T_e}{2 m c^2} \right)^{l-1} \frac{R}{\omega_c}, \quad (7.57)$$

где R — большой радиус тора.

Обычно вакуумная разрядная камера токамаков имеет высокий коэффициент отражения на электронно-циклотронных частотах. Если учесть отражения [7], то наблюдаемую интенсивность можно представить в виде

$$I(\omega) = I_{BV} \left\{ [1 - \exp(-\tau)] / [1 - \rho \exp(-\tau)] \right\}, \quad (7.58)$$

где ρ — коэффициент отражения от стенок вакуумной камеры. При $\tau \gg 1$

$$I(\omega) \rightarrow I_{BV} \sim (\omega^2 T_e) \quad (7.59)$$

и, следовательно, имеем $\omega = l(e/m)(B_0 R_0 / R)$, где B_0 — напряженность магнитного поля на оси разрядной камеры при $R = R_0$. Измерение $I(\omega)$ можно заменить измерением $T_e(R)$. Определяя $I/I_{BV} = I'$ и решая уравнение (7.58) для τ , получаем

$$-\tau = \ln[(1 - I') / (1 - \rho I')]. \quad (7.60)$$

Если $\rho = 0$ и $T_e(R)$ известно, то (7.57) и (7.60) можно использовать для восстановления $n_e(R)$ из измерения $I(\omega)$. Точность падает при $I' \rightarrow 1$. При неизвестном, но отличном от нуля $\rho \neq 0$ еще удастся восстановить $n_e(R)$ [5].

На рис. 7.5 приведены результаты, полученные с помощью панорамного гетеродинного приемника, описанного в § 7.3. Показано только четыре сканирования из проведенных пятнадцати за время 210 мс. Изрезанная форма профилей является следствием процедуры калибровки. Из-за ограничения частотного диапазона приемника удается регистрировать только половину профиля электронной температуры.

Измерения проводились до, во время и после инъекции нейтрального пучка дейтерия мощностью 2,1 МВт в водородную плазму низкой плотности. Инъекция осуществлялась между 450-й и 600-й мс от начала разряда. Рост электронной температуры через 30 мс после выключения инъекции вызван горячими ионами, еще циркулирующими в системе.

На рис. 7.6 приведены результаты измерений, полученные с помощью Фурье-спектрометра, выполненного аналогично конструкции, описанной

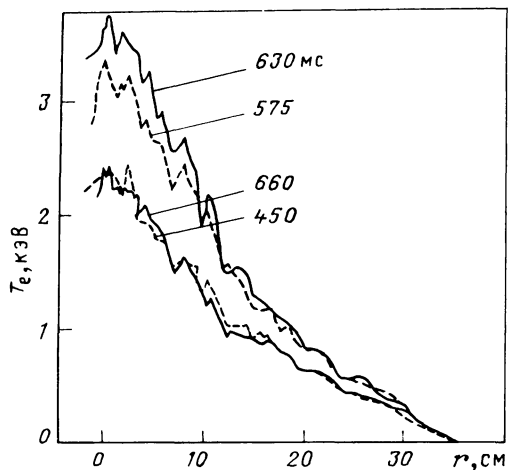


Рис. 7.5. Радиальное распределение температуры, полученное с помощью гетеродинного сканирующего приемника (см. рис. 7.1). Измерения выполнены до, во время и после инжекции нейтрального пучка дейтерия в плазму на установке PLT

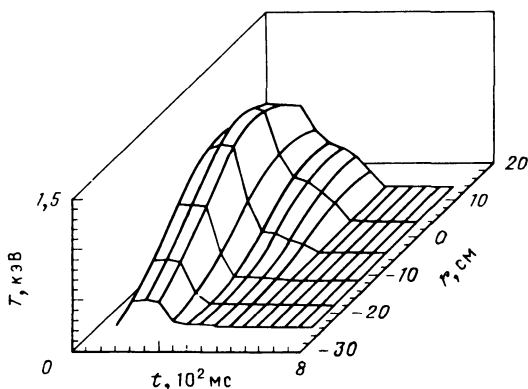


Рис. 7.6. Пример информации, полученной с помощью Фурье-спектрометра, изготовленного аналогично схеме рис. 7.2 [18]. Набор температурных профилей получен на установке PLT в режиме с током разряда, быстро падающим до одной трети начального значения (показана только часть исходной информации)

в § 7.3. В этом эксперименте ток разряда быстро спадал приблизительно до одной трети начального значения к 200-й мс разряда. Профиль температуры вычисляли по излучению на второй гармонике циклотронной частоты, измеряемому по радиусу с -20 по $+40$ см через каждый 25 мс. Для ясности понимания на рисунке нанесены только значения профиля температуры через 50 мс на радиусе от $+15$ до -20 см. Для радиусов менее чем -20 см данные содержали погрешности из-за наложения второй и третьей циклотронных гармоник.

Выходной сигнал многоканального дифракционного спектрометра отличается от описанных выше систем, так как он не сканирует профиль излучения, а принимает излучение на фиксированных частотах и, следовательно, исследует поведение электронной температуры и нескольких

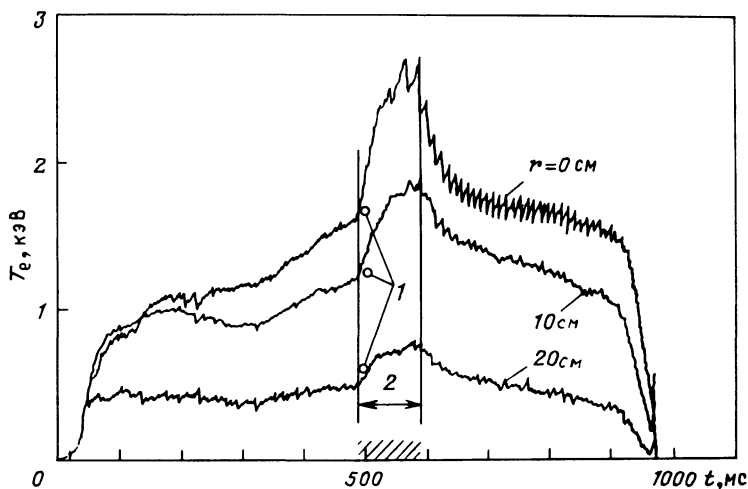


Рис. 7.7. Пример информации, получаемой с помощью многоканального дифракционного спектрометра конструкции, приведенной на рис. 7.3. Три радиальных значения временной зависимости электронной температуры показаны для режима разряда с инжекцией нейтрального пучка водорода на установке PLT (1,2 МВт; $H^0 \rightarrow D^+$; $\bar{n}_e = 4,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$):

1 — лазер; 2 — импульс инжекции

фиксированных пространственных точках. На рис. 7.7 показаны данные, полученные с помощью аналогичной системы. В этом эксперименте плазма нагревалась инжекцией 1,2 МВт мощности в нейтральном пучке. Временной ход электронной температуры показан при трех значениях радиуса. Сигналы регистрировались каждую миллисекунду аналого-цифровым преобразователем. На рисунке заметны флуктуации температуры, связанные с развитием крупномасштабных МГД-неустойчивостей моды М-1. Большое достоинство этой системы заключается в том, что одновременно с хорошим временным разрешением регистрируются события в пространственно-разнесенных точках.

На рис. 7.8 показаны пять последовательных во времени температурных профилей, полученных с помощью интерферометра Фабри–Перо в режиме быстрого сканирования. Конструкция прибора описана выше и была применена на установке DITE для исследования циклотронного излучения на второй гармонике с 9 до 22 мс разряда. Быстрое время сканирования особенно привлекательно, так как резкость в этом случае около 30. К сожалению, полностью весь профиль не был просканирован из-за ограничения амплитуды колебаний подвижной сетки резонатора.

Зеркальные ловушки. Первые эксперименты на зеркальных ловушках были выполнены в 1964 г. авторами [14]¹, которые использовали ди-

¹ В действительности первые измерения электронного циклотронного излучения были выполнены в СССР на установке Огра в 1960 г. Nuclear Fus. 1962. Vol. Part 1. P. 227–232. — Прим. ред.

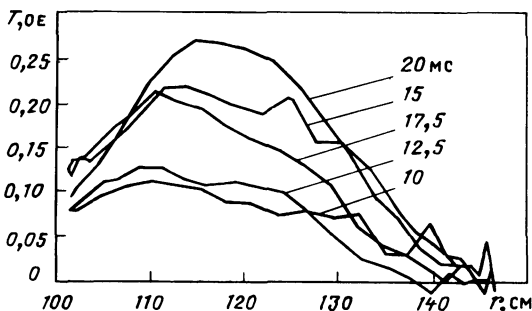


Рис. 7.8. Радиальное распределение пяти профилей электронной температуры, полученной на установке DITE с помощью интерферометра Фабри-Перо конструкции, аналогичной изображенной на рис. 7.4. Время отсчитывается от начала разряда

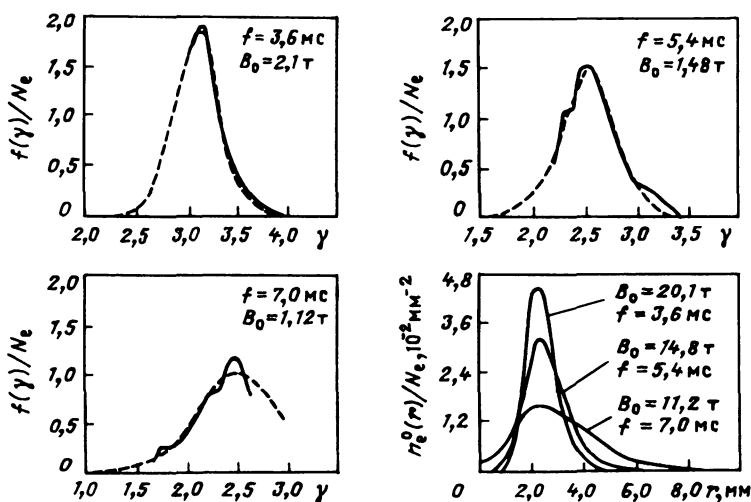


Рис. 7.9. Пример информации, полученной с помощью панорамного гетеродина приемника [24]. Три зависимости энергетического распределения электронов и радиального распределения профилей плотности показывают эволюцию кольца релятивистских электронов, удерживаемого зеркальным магнитным полем

фракционный монохроматор с охлаждаемым до криогенных температур детектором из InSb. Эти работы дали первые результаты, которые можно было сравнить с теорией Б.А. Трубникова и В.С. Кудрявцева [22]. Используя несколько решеток, они измерили спектр до десятой гармоники. Имея абсолютную калибровку прибора, можно было оценить электронную температуру и концентрацию, которые оказались соответственно $T_e \leq 80$ кэВ и $n \approx 10^{12}$ см $^{-3}$.

Эти работы последовательно развивались сотрудниками Мэрилэндского университета, наибольший успех был достигнут в 1978 г. Авторы этой работы использовали панорамный приемник для измерения цикло-

тронного излучения релятивистской плазмы. В эксперименте была измерена форма линии излучения на основной частоте, которую использовали для вычисления функции энергетического распределения запертого кольца электронов и для исследования эволюции радиального профиля плотности. На рис. 7.9 приведены результаты, из которых следует эволюция электронного кольца в распадающемся магнитном поле зеркальной ловушки.

Бампи-торы. Недавно на Ок-Риджском и Нагойском бампи-торах для изучения релятивистских электронов были применены две гетеродинные системы. Измерения, проведенные в Японии [8, 21], перекрывали частотный диапазон от 1 до 10 ГГц и давали спектр вблизи основной частоты и ее второй гармоники. Был проделан тщательный анализ полученных данных для оценки температуры кольца электронов.

В Ок-Риджских экспериментах [26, 29] использовался диапазон от 80 до 110 ГГц. Эти частоты соответствуют 10–15-й гармоникам основной частоты. Был получен спектр без характерных особенностей, который хорошо согласовывался с результатами теории.

Эти эксперименты являются первыми и предварительными. Однако они представляют определенный шаг вперед.

7.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из предыдущего рассмотрения видно, что различные экспериментальные конструкции использовались для измерения спектра электронно-циклотронного излучения плазмы в установках различной конфигурации. Каждый подход имеет свои преимущества и недостатки. Выбор прибора для конкретного измерения должен быть сделан на основе сравнения имеющихся систем. Априори не существует лучшей системы.

Определенные успехи были достигнуты в измерении профиля электронной температуры на токамаках и стеллараторах. Тем не менее если выйти за рамки этих специальных измерений, то в остальном имеются очень незначительные достижения. До сих пор нет измерения профилей плотности, нет измерений компонент магнитного поля и даже техника измерения температурных профилей на таких установках, как зеркальные ловушки, бампи-торы и пинчи, находится в зачаточном состоянии. На этом этапе, по-видимому, слабый прогресс является скорее следствием недостатка усилий экспериментаторов, чем наличием очевидных непреодолимых трудностей.

Что касается теории этого вопроса, то возникают трудности, связанные со значительным числом ошибочных результатов в литературе. Более того, довольно много типографических ошибок в важных выражениях некоторых работ.

За последние более чем 20 лет в теории достигнут существенный прогресс. Трудности встречаются только при $\omega_p^2/\omega_c^2 \rightarrow 1$. Теория излучения из плазмы с максвелловским распределением скоростей развита довольно хорошо, тогда как немаксвелловские распределения исследованы недостаточно.

Были бы полезны следующие направления развития существующей теории. Во-первых, необходимо иметь аналитическую формулу для коэффициента поглощения волны, распространяющейся при малых углах к магнитному полю в плазме с высокой плотностью. Во-вторых, желательно иметь теорию переноса излучения с учетом состояния поляризации, чтобы измерения поляризации позволяли вычислять направление магнитного поля в месте возникновения излучения. В-третьих, диагностические возможности можно расширить, если теория излучения детально их опишет для нерелятивистского немаксвелловского распределения электронов, находящихся в плотной холодной плазме.

Следует заметить, что в настоящее время возможности данной диагностики таковы, что экспериментально на существующих установках можно получить ответ на вопрос, какая мощность теряется посредством циклотронного излучения из плазмы при термоядерных температурах. Аккуратно предсказывать эти потери необходимо для создания экономически выгодного термоядерного реактора, особенно при использовании реакций $D-D$ и $He-D$. Наконец, развитие достаточно простых систем в последнее десятилетие должно коренным образом изменить методы измерения электронной температуры плазмы в термоядерных установках.

Глава 8. КОРПУСКУЛЯРНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Барнет

8.1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с конца 50-х годов корпускулярная диагностика широко используется для определения параметров лабораторной плазмы. Впервые эта диагностика применялась для измерения ионной температуры на установке "Альфа" в СССР [4] и на установке DCX-1 в США [15]. В течение ряда лет были потрачены усилия для развития корпускулярной диагностики, что позволило развить ее до современного состояния. В настоящее время существуют активные и пассивные методы диагностики. В пассивном варианте используется взаимодействие между частицами плазмы, приводящее к образованию нейтральных частиц, которые уходят на периферию шнура или его границу. Располагая вне плазмы соответствующие детекторы, можно получить данные, связанные с параметрами плазмы. Примером пассивной диагностики может служить определение температуры ионов в плазме из измерений энергетического распределения вылетающих нейтральных атомов водорода. При этом используется связь сечений или скоростей атомных столкновительных процессов с распределением нейтральных атомов и температурой ионов. В активном варианте диагностики используется зондирующий пучок нейтральных или заряженных частиц и регистрируются результаты взаимодействия частиц пучка с частицами плазмы. Температуру ионов определяют теми же методами, что и в пассивном варианте, но в этом случае появляется дополнительная возможность определить локальные параметры плазмы. Перемещая линию наблюдения вдоль оси зондирующего пуч-

ка, можно найти пространственное распределение ионной температуры.

Для количественного определения широкого круга параметров плазмы, таких, как пространственные распределения плотности и температуры ионов, потенциала, флуктуаций в плазме, тока, применялись методы, основанные на изучении взаимодействия атомов или столкновений в высокотемпературной плазме. Некоторые из этих параметров (например, пространственный потенциал) можно получить только с применением зондирующего пучка.

При исследовании свойств горячей плазмы методы корпускулярной диагностики обладают следующими преимуществами.

1. Использование зондирующего пучка позволяет измерять локальные характеристики плазмы с пространственным разрешением около 2 см. Применение средств вычислительной техники позволяет иметь в течение всего разряда временное разрешение в пределах от нескольких микросекунд до нескольких миллисекунд.

2. Возможно определение функции распределения ионов плазмы по скоростям или энергии.

3. При использовании активных или пассивных методов не меняются глобальные характеристики плазмы.

4. В детекторе удается получить большое отношение сигнал—шум, поскольку потоки выходящих частиц или электромагнитного излучения, возникающие при взаимодействии частиц, достаточно велики.

5. При использовании пучков нейтральных частиц для нагрева плазмы возможно изучить процесс передачи энергии от быстрых ионов к ионам и электронам плазмы.

6. Поскольку большинство соответствующих сечений атомных процессов известно или может быть рассчитано, анализ исходной информации однозначен.

Хотя преимущества корпускулярной диагностики существенно превосходят ее недостатки, использование этой методики в некоторых случаях затруднено. Главным недостатком является экранирование выходящих из плазмы нейтральных частиц и ослабление зондирующего пучка. Для того чтобы точнее оценить эффекты, связанные с ослаблением пучка, необходимо знать пространственные распределения плотности электронов, протонов, атомов водорода и распределение температуры. В токамаке существует тороидальная асимметрия пространственного распределения плотности нейтрального водорода, связанная с десорбцией водорода с диафрагмы, импульсным газонапуском и захватом частиц, обусловленным резонансной перезарядкой. Необходимо убедиться в том, что на измерения ионной температуры во время инъекции пучка, используемого для нагрева плазмы, не влияют искажения функции распределения ионов в области больших энергий. На спектр нейтральных частиц, сильно влияют ионы, запертые в локальные пробки гофрированного тороидального магнитного поля, а также частицы, движущиеся по "банановым" траекториям, которые образуются, если отношение тороидальной скорости частицы к полной скорости становится меньше некоторого критического значения. Таким образом, учет орбит отдельных групп частиц может приводить к таким эффектам в экспериментальных данных, которые не

являются характерными для основной группы частиц плазмы. Следует добавить, что помимо трудностей, связанных с интерпретацией результатов измерений, существует проблема стоимости оборудования ионных источников и ускорителей, генерирующих пучки ионов или атомов, не испытывающих существенного ослабления при распространении в плазме. В установках следующего поколения возрастут размеры плазмы, температура и плотность плазмы. Это потребует создания мощных зондирующих пучков с энергиями вплоть до нескольких мегаэлектрон-вольт, что в свою очередь потребует развития новых методов создания компактных источников пучков ионов и атомов.

В настоящей главе обсуждаются данные о сечениях столкновений атомных частиц или скоростях реакций, необходимых для измерения характеристик частиц, вылетающих из плазмы, и зондирования плазмы пучком нейтральных частиц. Ниже приведены описание аппаратуры и интерпретация результатов измерения температуры ионов и плотности нейтрального водорода в токамаках и открытых ловушках. Затем описывается применение пучков нейтральных и заряженных частиц для определения концентрации протонов и примесей, пространственного потенциала флуктуаций плазмы и радиального распределения тока в токамаках. Особое внимание уделено физике атомных процессов, связанных с проведением измерений и интерпретацией данных.

8.2. ФИЗИКА АТОМНЫХ ПРОЦЕССОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ

Использование пассивных методов определения температуры ионов в плазме или плотности нейтральных частиц требует понимания механизма появления нейтральных атомов во внутренних областях плазмы, а также процессов столкновений, которые определяют перенос нейтральных частиц внутри плазмы, где из них образуются нейтральные атомы, наиболее характерные для плазмы. Столкновительные процессы определяют уменьшение потока этих атомов в процессе их выхода из плазмы и последующего детектирования. Существуют два источника молекул водорода, попадающих на поверхность плазмы: десорбция со стенок разрядной камеры (для токамака – и с диафрагмы) под действием частиц и фотонов и инжекция молекулярного водорода, необходимая для поддержания плотности плазмы в процессе разряда. Следует сказать еще о быстрых атомах водорода, падающих на поверхность вследствие отражения H^+ или H^0 от поверхностей. Эта компонента составляет малую долю полного потока молекулярного водорода, необходимого для подпитки. При попадании молекул H_2 на границу плазмы столкновительная диссоциация приводит к появлению атомов водорода H^0 с энергиями порядка нескольких электрон-вольт. В табл. 8.1 представлены основные процессы или реакции, приводящие к диссоциации молекулярного водорода, и указаны пороги реакций и энергии нейтральных частиц.

Приведенные в табл. 8.1 значения получены в предположении, что молекулы водорода находятся в основном колебательном состоянии и столкновение можно описывать в рамках модели франк-кондоновских

Таблица 8.1. Основные реакции или процессы, приводящие к диссоциации

Реакция	Процесс	Пороговая энергия (отсчитываемая от основного состояния), эВ	Энергия H^0 , эВ
$e + H_2 \rightarrow H + H + e$	Молекулярная диссоциация	8,6	2,1–4,2
$e + H_2 \rightarrow H^* + H + e$	Диссоциативное возбуждение	18,2	–
$e + H_2 \rightarrow H^+ + H + 2e \rightarrow 2H^+ + 3e$	Диссоциативная ионизация	> 18,2	6,2–9,5
$e + H_2 \rightarrow H_2^- \rightarrow H + H^-$	Диссоциативное прилипание	< 1,0	2,1–4,2
$e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e$	Ионизация молекулы	15,4	–
$e + H_2^+ \rightarrow H + H^+ + e$	Диссоциация молекулярного иона	24,7	4,7–7,3
$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2^0 \rightarrow H + H$	Резонансная перезарядка	0	2,1–4,2

переходов. Диссоциация электронным ударом является основным столкновительным процессом, приводящим к образованию атомов водорода. Для молекул водорода, находящихся в возбужденном колебательном или вращательном состоянии, сечение диссоциации увеличивается с ростом квантового числа. Например, сечение диссоциативного прилипания увеличивается примерно в 10^4 раз при возрастании колебательного квантового числа от 0 до 4 [90].

Атомы водорода с энергией 2–4 эВ движутся к центру плазменного шнура. Из-за эстафетной резонансной перезарядки быстрые атомы водорода проникают в центр плазменного шнура, имея энергетическое распределение, соответствующее распределению протонов или дейтронов плазмы. Обычно считают, что основная плазма находится в термодинамическом равновесии, так что распределение частиц по скоростям является максвелловским. Нейтральные атомы с таким распределением являются мишенью, на которой из-за резонансной перезарядки образуются атомы водорода со скоростями, направленными к периферии шнура. На рис. 8.1 показано радиальное распределение рассчитанной плотности нейтральных частиц в токамаках [63]. Плотность нейтральных частиц уменьшается примерно в 100 раз на длине 40 см. Профиль плотности зависит от плотности электронов и температуры.

Измерения потока нейтральных частиц, выходящих из плазмы в токамаке Alcator в режиме с высокой плотностью и температурой, показали, что при изменении средней плотности электронов с $1 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ поток нейтральных частиц уменьшается вплоть до значения ниже порога чувствительности детектора. Этот поток быстрых атомов, выходящих из центральной области шнура, удалось измерить только после модификации регистрирующей аппаратуры. Из измерений потока выле-

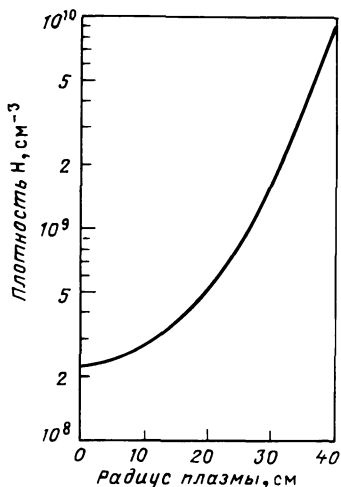


Рис. 8.1. Рассчитанный профиль атомов водорода в PLT [63]:

$$n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}; T_i = 3,7 \text{ кэВ}; T_e = 2,7 \text{ кэВ}$$

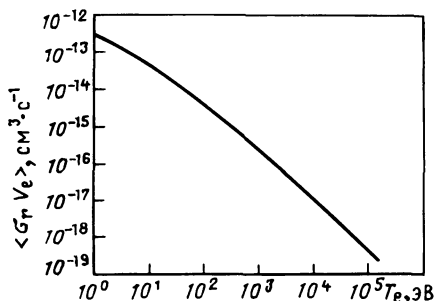


Рис. 8.2. Зависимость коэффициента радиационной рекомбинации электрона на протоне от температуры электронов [43]

тающих частиц следует, что плотность нейтральных частиц в центре шнура составляет $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, тогда как из расчетов, проведенных с использованием известных сечений, можно сделать вывод, что плотность нейтральных частиц в центре должна быть $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ [40]. Дальнейший анализ показал, что при учете электрон-ионной рекомбинации плотность нейтральных частиц возрастает в $10^4 - 10^5$ раз. В [43] получены сечения рекомбинации для атома водорода путем добавления к точному квантовомеханическому выражению для сечения радиационной рекомбинации на уровень $1s$ атома водорода эмпирического члена, учитывающего захват во все nl -уровни. Полное сечение

$$\sigma_{rr} = \sigma_{rr}(1s) (1,2 + 0,28\alpha), \quad (8.1)$$

где $\alpha = Ze^2 / (h\nu)$ относительная скорость электрона и иона; Z – заряд ядра; h – постоянная Планка. Эта формула применима для плазмы с $T_e > 1,5$ эВ. На рис. 8.2 показана зависимость скорости радиационной рекомбинации $e + \text{H}^+$, усредненной по максвелловскому распределению, от температуры электронов. При увеличении температуры плазмы от 1 эВ до 10 кэВ скорость рекомбинации уменьшается на 4,5 порядка. На рис. 8.3 представлены результаты расчета профиля плотности нейтральных частиц в плазме большой плотности в Alcator. Профиль нейтральных частиц, рассчитанный с учетом радиационной рекомбинации, сравнивается с профилем, рассчитанным без учета рекомбинации. Включение в расчет процесса радиационной рекомбинации приводит к хорошему согласию результатов расчета с экспериментальными данными как для профиля, так и для потока выходящих атомов водорода.

Если для нагрева плазмы используются мощные пучки нейтральных атомов, то появляется дополнительный источник нейтральных частиц.

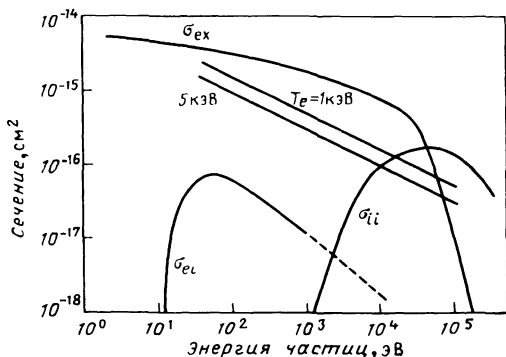
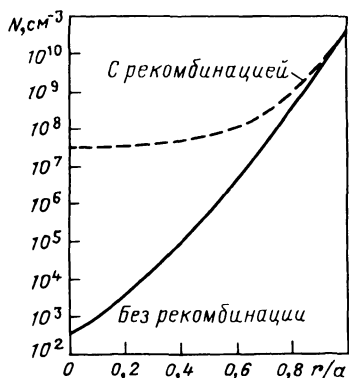


Рис. 8.3. Рассчитанный радиальный профиль атомов водорода с учетом (штриховая кривая) и без учета (сплошная кривая) радиационной рекомбинации [31]. Средняя плотность плазмы $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Рис. 8.4. Сечения столкновений с электронами и протонами, существенные при расчете ослабления пучка атомов водорода в плазме:

$\sigma_{ex} = \text{H}^+ + \text{H}^0 \rightarrow \text{H}^0 + \text{H}^+$; $\sigma_{ii} = \text{H}^+ + \text{H} \rightarrow 2\text{H}^+ + e$; $\sigma_{ei} = e + \text{H} \rightarrow \text{H}^+ + 2e$. Для ионизации электронами при $v_e > v_{\text{H}^0}$ отложена величина $\langle \sigma_{ei} v_e \rangle / v_0$, усреднение σ_{ei} проведено по максвелловскому распределению скоростей электронов с $T_e = 1$ и 5 кэВ [16]

Основным столкновительным процессом, который приводит к захвату или ионизации поступающих быстрых атомов водорода или дейтерия, является резонансная перезарядка. Продуктами реакции являются тепловые нейтральные частицы, имеющие такое же распределение по тепловым скоростям или энергии, как протоны или дейтроны.

При проникновении инжектируемого пучка в плазму формируется радиальное распределение тепловых нейтральных частиц, обладающих большой тороидальной асимметрией, что связано как с перезарядкой, так и с инжекцией пучка в различных пространственных точках. Например, плотность тепловых нейтральных частиц возрастает в 100 раз при движении вдоль направления инжектированного пучка.

В активном методе корпускулярной диагностики плазмы столкновительные процессы, которые определяют проникновение зондирующего пучка быстрых атомов и выход тепловых нейтральных частиц из центра плазмы, идентичны тем процессам, которые используются в пассивном методе. Основными процессами, которые приводят к ослаблению пучка атомов, пересекающего плазму, являются захват электрона при столкновении с плазменными ионами и ионизация электронами и положительными ионами. В понятие плазменных ионов включаются как основные ионы H^+ , так и ионы примесей (C, O, Fe, Sr и др.). На рис. 8.4 приведены зависимости сечений существенных процессов, приводящих к ослаблению пучка H^0 при взаимодействии с электронами и протонами, от энергии H^0 , H^+ или электронов. Для получения "эффективного" сечения ионизации электронами необходимо усреднить скорость ионизации элект-

ронами по максвелловскому распределению с температурой T_e . На рис. 8.4 представлено такое эффективное сечение $\langle \sigma_{ei} \nu_e \rangle / \nu_{H^0}$ для $T_e = 1$ и 5 кэВ. "Эффективное" сечение следует использовать при $\nu_e > \nu_{H^0}$. В [77] представлены приближенные аналитические выражения для следующих сечений:

захват электрона

$$\sigma_{ex} = 0,6937 \cdot 10^{14} (1 - 0,155 \lg E)^2 / (1 + 0,112 \cdot 10^{-14} E^{3,3}); \quad (8.2)$$

ионизация положительными ионами

$$\lg(\sigma_{ii}/Z^2) = 0,8712(\lg E)^2 + 8,156 \lg E - 34,833; \quad (8.3)$$

при $E < 150$ кэВ

$$\sigma_{ii} = Z^2/E (3,6 \cdot 10^{-12}) \lg (0,1666 E);$$

при $E > 150$ кэВ. Ионизация электронами

$$\sigma_{ei} = 6,153 \cdot 10^{-14} g(x)/E^2,$$

где

$$g(x) = \frac{1}{x} \left(\frac{x-1}{x+1} \right) \left[1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{1}{28} \right) \ln(2,7 + \sqrt{x-1}) \right];$$

$$x = E/13,605. \quad (8.4)$$

Здесь E — энергия относительного движения H^0 , измеренная в электрон-вольтах, сечения — в квадратных сантиметрах.

При энергиях атома водорода меньших 40 кэВ ослабление обусловлено перезарядкой; при энергиях выше 40 кэВ основным процессом является ионизация протонами. При температурах электронов около 100 эВ, характерных для периферии плазмы, сечение ионизации электронами примерно равно сечению ионизации атома водорода с энергией 300 кэВ протонами плазмы. Обсуждение результатов численного интегрирования для скростей $\langle \nu \sigma \rangle$ при взаимодействии моноэнергетического пучка с плазмой, имеющей максвелловское распределение частиц по скоростям, можно найти в [39, 77].

При расчете переноса пучка H^0 в плазме следует учитывать взаимодействие атома водорода с многозарядными ионами примесей. Полное сечение потери электронами быстрым атомом водорода в плазме является суммой сечения захвата электрона и сечения ионизации или обдирки. При относительных скоростях частиц, меньших $(4 \div 5) \cdot 10^8$ см/с, что соответствует энергии 60–80 кэВ/а.е.м., основной вклад в сечения потери электрона вносит перезарядка на ионах примесей. Таким образом, при рассмотрении ослабления потока тепловых нейтральных частиц из-за влияния примесей следует учитывать только процесс перезарядки. На рис. 8.5 представлены типичные значения сечений перезарядки и ионизации при столкновении $H^0 + C^{q+}$ [68, 72]. При энергии атома водорода больше 50 кэВ зависимость полного сечения потери электрона от энер-

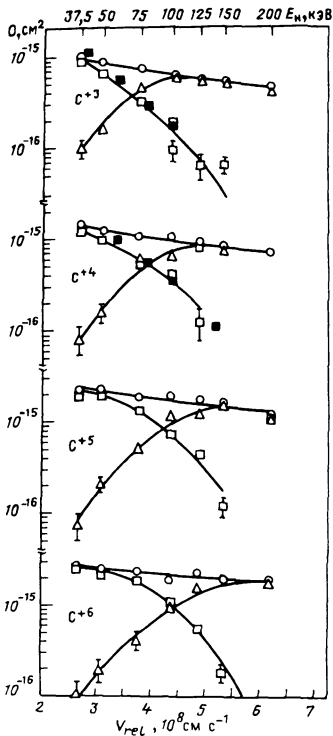


Рис. 8.5. Сечения для столкновений Cq^+ ($q = 3 \div 6$) + H^0 :

○ — полное сечение потери электрона (ионизация плюс перезарядка); □ — теоретические значения сечений перезарядки; ■ — экспериментальные данные; △ — теоретические значения сечений ионизации [80]

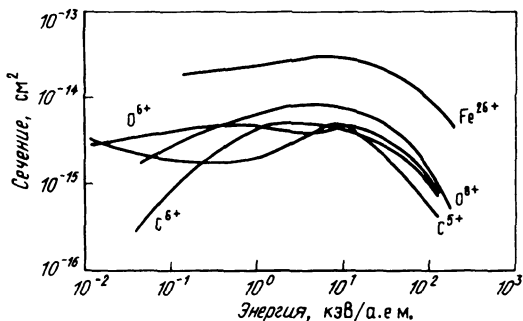


Рис. 8.6. Теоретические значения сечения перезарядки водорода на ионах примесей. При энергиях, меньших чем 25–30 кэВ/а.е.м., для расчета сечений использовался метод сильной связи. При энергиях, больших чем 50 кэВ/а.е.м., использовался классический метод: C^{5+} , $O^{6+} + H$ [83]; $O^{8+} + H$ [81]; $C^{6+} + H$ [80]; $Fe^{26+} + H$ [82]

гии можно представить в виде эмпирической формулы [69]

$$\sigma_T = 4,6q(32q/E)[1 - \exp(-E/32q)] \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad (8.5)$$

где E — энергия атома водорода в килоэлектрон-вольтах; q — заряд иона. Сечение захвата зависит от заряда как $q^{1,46}$. При более низких энергиях, когда важны столкновения примесных ионов с атомами водорода, соответствующий скейлинг не существует (рис. 8.6).

На рис.8.5 представлены результаты расчетов сечений классическим методом Монте-Карло, на рис. 8.6 — результаты расчетов сечений квантовомеханическим методом сильной связи. На рис. 8.6 показаны результаты расчета сечения перезарядки для полностью ободранных ионов C, O и Fe, водородоподобного иона C^{5+} и гелиеподобного иона O^{6+} [80–83]. В [73] получены экспериментальные данные, которые являются серьезным подтверждением справедливости расчетов методом сильной связи для перезарядки ионов углерода и кислорода на атомарном водороде.

8.3. СПЕКТРОМЕТРЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНОВ

Прекрасные обзоры, посвященные конструкциям и использованию анализаторов нейтральных частиц, можно найти в [2,58, 71]. На рис. 8.7 представлена обычно используемая схема эксперимента по определению ионной температуры и других параметров плазмы. В активном методе используются ионный источник и нейтрализатор для создания пучка быстрых атомов, проходящего через плазму. С помощью детектора 1 (обычно это тепловой или вторично-эмиссионный электронный детектор) измеряется ослабление пучка, что позволяет получить информацию о плотности плазмы и содержании примесей. Вторым детектором, расположенным под углом θ , позволяет осуществить сканирование вдоль траектории луча. Таким детектором может быть простой детектор с вторичной электронной эмиссией, позволяющий регистрировать атомы водорода, рассеянные ионами плазмы, или более сложный детектор. Обычно под углом 90° к направлению пучка расположен детектор 3, в котором имеется газовая ячейка для ионизации и обдирки атомов водорода, выходящих из плазмы, электромагнитный анализатор для определения распределения по энергии и импульсу и детектор частиц. При использовании зондирующего пучка нейтральных частиц детектор 3 регистрирует только те события, которые происходят в телесном угле, противоположном детектору. Если зондирующий пучок не используется, то детектор 3 работает в режиме, характерном для пассивного метода диагностики, и регистрирует все события вдоль луча зрения детектора. Замена системы реги-

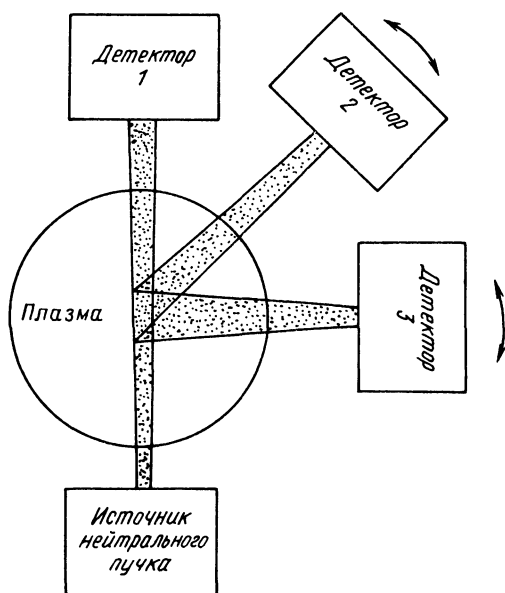


Рис. 8.7. Схема размещения приборов при активном методе корпускулярной диагностики

страции частиц на оптический спектрометр позволяет измерить плотность ионов примесей путем регистрации оптического излучения, которое возникает при захвате электрона в возбужденные состояния примесного иона. В последующих разделах обсуждается возможность использования детекторов 2 и 3 для определения других параметров плазмы.

При использовании пассивного метода диагностики измеренный спектр нейтральных частиц обусловлен суперпозицией процессов захвата электрона, происходящих при перемещении вдоль радиуса r . Использование зондирующего пучка позволяет найти локальные параметры плазмы. При конструировании источника должны быть выполнены четыре требования. Во-первых, пучок должен быть достаточно интенсивным, чтобы перезарядка ионов плазмы на атомах пучка происходила с большей скоростью, чем на атомах водорода, уже имеющихся в плазме. Это условие можно представить в следующем виде:

$$J_b/J_0 \approx n_b l / (n_0 L), \quad (8.6)$$

где J — поток нейтральных частиц, выходящих из плазмы; n — плотность нейтральных частиц; l — толщина или диаметр инжектируемого пучка; L — длина вдоль направления луча зрения детектора 3; индексы b и 0 относятся к пучку и остаточным нейтральным частицам в плазме соответственно. При проведении экспериментов предпринимались попытки получить отношение потоков порядка 10 или выше, что ведет к хорошему отношению сигнал — шум для детектора. Для увеличения отношения сигнал—шум можно использовать модуляцию пучка. Современная технология производства ионных источников и нейтрализаторов позволяет получить пучки атомов водорода с плотностью $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, что сравнимо с плотностью нейтральных частиц на оси токамака порядка $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$. Во-вторых, энергия частиц пучка должна быть такой, чтобы пучок действительно проникал в глубь плазмы. В-третьих, пучок не должен возмущать плазму. Должны быть приняты специальные меры для обеспечения дифференциальной откатки между источником и плазмой для предотвращения попадания газа из нейтрализатора в область, занятую плазмой. Наконец, коллимация пучка нейтральных частиц должна обеспечить достаточно четкое выделение объема взаимодействия для достижения пространственного разрешения 2–3 см. При получении зондирующих пучков с большой плотностью тока анализ по массам не проводится, это ведет к тому, что помимо частиц с номинальной энергией E_0 есть частицы с энергией $E_0/2$ и $E_0/3$, образующиеся при столкновительной диссоциации ионов H_2^+ и H_3^+ в нейтрализующей ячейке. Кроме того, может присутствовать молекулярная компонента H_2 . Наличие таких дополнительных по энергии и массе компонент усложняет анализ данных.

Сложность конструкции спектрометра нейтральных частиц и его использование зависят от параметров плазмы. Для измерений ионной температуры с требуемой точностью в однокомпонентной стационарной плазме или в импульсной плазме с большой длительностью импульса можно использовать одноканальный анализатор. Если в плазме имеются два или больше сортов ионов или если требуется определить временную и про-

странственную зависимость ионной температуры, то необходимо использовать сложные многоканальные анализаторы.

На рис. 8.8–8.10 представлены схемы различных анализаторов нейтральных частиц. На рис.8.8 показан простейший одноканальный анализатор [14]. Атомы водорода, выходящие из плазмы, обдираются в газовой ячейке; образовавшиеся протоны входят в параболический электростатический анализатор под углом 45° и регистрируются каналным электронным умножителем. Прибор достаточно компактен, чтобы свести к минимуму вредные эффекты, обусловленные рассеянием в процессе обдирки. Энергетическое разрешение ΔE определяется следующим выражением:

$$\Delta E/E = (\Delta x_1 + \Delta x_2)/x, \quad (8.7)$$

где Δx_1 и Δx_2 – ширина входной и выходной щелей анализатора, находящихся на расстоянии x . Таким образом, входную и выходную апертуру можно выбрать так, что будет достигаться оптимальное энергетическое разрешение и вместе с тем будет обеспечена достаточная скорость счета в детекторе. Для прохождения всего интервала энергий частиц в течение нескольких миллисекунд на электрод может быть подан положительный потенциал. Такая геометрия используется и в многоканальных анализаторах [18, 21, 30, 85, 86].

Принципиальным недостатком многоканальных энергетических анализаторов является то, что при заданном напряжении отношение минимальной измеряемой энергии к максимальной энергии составляет $1/2$.

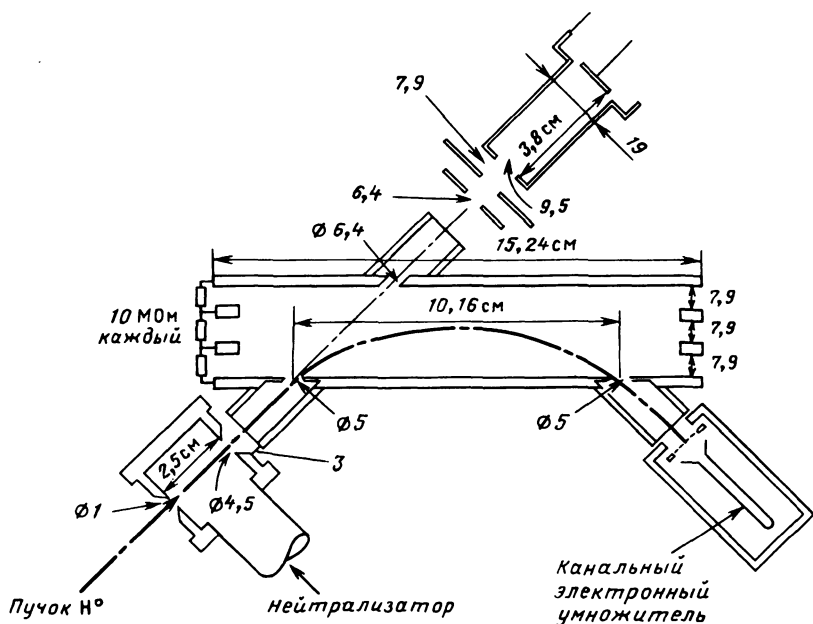


Рис. 8.8. Одноканальный анализатор нейтральных частиц [14]

Рис. 8.9. Пятиканальный анализатор нейтральных частиц по энергии и импульсу [6]:

1 - отклоняющие пластины; 2 - анализирующий магнит; 3 - детекторы; 4 - цилиндрические анализаторы; 5 - нейтрализатор

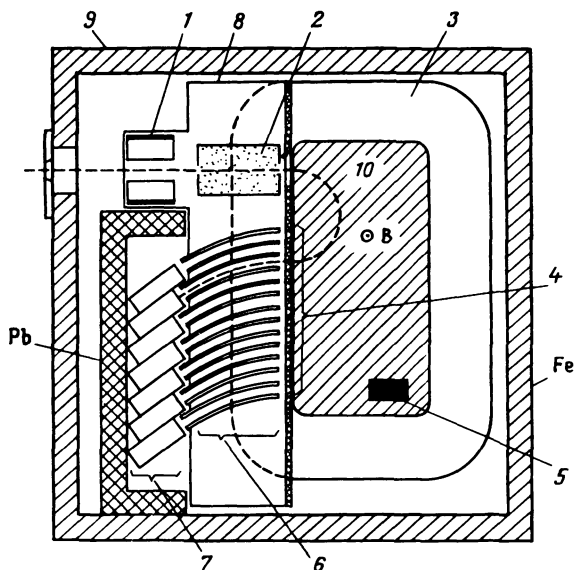
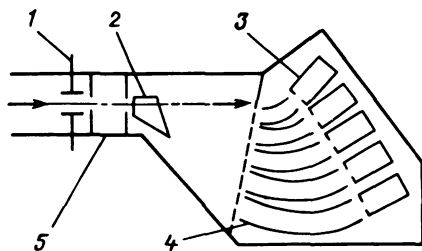


Рис. 8.10. Схема анализатора и семиканального цилиндрического анализатора, использовавшихся в экспериментах на ISX [65]:

1 - отклоняющие пластины; 2 - нейтрализатор; 3 - обмотка электромагнита; 4 - входные диафрагмы для частиц с различными импульсами; 5 - холловский датчик; 6 - энергетические фильтры; 7 - детекторы; 8 - нейлоновый изолятор; 9 - магнитный железный экран; 10 - полюс магнита

Более гибкая конструкция анализатора показана на рис. 8.9 [6]. Нейтральные частицы обдираются в газовой ячейке, анализ по импульсам проводится с помощью магнита, анализ по энергиям проводится пятиканальным цилиндрическим анализатором, и детектирование осуществляется открытыми электронными умножителями. Дополнительным преимуществом тандемного анализатора является то, что дискриминация по массам позволяет проводить измерения в водородной плазме, нагреваемой дейтериевым пучком. Аналогичный анализатор использовался для определения энергетического распределения ионов в открытой ловушке 2ХПВ [66]. Система анализа и детектирования состояла из 15 каналов, что позволило перекрыть для ионов D^+ энергетический интервал 0,5–50 кэВ.

В экспериментах на TFTR [32] для уменьшения эффектов, связанных с рассеянием в анализаторе, использовался компактный одноканальный анализатор, который затем был модифицирован (число каналов доведено до семи) и использован в экспериментах на ISX [65]. Схема анализатора показана на рис. 8.10. Использование небольшого расстояния между газовой ячейкой и детекторами приводит к уменьшению потерь ионов, обусловленных неупругим рассеянием в газовой ячейке.

Простые анализаторы частиц, использовавшиеся в 60-х годах, были значительно усовершенствованы и превратились в сложную диагностическую систему, которая будет установлена на TFTR¹ [56, 64]. Планируется использовать 12 анализаторов для измерения поперечной температуры ионов и 8 анализаторов для тангенциальных измерений спектров замедляющихся ионов, образующихся при инжекции пучков нейтральных частиц. В анализирующем устройстве имеется электрическое поле, параллельное направлению магнитного поля. Частицы, входящие в область, занятую полем E и H , будут отклоняться в направлении электрического поля со смещением, пропорциональным m/e и не зависящим от скорости частиц (m — масса иона, e — заряд иона). Магнитное поле отклоняет входящие ионы на 180° . Таким образом, на коллекторе ионы H^+ , D^+ , и T^+ будут разделены на три группы, причем для каждой группы будет существовать дисперсия по энергиям. В коллекторе будет три 60-см канальных умножителя. Для записи и обработки массива данных, получаемых в такой системе, необходимо использование мощных ЭВМ.

При получении распределения по энергиям или скоростям из исходных данных следует использовать поправки на энергетическое разрешение анализатора. Если проводится только анализ по энергиям, то дисперсия анализатора определяется выражением

$$dx/dE = \text{const}, \quad (8.8)$$

где x — смещение частицы вдоль направления отклонения пучка. Если dx фиксировано или все каналы имеют одинаковую ширину апертуры, то дисперсия имеет следующий вид:

$$\Delta E/E = \Delta x/x \sim 1/E. \quad (8.9)$$

Для заданного энергетического распределения интенсивность в каждом канале возрастает с энергией. Для анализаторов по энергии и импульсу дисперсия имеет вид

$$\frac{dx}{d(mv)} = \text{const}, \quad (8.10)$$

и если Δx фиксировано, то

$$\Delta E/E \sim 1/E^{1/2} \quad (8.11)$$

¹ На установке TFTR описываемая аппаратура уже установлена. — *Прим. ред.*

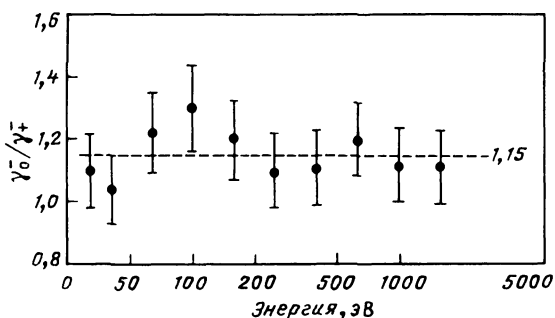


Рис. 8.11. Зависимость отношения коэффициента вторичной электронной эмиссии для H^0 к коэффициенту вторичной электронной эмиссии для H^+ от энергии в области энергий 30–1600 эВ. Поверхность меди покрыта газом [74]

Эффективность конверсии анализатора зависит от коэффициента обдирки в газовой ячейке, рассеяния, которое ведет к потере частиц на пути между газовой ячейкой и коллектором, и эффективности детектора. Для проведения абсолютной калибровки с учетом этих трех факторов используются моноэнергетические пучки. Слудует принять меры к тому, чтобы обеспечить постоянство чувствительности детектора в течение длительного периода. Основная проблема, с которой приходится сталкиваться при проведении калибровки, заключается в абсолютном детектировании атомов водорода. В более ранних исследованиях обычно использовалась регистрация электронов, выбиваемых быстрыми атомами, падающими на металлическую мишень, и считалось, что коэффициент вторичной электронной эмиссии одинаков для H^0 и H^+ .

В соответствии с теорией [44–46] эмиссия вторичных электронов при больших энергиях падающих частиц определяется процессом кинетической эмиссии. Для H^0 и H^+ с энергией 100–200 эВ потенциальная эмиссия доминирует над кинетической и коэффициент вторичной эмиссии не зависит от энергии. Таким образом, при малых энергиях коэффициент вторичной эмиссии для H^0 может чрезвычайно сильно отличаться от коэффициента вторичной эмиссии для H^+ . В [84] показано, что отношение коэффициентов вторичной эмиссии γ_0^-/γ_+^+ (для H^0 и H^+) для поверхностей, покрытых газовыми молекулами, увеличивается от 1,1 при 20 кэВ до 1,3 при 200 кэВ. Для случая падения H^0 и H^+ на Cu, CuBe, Al, Mo в области энергий 0,2–8 кэВ значение отношения γ_0^-/γ_+^+ составляет 1,18 с точностью 25% [60]. В [74] получен известный поток атомов водорода путем фотоотрыва электрона от иона H^- в резонаторе лазера ($\lambda = 1064$ нм). На рис. 8.11 представлена зависимость отношения γ_0^-/γ_+^+ от энергии налетающей частицы. В интервале энергий 30–1600 эВ это отношение составляет $1,15 \pm 0,08$. Для поверхностей, покрытых газовыми молекулами, коэффициент вторичной эмиссии не зависит от вида металлической подложки. Сравнение энергетической зависимости коэффициента вторичной эмиссии и сечений ионизации молекул кислорода атомами водорода показывает, что энергетическая зависимость оказывается одинаковой для сечения ионизации и коэффициента эмиссии отрицательных частиц. Имеют-

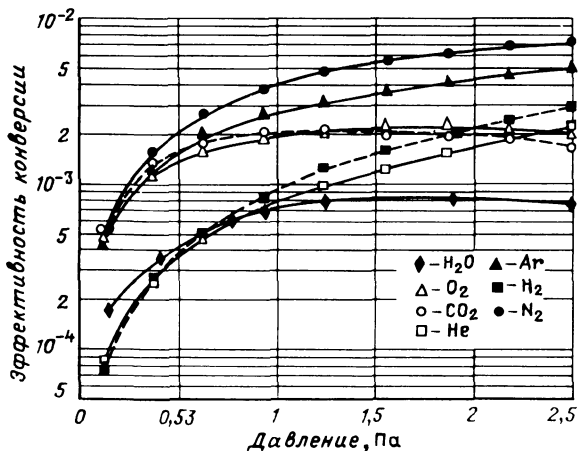


Рис. 8.12. Зависимость эффективности конверсии в анализаторе нейтральных частиц от давления в газовой ячейке для семи газов-мишеней. Схема анализатора показана на рис. 8.8 [14]

ся указания на то, что отрицательные ионы и электроны, испускаемые с поверхностей, покрытых молекулами газов, образуются при парных столкновениях падающих ионов или атомов с малой энергией с молекулами, абсорбированными на поверхности.

Конструкция анализатора и выбор газа для обдирки критическим образом зависят от величины сечения обдирки для газа или пара и сечения упругого и неупругого рассеяния. При известном полном сечении рассеяния геометрия ячейки и анализатора могут быть оптимизированы, чтобы получить максимальный сигнал детектора. Сечения неупругого рассеяния при обдирке атомарного водорода в некоторых газах в области энергий 1–10 кэВ были измерены в [37]. Результаты этой работы можно суммировать следующим образом: 1) сечение рассеяния при данной энергии возрастает с увеличением массы мишени; 2) сечения рассеяния для обдирки H и D совпадают при одинаковой энергии в системе центра масс; 3) рассеяние, обусловленное столкновениями с захватом электрона, мало по сравнению с рассеянием при столкновениях, сопровождающихся обдиркой.

Эффективность конверсии для семи газов была определена с помощью анализатора нейтральных частиц, показанного на рис. 8.8. Полученные в [14] результаты представлены на рис. 8.12, максимальная эффективность конверсии наблюдается для азота при поверхностной плотности газа в ячейке меньшей $1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. На рис. 8.13 представлены результаты измерения эффективности конверсии в области энергий 0,1–10 кэВ для давления азота в ячейке 0,13–1,3 Па. При 10 кэВ эффективность конверсии была 0,01–0,05 и уменьшалась до 10^{-4} – 10^{-3} при 0,1 кэВ. Такие значения эффективности типичны и для других используемых вариантов анализатора. При увеличении энергии частицы выше 10 кэВ максимальное значение эффективности конверсии достигалось примерно при 50 кэВ.

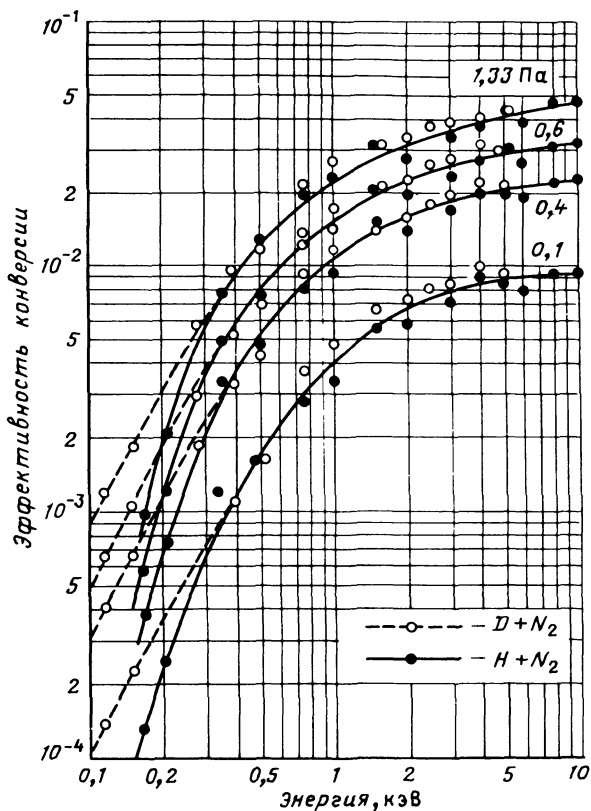


Рис. 8.13. Эффективность конверсии в анализаторе нейтральных частиц для водорода и дейтерия, падающих на ячейку, заполненную азотом [14]

На рис. 8.13 представлены также результаты измерения эффективности конверсии для D^0 при энергии, соответствующей удвоенной энергии атома водорода (или же при скорости, равной скорости атома водорода). При энергиях больших 400 эВ эффективность конверсии для H и D одинакова, тогда как при более низких энергиях эффективности для H^0 и D^0 различаются. Этот факт является следствием того, что сечения обдирки для H^0 и D^0 совпадают при равных скоростях и сечение рассеяния зависит от энергии. Энергия, при которой начинается расхождение эффективности конверсии для H и D, определяется геометрией ячейки и анализатора. Чтобы избежать загрязнения плазмы газом, поступающим из камеры обдирки, часто используется молекулярный водород. Для H_2 эффективность конверсии в 8–10 раз меньше, чем для N_2 .

Для увеличения эффективности конверсии используется импульсная газовая ячейка, что позволяет увеличить плотность в перезарядочной мишени и достичь равновесного распределения по зарядовым состояниям ($nl \sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$) [22]. Газовая ячейка состоит из цилиндра длиной 9 см, в котором установлены внутренние перегородки с апертурой 2 см,

препятствующие течению газа и действующие как газовая линия задержки. С помощью быстродействующего механического клапана давление в ячейке достигает равновесного значения за 15 мс, поддерживается в течение 15 мс и затем падает в 6 раз к концу 60-й мс. При использовании в качестве обдирочной мишени гелия эффективность конверсии увеличивается в 20 раз по сравнению со значением, которое получается в ячейке с постоянным давлением.

При энергиях атома водорода 2–7 кэВ эффективность конверсии в H^+ почти постоянна и находится в пределах 10–15%. При энергиях меньше 2 кэВ, когда важную роль играет неупругое рассеяние, эффективность уменьшалась до 0,08% при 500 эВ. Импульсная газовая ячейка была использована для увеличения чувствительности анализатора в экспериментах с плазмой большой плотности на Alcator [31]. Увеличение эффективности конверсии позволило измерить температуру ионов в плазме при средней плотности $(1 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При использовании анализатора в импульсном режиме разряда с длительностью импульса 1 с или больше для получения ионной температуры с временным разрешением газовая ячейка должна работать в периодическом режиме.

В наружных областях плазмы в токамаке температура ионов меньше 100 эВ. Поскольку эффективность конверсии для водорода при энергиях меньших 100 эВ оказывается порядка 10^{-4} , для обеспечения превышения сигнала над уровнем фона следует использовать другие методы. Кроме того, большинство частиц, выходящих из плазмы, имеют малые энергии. Абсолютные измерения потоков частиц с малой энергией, вылетающих с поверхности плазмы, позволяют получить важные данные для оценки эрозии стенок из-за распыления. Для измерения потока выходящих атомов водорода и низких температур использовались две системы: 1) анализатор нейтральных частиц, в котором для конверсии H^0 в H^+ применялась ячейка с парами цезия [26]; 2) пролетный спектрометр [88].

Общая эффективность анализатора нейтральных частиц при измерении энергетического распределения атомов низкой энергии увеличивается при замене газа в ячейке на пары цезия, при этом захват электрона приводит к образованию ионов H^+ , для которых затем проводится анализ распределения по энергии. В этой области энергий не только сечение захвата электрона, приводящее к образованию H^+ , больше сечения обдирки H^0 , но и рассеяние заметно меньше. На рис. 8.14 представлена схема установки. Тепловая трубка использовалась для создания паров цезия и предотвращения загрязнения плазмы [12, 13]. При температуре 140 °C давление паров цезия составляло 0,13 Па, что позволяло получить оптимальную плотность цезия для максимальной конверсии пучка атомов водорода с энергией 100 эВ. На рис. 8.15 представлена эффективность конверсии для водорода в области энергий 0,1–6 кэВ (штриховая кривая). Для пучка с энергией 100 эВ эффективность примерно в 300 раз больше эффективности для азота (сплошная кривая на рис. 8.15). Анализатор использовался для определения температуры ионов в EBT, где ионная температура меньше 100 эВ. Недавно был прокалиброван четырехканальный анализатор, который успешно использовался для определения параметров плазмы в токамаке [87].

Рис. 8.14. Схема ячейки с тепловой трубкой, заполненной цезием, и одноканальный спектрометр нейтральных частиц [26]:

1 – параллельные пластины энергетического анализатора; 2 – цилиндр Фарадея с вторичной эмиссией; 3 – каналный электронный умножитель; 4 – трубка с цезием; 5 – ионы; 6 – отклоняющие пластины

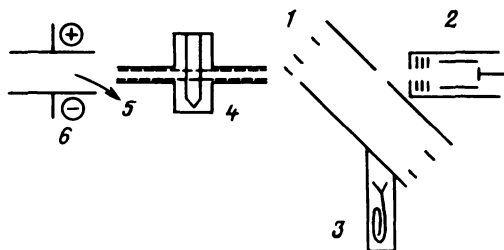
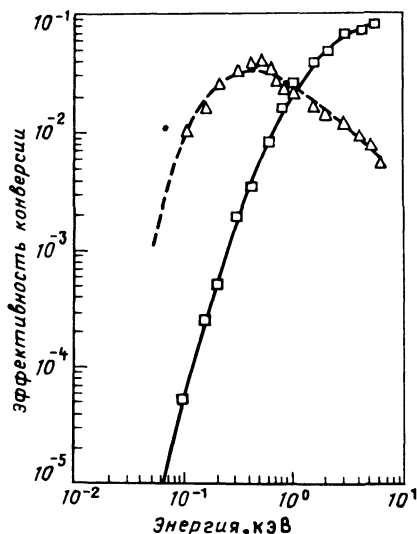


Рис. 8.15. Зависимость эффективности конверсии в тепловой трубке с цезием от энергии атомов водорода:

△ – экспериментальные данные; □ – результаты, полученные для эквивалентной ячейки, заполненной азотом. Штриховая кривая – аппроксимация 4-го порядка, подобранная методом наименьших квадратов [26]



Для измерения энергетического спектра нейтральных частиц, выходящих из плазмы токамака с энергией 20–1000 эВ, использовался пролетный спектрометр [89]. С помощью вращающегося прерывателя создавались импульсы нейтральных частиц длительностью около

1 мкс. Регистрация частиц осуществлялась с помощью вторичной эмиссии с поверхности, покрытой ВеCu. На рис. 8.16 представлены два спектра дейтерия в начальной стадии разряда в PLT: в момент времени $t = 30$ мс и в момент времени $t = 50$ мс, когда температура ионов в центре плазмы близка к стационарному значению. Температура ионов примерно равна 18 эВ в более ранний момент времени и возрастает до 52 эВ при $t = 50$ мс.

Анализатор с замедляющими сетками оказался полезным для определения энергетического распределения ионов, выходящих через пробки в открытых ловушках. Схема анализатора представлена на рис. 8.17. Анализатор удовлетворяет следующим критериям: 1) входная сетка имеет малый коэффициент пропускания и дебаевский радиус плазмы в анализаторе оказывается больше расстояния между сетками; 2) угол регистрации больше $\pm 25^\circ$, чтобы принимать ионы, рассеянные из конуса потерь; 3) радиус тормозящих сеток для электронов и ионов больше, чем входная апертура, примерно на два ионных циклотронных радиуса,

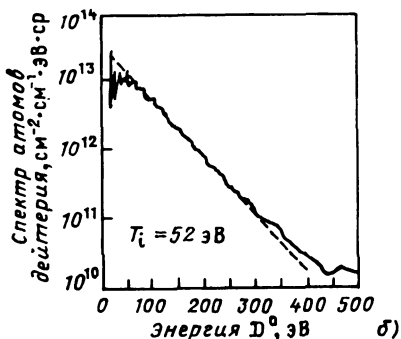
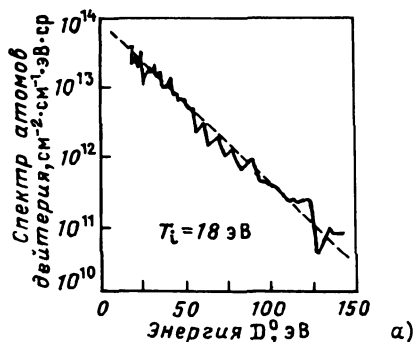


Рис. 8.16. Спектр атомов дейтерия, вылетающих из плазмы PLT в начальной стадии разряда [88]

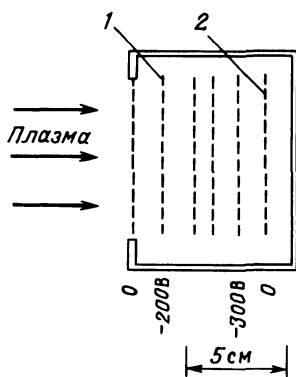


Рис. 8.17. Схема сеточного анализатора [70];

1 — сетка; 2 — коллекторные пластины (каждая размером 1 × 10 см)

так что все ионы, находящиеся вблизи входной сетки, имеют одинаковую вероятность достичь сетки вблизи коллектора. Детекторы с сетками, сконструированные в соответствии с этими критериями, успешно использовались для измерения энергий ионов с энергиями 50–1000 эВ, выходящих из открытой ловушки вдоль силовых линий магнитного поля.

При анализе экспериментальных спектров, полученных с помощью обдирочной ячейки и электростатического анализатора, следует вводить поправки не только на зависимость эффективности конверсии от энергии, но и на ослабление потока частиц при движении частиц от центра плазмы к краю. В [34] получено общее выражение для ослабления потока нейтральных частиц, диффундирующего через плазму:

$$\text{Ослабление} = \exp \left(- \sum_{j, k} \int_r^a \sigma_{kj}(E_j) f(E_j, r') dE_j dr' \right), \quad (8.12)$$

где индекс j нумерует частицы плазмы — электроны, протоны, ионы примесей и т.д.; суммирование по k означает сумму по всем столкновительным процессам; a — радиус плазмы; E_j — энергия частицы j ; r — радиус на котором образовалась нейтральная частица. Эту формулу представим в явной форме:

$$\begin{aligned} \text{Ослабление (из центра плазмы)} = & \exp [-an_i(\sigma_{ex} + \\ & + \sigma_{ii} + \sigma_s) - an_e \langle \sigma_{ei} v_e \rangle / v_b], \end{aligned} \quad (8.13)$$

где n_e и n_i — средние плотности электронов и ионов; σ_{ex} — сечение перезарядки на ионах плазмы; σ_{ij} — сечение ионизации протонами и ионами примесей; σ_s — сечение рассеяния; σ_{ei} — сечения ионизации электронами; v_e и v_b — скорости электрона и атома водорода соответственно; $\langle \sigma_{ei} v_e \rangle$ — скорость ионизации электронами, усредненная по функции распределения по скоростям; a — радиус плазмы.

Из данных, представленных на рис. 8.4, видно, что основными столкновительными процессами, ведущими к ослаблению потока частиц или пучка, являются резонансная перезарядка и ионизация электронами. Для удобства вводится сечение захвата плазмой в виде

$$\sigma_{pc} = \sigma_{ex} + \langle \sigma_{ei} v_e \rangle / v_b, \quad (8.14)$$

которое для типичных параметров плазмы в токамаках составляет $(1 \div 2) \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

Знание сечений, которые используются при расчетах ослабления пучка, необходимо не только для определения температуры плазмы; оно позволяет оценить время жизни частиц в плазме и время установления равновесного состояния. Время жизни частицы определяется соотношением

$$\tau_{ex} = 1/n_a \langle \sigma_{ex} v_r \rangle, \quad (8.15)$$

где n_a — плотность атомов водорода; v_r — относительная скорость атомов и ионов. Типичные времена жизни в плазме токамака составляют 0,01–0,1 с. Аналогичным образом можно оценить время установления равновесного состояния при условии, что выходящий поток атомов водорода равен падающему потоку. В этом случае время установления равновесия определяется соотношением

$$\tau_{eq} \approx (n_i \sigma_{ex} v_r)^{-1}. \quad (8.16)$$

Для плазмы в токамаке это время составляет несколько микросекунд. Приведенные выше формулы можно использовать для введения поправок при интерпретации данных, полученных с помощью анализатора нейтральных частиц. Для получения более точных результатов необходимо ввести поправки, связанные с наличием распределений температуры и плотности, которые для токамака достаточно адекватно описываются следующим выражением:

$$T(r) = T(0) [1 - (r/a)^{\mu}]^m. \quad (8.17)$$

Для определения температуры ионов исходя из распределения частиц по энергии, измеренного анализатором, были развиты сложные численные коды [42].

На рис. 8.18 показан спектр нейтральных частиц перезарядки, полученный на PLT [36, 63]. По оси ординат отложен натуральный логарифм потока, а по оси абсцисс — энергия частицы. На рис. 8.18 представлен поток с учетом поправок на эффективность конверсии анализатора и энергетическое разрешение. Если принять, что в плазме имеется максвелловское распределение по энергии, которое для одномерной системы имеет вид

$$f(E) = K [E^{1/2} / (kT)^{3/2}] \exp[-E/(kT)], \quad (8.18)$$

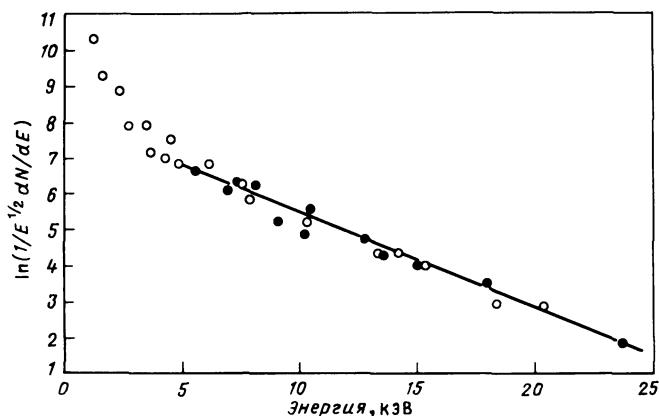


Рис. 8.18. Распределение нейтральных частиц перезарядки по энергиям в PL T. Сплошная линия подобрана методом наименьших квадратов для данных, лежащих в интервале $(1,5 \div 6,0) kT_i$ и соответствует температуре ионов $T_i = 4,5$ кэВ. Данные получены для четырех разрядов [64]

то температура ионов в плазме будет определяться наклоном кривой, которую можно аппроксимировать прямой линией. Данные, представленные на рис. 8.18, относятся к случаю инжекции пучка атомов водорода мощностью 1,6 МВт в дейтериевую плазму, что приводило к нагреву плазмы до 4,5 кэВ. Анализатор частиц регистрировал тепловые атомы дейтерия, выходящие из плазмы. При энергии меньше 4 кэВ распределение отклоняется от максвелловского и частицы, зарегистрированные в этой области энергий, отражают свойства частиц в наружной области плазмы.

Для иллюстрации необходимости использования комбинированного анализа по энергии и импульсу для плазмы, нагреваемой с помощью инжекции пучков нейтральных атомов, на рис. 8.19 представлен спектр нейтральных частиц для дейтериевой плазмы, нагреваемой пучком атомов водорода [65]. Данные для мощности пучка 1 МВт получены с помощью анализатора, показанного на рис. 8.10. Четыре представленных энергетических спектра позволяют проследить временную эволюцию нагрева плазмы. При энергиях больших 7 кэВ поток быстрых атомов водорода примерно в 100 раз больше потока атомов дейтерия из равновесной плазмы. При нагреве пучками нейтральных частиц получить точное значение температуры ионов нельзя, если не иметь возможности проводить дискриминацию частиц по массам.

Методы измерения температуры ионов в плазме в открытых ловушках в основном являются такими же, как и для измерений в токамаках. Поскольку, однако, потери частиц из области удержания связаны с рассеянием в конус потерь, нельзя получить распределение по тепловым скоростям. Для описания энергетического распределения используется средняя энергия, которая определяется соотношением

$$\bar{E} = \int E f(E) dE / \int f(E) dE, \quad (8.19)$$

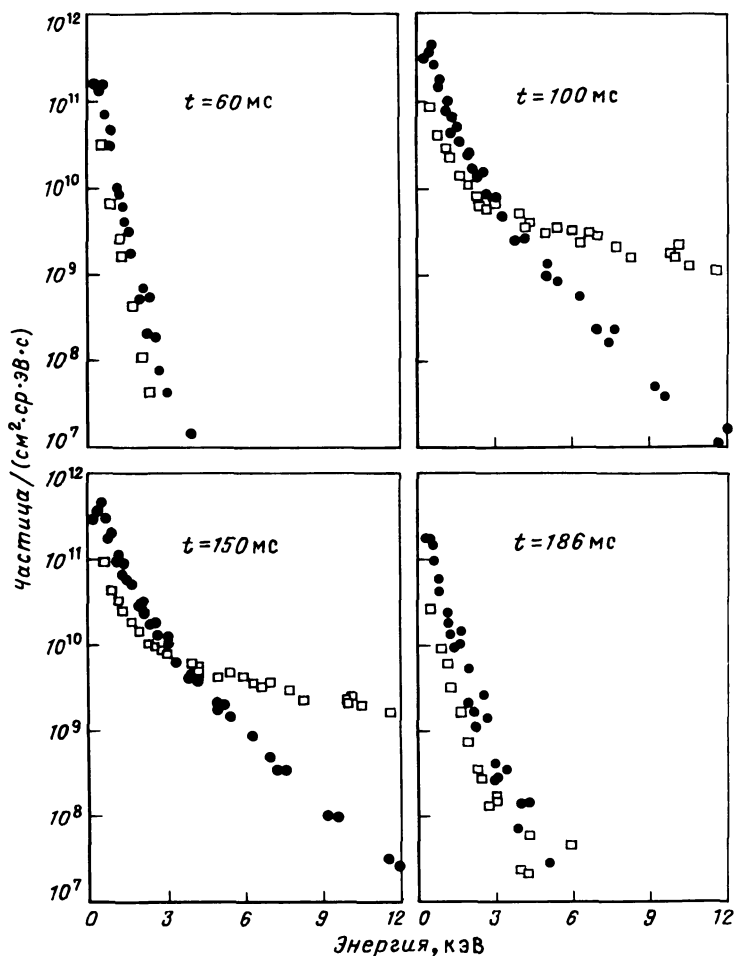


Рис. 8.19. Спектры нейтральных частиц перезарядки в различные моменты времени при нагреве плазмы путем инъекции пучка нейтральных частиц в ISX. Данные для низкоэнергетической тепловой компоненты и компоненты с большей энергией получены с помощью семи канального анализатора по энергии и импульсу в различные моменты времени t :

● — спектр дейтерия; □ — спектр быстрых атомов водорода [65]

где интегралы могут быть аппроксимированы суммами по всем каналам анализатора. На рис. 8.20 показан энергетический спектр, полученный на установке 2ХИВ для четырех моментов времени. В удерживающее поле инжектировался пучок атомов дейтерия с эквивалентным током 430 А. Средняя энергия составляла 10–11 кэВ до тех пор, пока через 6,6 мс не выключался пучок. После выключения пучка средняя энергия спадала с постоянной времени 360 мкс.

При обсуждении вопроса о справедливости допущения, что распределение по энергии выходящих частиц действительно отвечает распределению

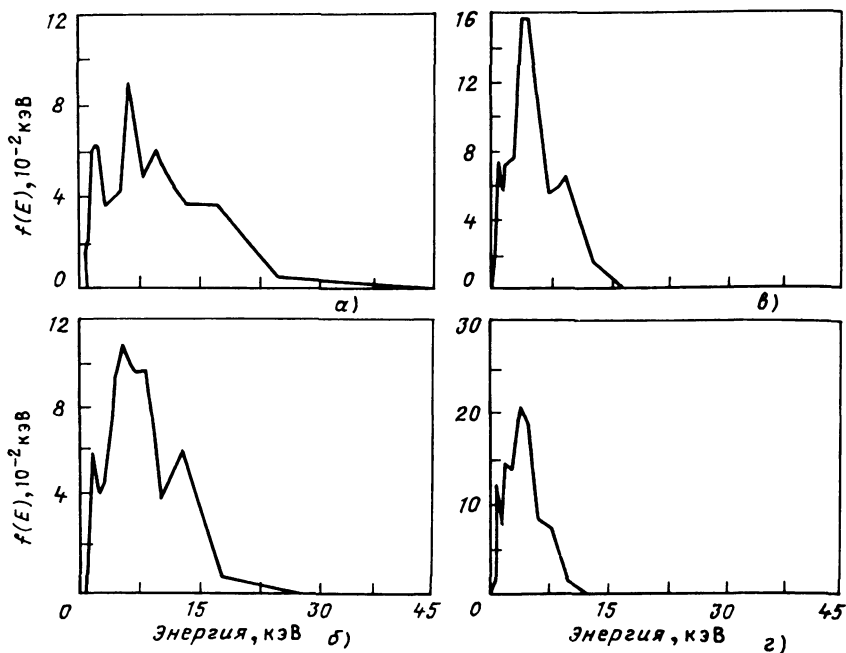


Рис. 8.20. Распределение по энергии нейтральных частиц, выходящих из плазмы в 2ХИВ [66]

плазменных ионов по энергии, возникает много проблем. Прежде всего это проблема искажения функции распределения в области больших энергий при нагреве пучками нейтральных частиц для случая, когда мощность пучка равна или превосходит мощность омического нагрева плазмы в токамаках. В процессе получения развертки спектра использовался специальный метод рассмотрения той части кривой, которая относится к области энергий $E > 2kT_i$. Для изучения любых искажений, связанных с влиянием пучка при его термализации посредством кулоновских столкновений с электронами и ионами плазмы, проводились два различных исследования. В одной из этих работ решалось уравнение Фоккера–Планка для равновесной функции распределения ионов в области больших и малых скоростей [25]. Показано, что функция распределения в области больших энергий искажается и является немаксвелловской при нагреве пучком, если потери частиц определяются теплопроводностью. Если потери частиц обусловлены главным образом перезарядкой или диффузией, то функция распределения в области больших энергий должна быть максвелловской. Искажение функции распределения возрастает при увеличении мощности пучка. Из теории следует, что надежные значения ионной температуры можно получить при выполнении условия $v_1 \ll v_2$, где v_1 – скорость нейтральных частиц плазмы, v_2 – скорость инжектированных нейтралов.

Во второй работе решалось нелинейное уравнение Фоккера–Планка [57]. Показано, что в области больших энергий термализация обуслов-

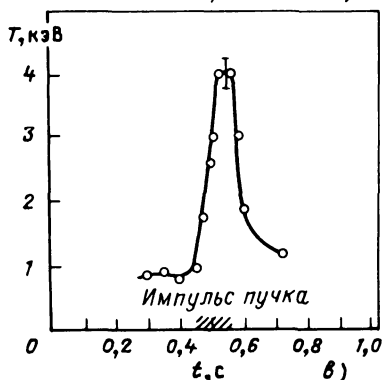
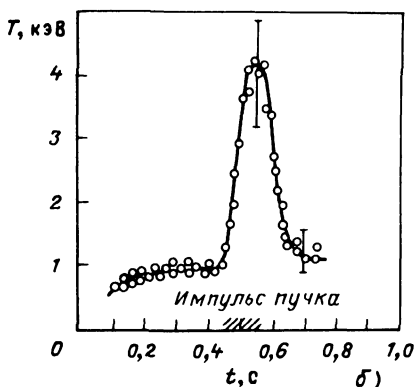
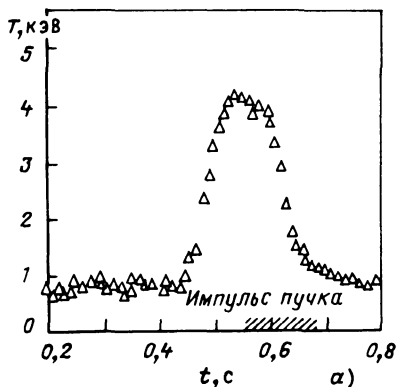


Рис. 8.21. Изменение температуры ионов в PLT:

температура ионов, определенная по спектру нейтральных частиц перезарядки. Максимальная температура $T_i = 4$ кэВ получена при инжекции пучка атомов водорода мощностью 1,6 МВт в дейтериевую плазму (а). Температура ионов, измеренная по полному выходу нейтронов. Максимальная температура $T_i = 4$ кэВ при инжекции пучка атомов водорода мощностью 1,4 МВт в дейтериевую плазму (б). Температура ионов, измеренная по

доплеровскому уширению линии $\lambda = 2665 \text{ \AA}$ иона FeXX. Максимальная температура $T_i = 4$ кэВ при инжекции пучка атомов водорода мощностью 1,6 МВт в дейтериевую плазму (в)

лена столкновениями частиц друг с другом. Таким образом, распределение в области больших энергий действительно отвечает истинной температуре ионов.

В горячей лабораторной плазме неизвестна степень отклонения функции распределения по скоростям или энергиям от максвелловского распределения. В плазме токамака причиной возникновения неравновесности является наличие тока, градиента потенциала и других возмущений. Чтобы можно было доверять результатам измерения ионной температуры, было проведено сравнение результатов, полученных с помощью нескольких экспериментальных методик.

На рис. 8.21 представлены результаты измерений ионной температуры на PLT, выполненных с помощью трех методов. В дейтериевую плазму инжектировался пучок атомов водорода мощностью 1,6 МВт. На рис. 8.21, а представлены результаты измерений с помощью пассивной корпускулярной диагностики (температура ионов достигает 4 кэВ), на рис. 8.21, б – измерений ионной температуры по выходу нейтронов в D-D-реакции. Использование такой методики приводит к большим

погрешностям при определении ионной температуры, поскольку для расчета скорости реакции при температуре T_i необходимо знать абсолютную плотность D^+ на оси. Наличие многозарядных ионов примесей затрудняет определение плотности дейтонов D^+ . На рис. 8.21, в представлены результаты измерений ионной температуры по доплеровскому уширению линии иона Fe XX. Для регистрации линии с $\lambda = 2665 \text{ \AA}$, отвечающей квадрупольному запрещенному переходу в ионе Fe XX, использовался спектрометр скользящего падения. Регистрация запрещенных переходов позволяет использовать обычные спектрометры, которые легче калибровать в ультрафиолетовой области спектра. Увеличение мощности пучка с 1,6 до 2 МВт приводит к увеличению температуры ионов с 4 до 6 кэВ. Для регистрации линии $K\alpha$ иона Fe XXV, отвечающей переходу $2p-1s$ ($\lambda = 7,85 \text{ \AA}$), использовался кристаллический спектрометр. Для более высоких температур, когда заряд иона возрастает, следует идентифицировать дополнительные запрещенные переходы. При измерениях доплеровской ширины линий ионов в плазме токамака профили линии можно описать функцией Гаусса.

Искажение функции распределения в области больших энергий влияет на результаты измерений как при использовании нейтральных частиц перезарядки, так и при определении нейтронного выхода. Это искажение не влияет на результаты измерений температуры по доплеровской ширине, но в этом методе существует неопределенность, связанная с тем, что измеренная температура ионов примесей не совпадает с температурой дейтонов в плазме, нагреваемой пучками. Передача энергии от инжектированных ионов к примесным ионам в процессе термализации быстрых ионов в плазме пропорциональна $n_i Z_i^2 / m_i$, где Z_i – заряд ядра частицы с массой m_i . Таким образом, передача энергии к примесным ионам сильнее зависит от заряда ядра, чем от массы, что приводит к преимущественному нагреву примесных ионов. При анализе результатов измерений по доплеровскому уширению следует вводить поправки, учитывающие такой классический механизм передачи энергии. Сравнение результатов, представленных на рис. 8.21, а-в, показывает, что значения температуры, полученные тремя методами, находятся между собой в удовлетворительном согласии.

8.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ИОНОВ И ЭФФЕКТИВНОГО ЗАРЯДА ПО ОСЛАБЛЕНИЮ ПУЧКА НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Плотность электронов определяется с помощью лазерного томсоновского рассеяния или интерферометрическим методом с использованием пучков микроволн или субмиллиметровых лазерных пучков. Если в плазме нет примесей, то $n_e = n_H^+$. Ионы примесей вносят заметный вклад в полный положительный заряд, и плотность протонов не равна плотности электронов, а равна $n_e - n_i Z_i$, где n_i – плотность примесных ионов, Z_i – заряд иона.

Один из методов, использовавшихся для определения плотности протонов в плазме, состоит в том, что в плазму инжектируется пучок атомов водорода (по нескольким хордам) и измеряется результирующее ослаб-

ление пучка. Если геометрические размеры плазмы известны, то радиальное распределение получается путем использования обращения Абея. В течение последних 20 лет этот метод успешно использовался. В [35] использовалась инжекция пучка атомов водорода с энергией 2,5–5 кэВ в плазму стелларатора, было найдено, что плотность протонов составляет $10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Этот метод активно использовался в СССР для определения плотности ионов в установке с сжатием тороидальной плазмы [19], в токамаке [59] и установке "Альфа" [5]. В этих измерениях предполагалось, что ослаблением, обусловленным наличием ионов примесей, можно пренебречь. Недавно на TFR были проведены измерения ослабления пучка с учетом влияния ионов Mo^{q+} и O^{q+} .

Диагностическая аппаратура, установленная на TFR, включала ионный источник, ускоритель для ускорения ионов до энергий 2–40 кэВ и нейтронизатор, в котором ионы H^+ превращаются в H^0 . На противоположной стороне плазмы расположено отверстие диаметром 2 см, которое ограничивает пучок атомов водорода, прошедший через плазму. После прохождения углеродной фольги толщиной 100 Å пучок атомов преобразовывался в пучок ионов, который проходил через магнитное поле для выделения только тех протонов, которые набирали полную энергию. После анализа по импульсам ионы регистрировались с помощью открытого электронного умножителя. Система источник–детектор позволяла осуществлять сканирование плазмы от разряда к разряду.

Как отмечалось в § 8.2, следующие процессы ведут к ослаблению пучка: перезарядка на протонах; ионизация электронами и протонами; упругое рассеяние на электронах и протонах; перезарядка, ионизация и упругое рассеяние на ионах примесей; упругое рассеяние и обдирка на нейтральном газе, окружающем плазму.

Чтобы рассчитать ослабление пучка, проходящего через плазму вдоль одной хорды, формулу (8.13) представим в виде

$$\frac{I}{I_0} = \exp \left[- \left(\sigma_c \int_{l_p} n_p dl + \frac{\langle \sigma_{ei} v_e \rangle}{v_b} \int_{l_p} n_e dl + \sigma_s \int_{l_p} n_0 dl + \sum_{i, q} \sigma_{i, q} \int n_{iq} dl \right) \right]. \quad (8.20)$$

В этом выражении первый член описывает ослабление, обусловленное перезарядкой, ионизацией и упругим рассеянием на протонах, проинтегрированное по длине хорды l_p . Второй член описывает ослабление из-за ионизации электронами, причем скорость ионизации усреднена по равновесной функции распределения электронов по скоростям. Третий член обусловлен обдиркой и рассеянием зондирующего пучка на частицах нейтрального газа, окружающего плазму. Наконец, последний член обусловлен столкновениями с ионами примесей; сечение σ_{iq} относится к перезарядке, ионизации и рассеянию дейтерия на ионах примесей. Ослабление пучка, обусловленное рассеянием на газе и заряженных частицах, зависит от диаметра зондирующего пучка. Если параметры пучка и конструкция детектора оптимизированы и детектор регистрирует все частицы

в пределах $\pm 2^\circ$ (в эксперименте на TFR), то сечение упругого рассеяния много меньше сечения других процессов, ведущих к ослаблению пучка, и им можно пренебречь. На практике это условие трудно выполнить, и для оценки эффектов, связанных с упругим рассеянием, камеру наполняют водородом до давления $1,33 \cdot 10^{-2}$ Па. Измерение ослабления пучка в водороде позволяет не только определить ослабление из-за упругого рассеяния, но и оценить значение третьего члена в (8.20). В плазме токамака с плотностью $3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ ослабление, связанное с рассеянием и обдиркой, мало и им можно пренебречь.

Сравнивая сечения, представленные на рис. 8.4, можно сделать вывод, что для зондирующего водородного пучка с энергией, меньшей 20 кэВ (40 кэВ для дейтерия), сечение резонансной перезарядки превышает сечение ионизации протонами. Таким образом, при анализе результатов измерения ослабления для водородных пучков с энергией, меньшей 20 кэВ необходимо рассмотреть только перезарядку, ионизацию электронами и столкновения с ионами примесей. При столкновении с ионами S^{q+} также следует учитывать только перезарядку (см. рис. 8.5). Сечение ионизации ионами примесей сравнивается с сечением захвата электрона в области энергии 60–100 кэВ. В общем энергия, при которой выполняется условие $\sigma_{iq} \approx \sigma_{ex}$, возрастает с увеличением заряда иона.

На рис. 8.22 представлена зависимость коэффициента пропускания от линейной плотности электронов для водородного пучка с энергией 17 кэВ, проходящего через водородную плазму в TFR. В полулогарифмическом масштабе экспериментальные данные укладываются на прямую линию, описываемую формулой

$$I/I_0 = \exp(-\sigma_c [n_e L]) \quad (8.21)$$

или

$$\sigma_c = (\ln I_0/I) / [n_e L]. \quad (8.22)$$

Линейная плотность электронов $n_e L$ определялась с помощью лазерного интерферометра HCN. Поскольку основной вклад в σ_c вносит перезарядка на протонах, n_e прямо пропорциональна n_H^+ . В плазме TFR при использовании дейтериевого пучка с энергией 17 кэВ измеренное значение σ_c составило $(8,9 \pm 1,3) \cdot 10^{-16}$ см². Экспериментальное значение σ_c сравнимо с рассчитанным для чисто водородной плазмы $\sigma_c = 9,9 \cdot 10^{-16}$ см². Чтобы определить линейную плотность и эффективный заряд Z_{ef} , необходимо определить зависимость σ_c от энергии зондирующего дейтериевого пучка. На рис. 8.23 представлена зависимость результатов измерения ослабления от энергии дейтерия. Черными кружками обозначены экспериментальные данные для омического нагрева при токе $I = 300$ кА. Результаты при $I = 200$ кА показаны квадратами. Сплошная линия — теоретическая кривая, позволяет найти линейную плотность дейтерия из соотношения $[n_D L] / [n_e L] = 0,8 \pm 0,09$. Таким образом, вклад ионов примесей составляет около 20%. Штриховая кривая — аппроксимирующая, рассчитанная в предположении, что плотность примесей равна нулю. Светлыми кружками представлены ре-

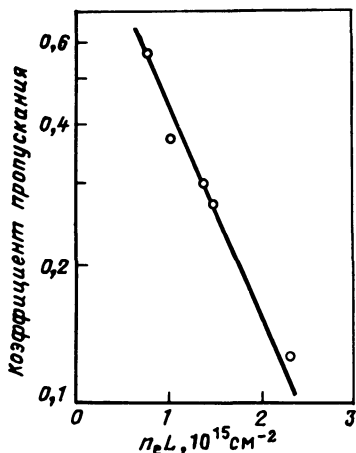


Рис. 8.22. Зависимость доли пучка с энергией 17 кэВ, прошедшей через водородную плазму в TFR, от линейной электронной плотности, полученной с помощью лазерного интерферометра [33]

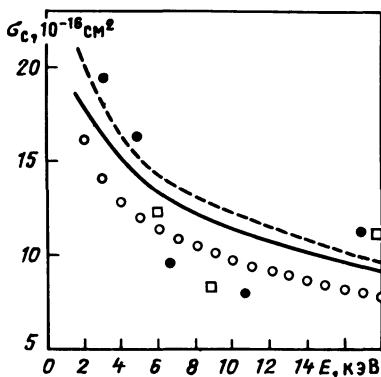


Рис. 8.23. Зависимость сечения захвата плазмой от энергии зондирующего пучка атомов водорода:

● – дейтериевая плазма, омический режим, $I = 300$ кА; □ – дейтериевая плазма, омический режим, $I = 200$ кА; ○ – расчет в предположении, что $n_D = 0,8n_e$. Сплошная кривая – результат расчета, наилучшим образом аппроксимирующий данные для разряда с $I = 300$ кА. Штриховая кривая – расчет для $Z_{ef} = 1$ [33]

зультаты расчета для случая $[n_D L] / [n_e L] = 0,8$, причем вклад примесей не учитывался. При использовании модельных радиальных распределений примесей (3% С и 0,1% Мо) сечение захвата плазмой или ослабления составляет $9,2 \cdot 10^{-16}$ см². Значение

$$Z_{ef} = \frac{\sum n_i Z_i^2}{\sum n_i Z_i} \quad (8.23)$$

менялось в интервале 2,4–3,0, что согласуется с значениями Z_{ef} , полученными из измерений проводимости плазмы. Результаты расчетов показывают, что сечение захвата плазмой малочувствительно к неопределенности в значении концентрации примесей. Однако сечение захвата плазмой чувствительно к плотности примесей благодаря связи между $[n_D L]$ и $[n_e L]$. Метод измерения ослабления пучка активно использовался для определения профиля плотности ионов в тандемной открытой ловушке ТМХ [28]. Эффективное сечение захвата плазмой рассчитывалось методом, аналогичным методу, использованному на TFR. Это сечение составляло $1,54 \cdot 10^{-15}$ см², что приблизительно на 70% больше значения, полученного для плазмы в токамаке. На рис. 8.24 представлено распределение линейной плотности. Такие измерения приводят к большим неопределенностям в абсолютных значениях плотности. В зондирующем пучке были частицы с тремя энергиями из-за ускорения и нейтрализации ионов H^+ , H_2^+ , H_3^+ . В эксперименте детектор был направлен на плазму,

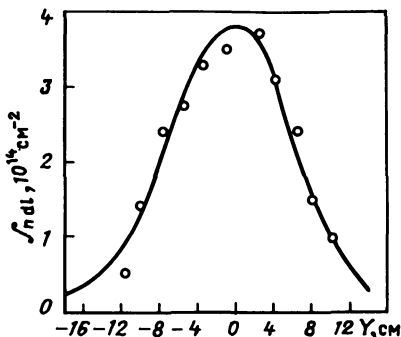


Рис. 8.24. Пространственное распределение плотности плазмы в тандемной открытой ловушке ТМХ. Представлена зависимость линейной плотности протонов от расстояния, отсчитываемого вверх или вниз от линии, проходящей через центр плазмы [28]

что приводило к появлению шумов в детекторе, связанных с электромагнитным излучением. Наконец, угол регистрации детектора равен $\pm 0,2^\circ$, что означает необходимость учета упругого рассеяния при анализе данных.

8.5. ДИАГНОСТИКА ПО РАССЕЯНИЮ ПУЧКА

При рассеянии пучка на частицах плазмы дифференциальное сечение рассеяния $\sigma(T_i, \theta)$ должно зависеть от теплового движения частиц [78]. В [78] рассчитана зависимость числа частиц, рассеянных в единичный телесный угол, от угла рассеяния, температуры плазмы и плотности в модели твердых сфер и при кулоновском рассеянии. Показано, что измеряя число частиц рассеянных под двумя углами, можно определить температуру и плотность, если массы сталкивающихся частиц равны или масса иона-мишени в плазме больше массы налетающей частицы.

В [1] рассмотрена инжекция пучка в плазму и проведено измерение распределения по энергиям частиц пучка, рассеянных под определенным углом. Из расчетов следовало, что распределение рассеянных частиц по энергиям или скоростям определяется распределением частиц плазмы по скоростям, и ширина измеренной функции распределения прямо пропорциональна температуре ионов плазмы.

Хорошо известно, что дифференциальное сечение упругого рассеяния для частиц с энергией в несколько килоэлектрон-вольт быстро падает с увеличением угла рассеяния и энергии частицы. Таким образом, при разработке схемы эксперимента следует обеспечить малость угла рассеяния (около $5-10^\circ$), для которого должны проводиться измерения, а также использовать пучок с минимальной энергией, при которой он достаточно глубоко проникает в плазму.

Для частиц с массой m_1 , упруго рассеивающихся на неподвижных частицах-мишенях с массой m_2 , распределение по энергиям определяется формулой, полученной из классической теории парных столкновений.

$$E = E_0 \frac{m_1 \cos \theta + m_2 [1 - (m_1/m_2)^2 \sin^2 \theta]^{1/2}}{m_1 + m_2}, \quad (8.24)$$

где E_0 — энергия налетающей частицы; θ — угол рассеяния. Если $m_1 =$

$=m_2$, то

$$E = E_0 \cos \theta. \quad (8.25)$$

При малых углах рассеяния и наличии в плазме ионов примесей следует ожидать появления в распределении по энергиям рассеянных частиц пиков, связанных с рассеянием на каждом сорте ионов. Если масса иона примеси становится большой (например, Fe^{9+}), распределение по энергиям будет иметь максимум вблизи энергии налетающей частицы, что требует наличия анализатора с высоким разрешением по энергии.

В [1] показано, что ожидаемый энергетический спектр при рассеянии пучка на ионах плазмы с температурой T_i имеет вид

$$\Delta E \approx 4\theta [E_0 k T_i (m_i/m_2) \ln 2]^{1/2}, \quad (8.26)$$

где ΔE — полная ширина на полувысоте спектра. Эта формула справедлива при $E_0 \geq (5 \div 10) k T_i$ и только для малых углов рассеяния. В [7] на основе (8.26) рассчитан спектр для случая рассеяния пучков атомов гелия с энергией 10 кэВ на плазме, содержащей 90% протонов и 2% ионов O^{8+} . Результаты расчета для $T_i = 200$ эВ приведены на рис. 8.25. Максимум рассеяния на ионах O^{8+} расположен при $E = 0,99E_0$. Для больших масс ионов примесей могут встретиться трудности, связанные с разрешением спектра.

Единственным примером применения метода рассеяния пучка для измерения температуры ионов и плотности в высокотемпературной плазме являются измерения, выполненные на токамаках [11, 20]. Для уменьшения фонового сигнала в водородную плазму инжектировался пучок атомов гелия с энергией 8 кэВ. Детектор располагался под углом 9° . Просматривалась площадь поперечного сечения пучка 1 см^2 при продольном разрешении 9–10 см. (Большим недостатком применения метода рассеяния пучка частиц или фотонов на малые углы является присущее этому методу плохое разрешение вдоль пучка.) Результаты измерений представлены на рис. 8.26, где показана зависимость значения отношения dN/dE от энергии рассеянной частицы. Кривая 1 — аппаратная функция, определенная по рассеянию моноэнергетического пучка атомов гелия. Кривая 2 описывает распределение, полученное при рассеянии на газе с $T_i = 0$. Кружками обозначены экспериментальные данные, полученные при рассеянии на плазме. Видно, что имеется прекрасное согласие с результатами расчета для рассеяния пучка на плазме с температурой ионов 117 эВ (кривая 3).

В другом варианте метода, основанного на упругом рассеянии частиц, используется зондирующий пучок частиц с массой m_1 , большей массы мишени m_2 . Если $m_1 > m_2$, то существует резкий спад при углах θ , больших угла θ_m , удовлетворяющего условию

$$\sin \theta_m = m_2/m_1. \quad (8.27)$$

Для газа или плазмы с $T_i = 0$ нет упругого рассеяния частиц для углов $\theta > \theta_m$. При различной температуре ионов можно рассчитать дифференциальное сечение рассеяния ионов He^{2+} на протонах. Результаты расчета для различных отношений kT_i/E_0 (в интервале $2,5 \cdot 10^{-6} - 0,25$) пред-

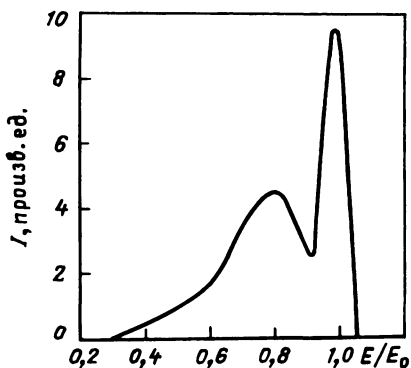


Рис. 8.25. Рассчитанный спектр атомов гелия, рассеивающихся в плазме с $T_i = 200$ эВ. Атомы гелия в энергии 10 кэВ рассеивались на угол $13,5^\circ$ плазмой, состоящей из протонов (98%) и ионов O^{8+} (2%) [7]

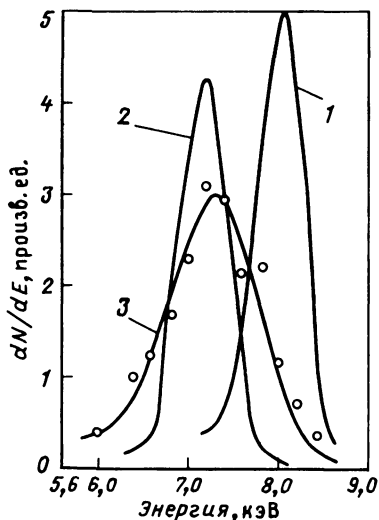


Рис. 8.26. Энергетическое распределение атомов гелия, рассеивающихся в водородной плазме токамака Т-4:

1 – аппаратная функция; 2 – энергетическое распределение при рассеянии гелиевого пучка на газе; 3 – рассчитанное энергетическое распределение атомов, рассеивающихся в плазме, в предположении, что $T_i = 117$ эВ. Точки \circ – результат эксперимента для угла рассеяния 9° . Энергия падающих атомов гелия 8,05 кэВ [20]

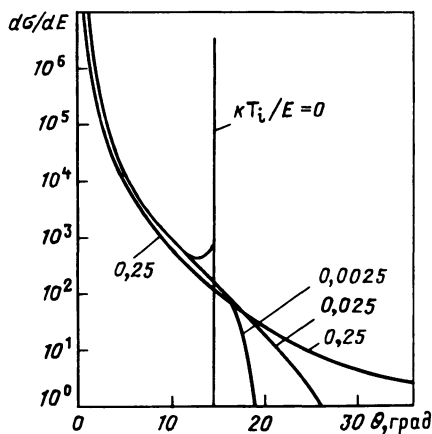


Рис. 8.27. Рассчитанное дифференциальное сечение рассеяния ионов He^{2+} протонами для различных отношений температуры протонов kT_i к энергии падающего пучка E [3]

ставлены на рис. 8.27. При увеличении температуры плазмы происходит рассеяние на углы, большие θ_m . Предельный угол рассеяния иона He^{2+} на протоне составляет 14° . Отметим, что значение отношения $d\sigma/d\omega$ уменьшается на 4 порядка при увеличении угла рассеяния.

Дифференциальное сечение рассеяния практически не зависит от kT_i/E при $\theta < 14^\circ$. Чтобы измерить T_i , необходимо определить отношение потока частиц, рассеянных под углом, большим θ_m , к потоку частиц, рассеянных под углом, меньшим θ_m . Ту же схему анализа можно использовать, заменив He^{2+} на атомы гелия, поскольку дифференциальное сечение упругого рассеяния меняется мало при учете электронной экранировки в атоме гелия. Будущие эксперименты должны подтвердить возможности такого метода.

8.6. ПЛОТНОСТЬ ИОНОВ ПРИМЕСЕЙ

Плотность ионов примеси в плазме обычно определяется путем измерения интенсивностей спектральных линий, возникающих при переходах из возбужденных состояний ионов. В горячей плазме легкие примеси, такие, как углерод и кислород, оказываются полностью ионизованными на нескольких сантиметрах от края плазмы. При диффузии ионов в плазме излучение этих ионов обусловлено только радиационной рекомбинацией или перезарядкой в возбужденные состояния при столкновении с атомами водорода. Для преодоления трудностей, связанных с определением плотности ионов, в [8] был предложен метод, заключающийся в инъекции в плазму пучка быстрых атомов водорода и регистрации излучения, возникающего при захвате электрона в возбужденное состояние иона.

Интенсивность излучения, обусловленного переходом из состояния $n_2 l_2$ в состояние $n_1 l_1$, определяется выражением

$$I(n_2 l_2 - n_1 l_1) = n_e n_i (A^{q+}) \langle \sigma_{rr} v_e \rangle + n(\text{H}^0) n_i (A^{q+}) \langle \sigma_{ex} v_i \rangle \alpha \beta + n_e n [A^{(q-1)+}] \langle \sigma_{exc} v_e \rangle, \quad (8.28)$$

где n_e — плотность электронов; n_i — плотность ионов примеси; $n(\text{H}^0)$ — плотность атомов водорода в точке наблюдения; σ_{rr} — сечение радиационной рекомбинации на уровень $n_2 l_2$; σ_{exc} — сечение возбуждения электронным ударом; σ_{ex} — сечение захвата электрона в состояние $n_2 l_2$; α — доля каскадных процессов, ведущих к заполнению состояния $n_2 l_2$; β — коэффициент ветвления для перехода в состояние $n_1 l_1$.

Первый член в (8.28) связан с радиационной рекомбинацией, второй член обусловлен перезарядкой, а третий член — возбуждением электронами. Для высокотемпературной плазмы скорость радиационной рекомбинации меньше скорости перезарядки и скорости возбуждения, и ею можно пренебречь. Таким образом, если известны парциальные сечения захвата в возбужденное состояние и коэффициенты ветвления, то интенсивность спектральной линии можно определить, вычитая вклад, обусловленный возбуждением электронами.

В [80] рассчитаны сечения перезарядки в состояния с различными главными квантовыми числами при столкновении полностью ободраных ионов с атомами водорода. В [67] эти расчеты были обобщены с тем, чтобы рассмотреть захват в состоянии с различными орбитальными квантовыми числами l . В них использовался классический метод расчета

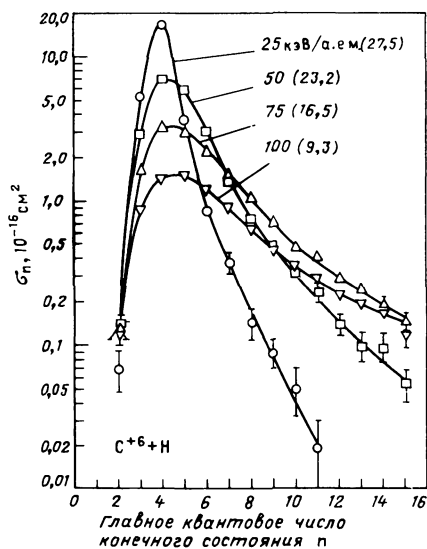


Рис. 8.28. Сечения захвата электронов в состоянии с различными главными квантовыми числами n при реакции $C^{6+} + H \rightarrow C^{5+} + H^+$. Числа в скобках — полное сечение, 10^{-16} см² при данной энергии [67]

траекторий методом Монте-Карло. Результаты расчетов подтверждены экспериментальными данными для полных сечений перезарядки при энергиях, больших 30 кэВ/а.е.м. На рис. 8.28 представлены результаты расчетов сечений перезарядки в состоянии с различными квантовыми

числами n при столкновении H^0 с C^{6+} для энергий 25–100 кэВ/а.е.м. После каждого значения энергии в скобках указано полное сечение, 10^{-16} см². Эта реакция характеризуется следующими особенностями: 1) полное сечение быстро падает с ростом энергии; 2) максимальным оказывается сечение захвата в состоянии с $n = 4$; 3) распределение по главным квантовым числам n уширяется при увеличении энергии. Значение главного квантового числа n , на которое наиболее вероятен захват электрона, возрастает при увеличении заряда полностью ободранного иона Z , и для Ne^{20+} $n = 12$. На рис. 8.29 представлены результаты расчета сечений перезарядки в nl -состоянии при перезарядке H^0 на полностью ободранных ионах (от He^{2+} до C^{6+}) при энергии 50 кэВ/а.е.м. По оси абсцисс отложены значения орбитального квантового числа l , значения n указаны на кривых. Для C^{6+} наиболее вероятен захват в состояние с $n = 4$, $l = 3$.

При инъекции пучка атомов водорода в плазму токамака регистрировалась перезарядка на ионе O^{8+} [51, 93] и ионе C^{6+} [9, 10]. Интенсивность наблюдаемой спектральной линии представим в виде

$$\Delta I = n_i J(r) \sigma_{ex} V \beta \alpha Y, \quad (8.29)$$

где $J(r)$ — плотность потока атомов водорода в точке наблюдения; V — объем зондирующего пучка, вырезаемый телесным углом спектрометра; Y — эффективность спектрометра; другие члены имеют тот же смысл, что и в (8.26).

Если регистрируется линия Ly_α (переход $2s - 1p$ в водородоподобном ионе), то коэффициент ветвления равен единице. Плотность потока атомов водорода в рассматриваемом объеме определялась путем расчета ослабления интенсивности падающего пучка в зависимости от температуры, плотности электронов и протонов. При использовании такого метода следует быть уверенным, что после перезарядки не происходит воз-

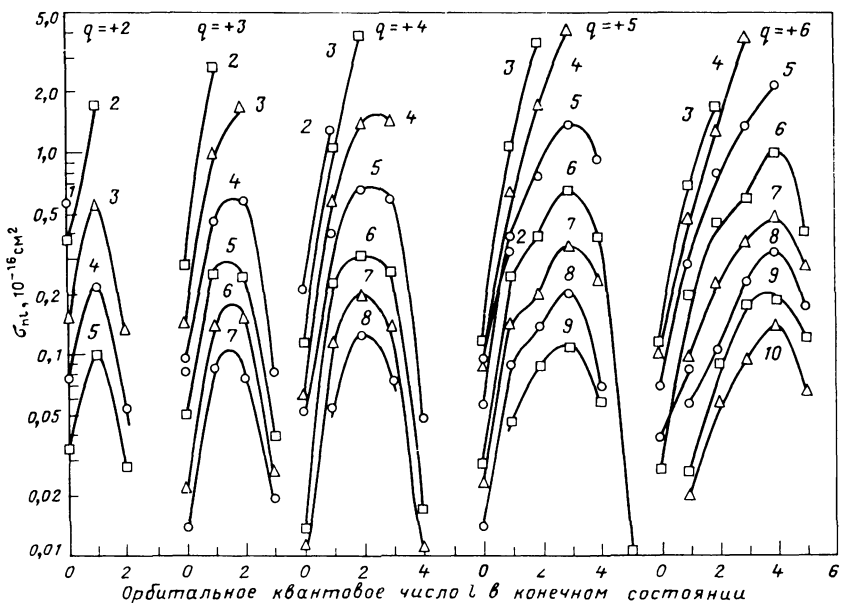


Рис. 8.29. Теоретические значения сечения перезарядки в nl -состояние для полностью ободанных ионов с зарядом $q = 2 \div 6$ ($E = 50$ кэВ/а.е.м.). Числа у кривых указывают главное квантовое число уровня n [67]

буждения ионов электронным ударом. В противном случае регистрируемый сигнал будет слишком большим. Для определения радиального профиля иона O^{8+} в токамаке использовался пучок атомов водорода с энергией 12 кэВ, с плотностью эквивалентного тока $3,5$ мА/см² [93]. Фотоэлектрическим детектором регистрировалось излучение лаймановской линии $2p - 1s$ (19 Å). Для уровня $2p$ каскадный фактор был принят равным 0,55. Результаты измерений представлены на рис. 8.30, где приведена зависимость плотности ионов O^{8+} от безразмерного радиуса. Плотность ионов O^{8+} была постоянной вплоть до $r = 0,6 a$ и составляла $2,5 \cdot 10^{-3} n_e$. Большие погрешности обусловлены влиянием сильных колебаний плазмы, приводящих к излучению из плазмы. Это затрудняло процесс отделения фонового сигнала от сигнала, обусловленного пучком.

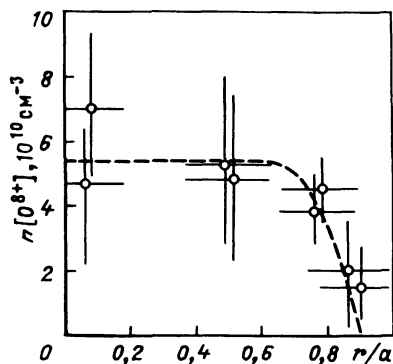


Рис. 8.30. Рассчитанное радиальное распределение ионов O^{8+} в токамаке T-10 в момент времени $t = 300 \div 400$ мс. Штриховая кривая – расчет в стационарной корональной модели в предположении, что кислород равномерно распределен по объему шнура. Кривая нормирована на экспериментальные данные при малых значениях r/a [93]

8.7. ИЗМЕРЕНИЯ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В омическом режиме разряда токамака ток, текущий вдоль тора, создает полоидальное магнитное поле, которое обеспечивает устойчивость и удержание плазмы. Устойчивость достигается при коэффициенте запаса устойчивости $q > 1$, $q = (r/R)B_T/B_p$, где r – малый радиус плазмы; R – большой радиус плазмы; B_T – тороидальное магнитное поле; B_p – полоидальное магнитное поле. В стационарном режиме разряда плотность тока j обратно пропорциональна сопротивлению плазмы; $j \sim T_e^{-3/2} \sim |Z_{\text{эф}}|$. При дополнительном нагреве быстрые изменения температуры, плотности, плазмы и высокие значения β могут приводить к перестройке распределения плотности тока и в некоторых случаях вызывать неустойчивость срыва. Поэтому необходимо иметь диагностику, чувствительную к распределению плотности тока или внутреннему магнитному полю.

Внутренние магнитные поля высокотемпературной плазмы могут быть измерены косвенно путем измерения внешних магнитных полей с помощью магнитных зондов, расположенных вокруг плазмы, или непосредственно с помощью фарадеевского вращения или эффекта Зеемана.

Введение магнитных зондов или петель в плазму приводит к возмущению параметров плазмы. Помимо этого, зонды имеют ограниченное время жизни вследствие эрозии защитного слоя, окружающего зонд. Была разработана методика, в которой распределение плотности тока определяется по сигналам магнитных зондов или петель, расположенных снаружи вокруг электронов и ионов, и плотности плазмы. С помощью датчиков мягкого рентгеновского излучения можно определить магнитную поверхность, на которой $q = 1$. Совместная обработка этих данных на основе теории магнитогидродинамического равновесия позволяет предсказать распределение внутреннего магнитного поля.

Другая методика основана на измерении расщепления оптических линий вследствие эффекта Зеемана. С помощью этой методики впервые было измерено расщепление линий кислорода и углерода в плазме θ -пинча [52]. Несколько позже данная методика была опробована на пучках, инжектируемых в плазму для наблюдения частотных сдвигов при наличии в ней магнитных полей.

Когда на атом или ион действует внешнее магнитное поле, его энергетические уровни расщепляются на $(2J + 1)$ подуровней, где J – полный угловой момент атома. Это расщепление является следствием взаимодействия магнитного поля с одним из орбитальных электронов. Возникающий сдвиг энергетических уровней называют нормальным эффектом Зеемана. Сдвиг уровня определяется выражением

$$\Delta E = M_j \mu_B B, \quad (8.30)$$

где M_j пробегает значения от $-J$ до $+J$; μ_B – магнетон Бора; g – фактор Ланде; B – напряженность магнитного поля. Смещение или сдвиг спектральной линии при переходе из состояния M_2 в состояние M_1 определим из выражения

$$\Delta E_2 - \Delta E_1 = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \mu_B B \quad (8.31)$$

или же в длинах волн

$$\beta\lambda = 4,668 \cdot 10^{-10} \lambda^2 B (M_{2g_2} - M_{1g_1}). \quad (8.32)$$

Правило отбора по M , которое применимо для LS -связи в слабых полях, следующее: $\Delta M_j = \pm 1$ для σ -переходов и $\Delta M_j = 0$ для π -переходов, где σ -переходы — это переходы, в которых вектор электрического поля параллелен B , а π -переходы — в которых вектор перпендикулярен B . На рис. 8.31 показано зеемановское расщепление ионов Ba^+ . Возбужденные состояния $^2P_{1/2}$ и основное состояние $^2S_{1/2}$ расщепляются на два подуровня при наличии магнитного поля.

Анализ расщепления уровней справедлив только для слабых магнитных полей, когда имеет место LS -связь. В сильных магнитных полях, когда энергия атома в магнитном поле сравнима с энергией спин-орбитального взаимодействия, расщепление уровней отклоняется от значений, даваемых формулами (8.30) и (8.31). Это явление называют эффектом Пашена—Бака. Критическое значение магнитного поля, при котором проявляется эффект Пашена—Бака, зависит от структуры уровней атома. Расщепление в слабом магнитном поле и LS -связь применимы, когда сдвиг спектральных линий мал по сравнению с расстоянием между уровнями. Для используемых в качестве зондирующих пучков атомов лития значение критической индукции магнитного поля составляет 3–4 Тл. Для ионов Ba^+ значения критической индукции магнитного поля существенно больше.

В основном существуют два способа определения индукции магнитного поля с помощью эффекта Зеемана: во-первых, измерение поляризационных компонент, которые параллельны и перпендикулярны полному магнитному полю, и, во-вторых, определение расщепления или сдвига переходов $\Delta M = \pm 1$ или $\Delta M = 0$. Ток плазмы создает полоидальное магнитное поле, что ведет к вращению полного магнитного поля (угол вращения $\theta = B_p/B_T$) по отношению к исходному тороидальному полю B_T . Из измерения направления поляризации, параллельной полю, можно найти значения B_p и B_T .

Мак-Кормик в экспериментах с инжекцией пучка атомов впервые показал возможность измерения индукции внутреннего магнитного поля с помощью определения направления полного поля [62, 63, 38]. Схема прибора показана на рис. 8.32. Ионы источника ускоряются до 5–10 кэВ, проходят через газовый нейтрализатор и поступают в плазму. Источник

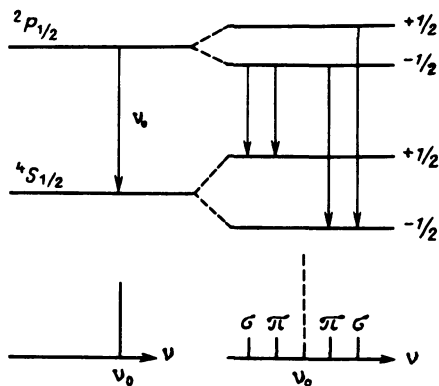


Рис. 8.31. Диаграмма зеемановского уширения энергетических уровней $^2P_{1/2}$ и $^2S_{1/2}$ иона Ba^+

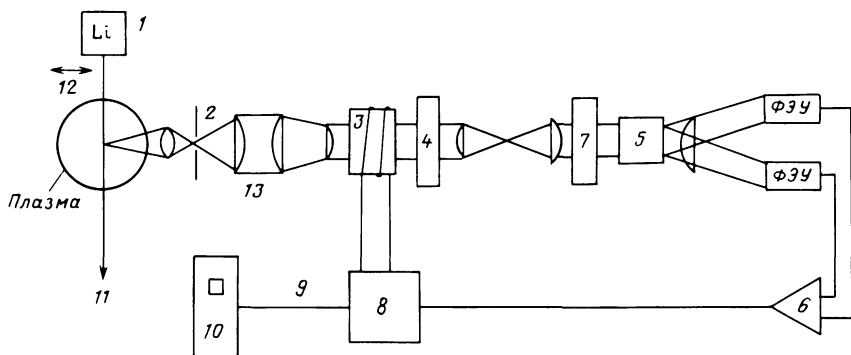


Рис. 8.32. Схема прибора для измерения напряженности магнитного поля на основе эффекта Зеемана [62]:

1 – литиевый источник; 2 – диафрагма; 3 – фарадеевский ротатор; 4 – интерференционный фильтр; 5 – призма Волластона; 6 – дифференциальный усилитель; 7 – полуволновая пластина; 8 – сервоусилитель; 9 – катушка с током; 10 – осциллограф; 11 – ловушка пучка; 12 – сканирование; 13 – интерферометр Фабри–Перо

был смонтирован на подставке таким образом, чтобы пучок нейтральных атомов лития мог сканировать поперечное сечение плазмы. Атомы лития при столкновении с электронами возбуждаются в состояние $^2P_{1/2}$ и высвечиваются через резонансную линию $\lambda = 6708 \text{ \AA}$. Излучение, имеющее σ -компоненты, поляризованные перпендикулярно полному магнитному полю и π -компоненту, параллельную магнитному полю B_{tot} , наблюдают с помощью оптической системы, установленной перпендикулярно направлению тороидального поля. Чтобы увеличить светосилу прибора π -компоненту отделяют от σ -компоненты с помощью интерферометра Фабри–Перо. Направление π -компоненты измеряют с помощью поляриметра, состоящего из фарадеевского ротатора и призмы Волластона. Призма разделяет луч на две части, которые регистрируются фотоумножителями. Выходной сигнал с фотоумножителей поступает на дифференциальный усилитель, который обеспечивает обратную связь фарадеевского ротатора. Вектор поляризации вращают до тех пор, пока на выходе усилителя сигнал не будет равен нулю. В этом случае угол вращения прямо пропорционален току обратной связи. Ток обратной связи калибруется. Радиальный профиль получают изменением направления пучка в промежутке между импульсами.

Магнитная индукция поля измерялась в режиме разряда с тороидальным магнитным полем 2,7 Тл и концентрацией плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Экспериментальная зависимость отношения B_p/B_T от радиуса плазмы показана на рис. 8.33. Кружки – результат эксперимента: разброс данных приведен для данного радиуса. На рис. 8.33 также приведены три расчетные кривые, вычисленные в предположении, что Z_{ef} имеет радиальное распределение, показанное сверху, и профиль электронной температуры подчиняется зависимости $T_e = 800 [1 - (r/11,5)^2]^2$ эВ. Несмотря на то, что отношение B_p/B_T очень чувствительно к радиальному

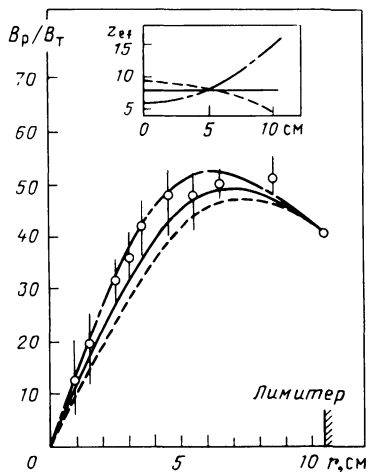
Рис. 8.33. Радиальное распределение пологидального магнитного поля в установке Pulsator [62]

распределению электронной температуры, наблюдается хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных. В дальнейшем для уменьшения ослабления пучка плазмой его энергия была увеличена. В [27] описано использование бариевого пучка ионов, инжектированного в плазму ЕВТ для исследования σ -компоненты (4934 Å). Излучение наблюдалось с использованием непосредственно фотумножителя с фильтром.

Измерение сдвига или расщепления спектральных линий до сих пор не применялось, так как маскировалось уширением спектральных линий. В уширение линии входят ее естественная ширина, штарковское уширение, доплеровское уширение, возникающее из-за разброса энергии пучка, уширение тонкой структуры, уширение, связанное с изотопным составом, и уширение, возникающее из-за аппаратной функции измерительного прибора. Уширение, созданное с разбросом энергии пучка, происходит из-за конечного значения температуры ионного источника, пульсаций в системе питания источника и расходимости пучка. Оценка вклада этих эффектов в уширении бариевого пучка показывает, что они дают уширение, равное 60% естественной ширины линии. Такое увеличение ширины линии позволяет измерять расщепление около 0,18 Å.

К сожалению, данная методика при достаточно большой интенсивности пучка обеспечивает низкий уровень оптического сигнала. Данные, показанные на рис. 8.33, получены на основе серии экспериментов, состоящей из 36 разрядов. Существенное увеличение интенсивности излучения можно получить посредством оптической накачки пучка ионов бария и атомов лития с помощью перестраиваемого лазера [17, 79, 91, 92]. Дополнительное увеличение уровня сигнала можно получить, уменьшив доплеровское уширение, применив охлаждение вдоль направления распространения пучка. Охлаждение уменьшает доплеровское уширение, связанное с разбросом энергии пучка, пропорционально v/c , где v – скорость пучка. Система с пучком ионов бария была разработана для определения магнитного поля кольца горячей плазмы в установке ЕВТ. Схема эксперимента показана на рис. 8.34.

Kr⁺-лазер накачивает перестраиваемый лазер на красителях, выходной сигнал которого прерывает с частотой 2,5 МГц. Луч лазера пересекается с пучком Ва⁺ в самой низкой точке траектории пучка бария. Флюоресценция, возникающая вследствие резонансного поглощения лазерного излучения, наблюдается с помощью монохроматора с фотумножителем в направлении, перпендикулярном лазерному и ионному пучкам. В этом



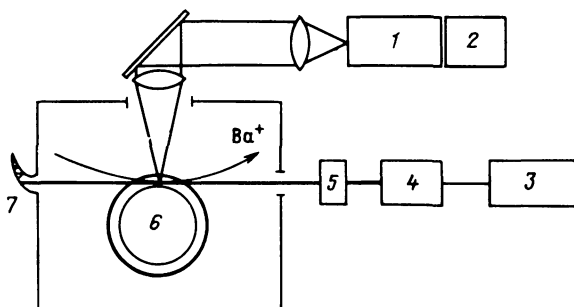


Рис. 8.34. Схема эксперимента, использующая резонансную флюоресценцию пучка ионов Ba^+ для измерения внутренних магнитных полей и локального электрического потенциала [92]:

1 – монохроматор; 2 – ФЭУ; 3 – K^+ -лазер; 4 – лазер на красителях; 5 – прерыватель; 6 – горячее кольцо; 7 – ловушка

эксперименте для уменьшения доплеровского сдвига требуется точная регулировка системы, чтобы избежать пересечения пучка ионов с лучом лазера под некоторым углом.

Помимо определения магнитного поля данная схема также позволяет измерять локальные электростатические потенциалы. Энергия падающих ионов Ba^+ равна $E_0 = (1/2)mv_0^2$. Если ион попадает в область электростатического потенциала, то его энергия меняется и будет равна $E = E_0 - e\varphi$, где φ – потенциал плазмы. Если $e\varphi \ll E_0$, изменение скорости

$$\Delta v = v_0 e\varphi / (2E_0) \quad (8.33)$$

или сдвиг волны излученного фотона

$$\Delta\lambda/\lambda = (1/2)v_0 e\varphi / (cE_0). \quad (8.34)$$

Все зеемановские компоненты будут иметь одинаковый сдвиг. Таким образом, измеряя сдвиг по отношению к λ_0 , можно определить пространственный потенциал плазмы.

Аналогичный метод был разработан для исследования плазмы в установке ТЕХТ [17]. В этом случае перестраиваемый луч лазера на красителях пересекается в плазме коллинеарно с пучком атомов лития с энергией 70–100 кэВ. Вектор поляризации лазерного излучения вращается с частотой 50 кГц. Для измерения флюоресценции был применен фазовый детектор. Измеряя разницу фаз между сигналом флюоресценции и опорным сигналом лазера, можно определить направление индукции магнитного поля. В эксперименте использовалась девятиканальная система, позволяющая проводить измерения в девяти точках плазменного шнура вдоль пучка атомов лития.

В будущем при увеличении размеров, плотности и температуры плазмы необходимо повысить энергию пучка до сотен килоэлектрон-вольт, чтобы обеспечить проникновение его в плазму. Большая стоимость таких пучков может ограничить их применение.

8.8. ЗОНДИРОВАНИЕ ПУЧКАМИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

За последние 10 лет диагностика с помощью пучков тяжелых ионов развилась до такой стадии, что позволяет измерять многие свойства плазмы, удерживаемой магнитным полем. Такие параметры, как пространственный потенциал, электронная плотность, электронная температура, электростатические флуктуации и магнитные поля, можно измерять с помощью инжекции в плазму пучка однозарядных ионов высокой энергии и наблюдения двухзарядных ионов, возникающих вследствие ионизации электронным ударом. В первых экспериментах инжестировался пучок ионов H_2^+ энергией 1–8 МэВ в плазму гелиевой дуги небольшого размера и регистрировались ионы H^+ , возникшие вследствие диссоциации ионов H_2^+ [47, 53, 54]. Использование данной методики на установках токамак и зеркальных ловушках потребовало увеличения энергии пучка H_2^+ до нескольких десятков мегаэлектрон-вольт. Это было сделано для увеличения ларморовского радиуса образовавшихся ионов H^+ до значения, необходимого, чтобы эти ионы могли покинуть плазму и быть зарегистрированы детектором. Чтобы преодолеть трудности, связанные с получением молекулярных ионов, пучок H_2^+ был заменен на пучок тяжелых однозарядных ионов цезия и таллия [54].

На рис. 8.35 показана схема диагностической системы, которую использовали для изучения пространственного потенциала, электронной плотности, электронной температуры и флуктуаций потенциала на токамаке ST. Ионы Tl^+ генерировались термоэмиссионным источником и ускорялись до 200 кэВ. Далее ионы Tl^+ проходили сквозь ряд отклоняющих пластин, которые отклоняют ионный пучок поперек плазмы. Необходимая фокусировка пучка достигалась с помощью системы электростатических линз. При прохождении плазмы ионы пучка, сталкиваясь с электронами, образуют ионы Tl^{2+} . Траектории пучка ионов Tl^+ и Tl^{2+} хорошо разделяются, так как радиус кривизны ионов Tl^{2+} в 2 раза меньше, чем Tl^+ . Энергетический спектр ионов Tl^{2+} исследовался с помощью электростатического анализатора.

Детектор, зафиксированный в определенном положении, может принимать ионы, образовавшиеся только в некоторой точке P_1 на пути распространения пучка Tl^+ в плазме. Если луч сместить, то детектор будет видеть другую точку P_2 , а если луч отклонить поперек плазмы, то детектор будет принимать ионы Tl^{2+} , образовавшиеся вдоль некоторой линии в плазме. Эта линия называется линией детектора. Тщательно выбирая геометрию пучка, можно добиться того, что линия детектора будет лежать почти в горизонтальной плоскости. Чтобы сделать эту линию вертикальной, необходимо увеличить (уменьшить) энергию пучка или изменить положение детектора. Обычно для удобства изменяют энергию пучка. Отклоняя пучок и изменяя его энергию, можно провести измерения в любой точке сечения плазмы. На рис. 8.36 показана типичная сетка линий детектора и траекторий пучка. Оптимальное пространственное разрешение получается, когда линии детектора и пучка пересекаются под определенными углами.

Покинувшие плазму ионы анализируются по энергии с помощью электростатического анализатора и детектируются сегментированным детекто-

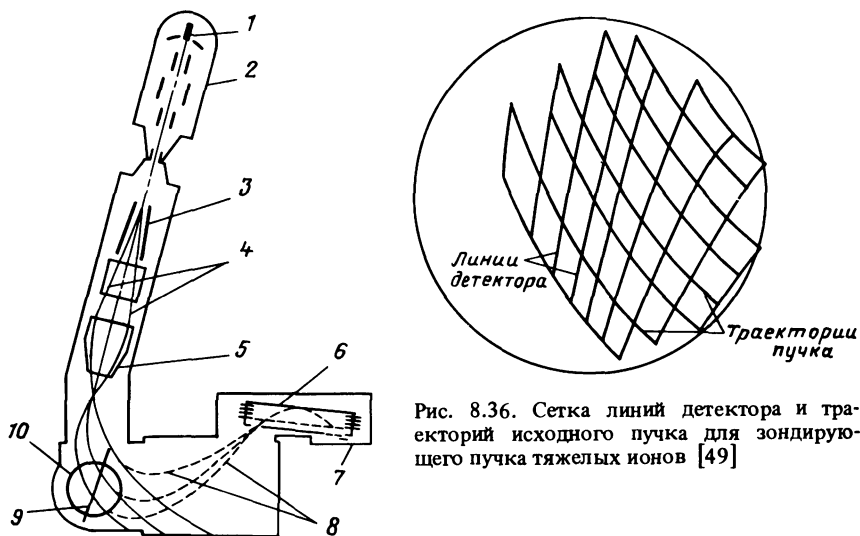


Рис. 8.36. Сетка линий детектора и траекторий исходного пучка для зондирующего пучка тяжелых ионов [49]

Рис. 8.35. Схема размещения оборудования диагностики на токамаке ST. Показаны траектории первичного и вторичного пучков. Эти траектории соответствуют нулевому и максимальному положительному и отрицательному напряжениям, приложенным к отклоняющим пучок пластинам [49]:

1 – ионный источник; 2 – ускоритель; 3 – отклоняющие пластины; 4 – исходный пучок Ti^{2+} ; 5 – линза; 6 – электростатический анализатор; 7 – детекторы; 8 – вторичный пучок Ti^{2+} ; 9 – линия детектора; 10 – плазма

ром (рис. 8.35). Сигналы от двух сегментных пластин детектора усиливаются дифференциальным усилителем и подаются в цепь обратной связи, которая контролирует напряжение отрицательной отклоняющей пластины анализатора. Без плазмы напряжение отклоняющей пластины подбирают таким образом, чтобы равные токи двух пластин давали нуль сигнала на выходе усилителя. Энергия Ti^+ , покидающих точку P , будет $E(V - \varphi)$, где φ – потенциал плазмы в точке P . Ионы Ti^{2+} , покидающие точку P , имеют добавочную энергию $2e\varphi$, таким образом, чистое приращение энергии равно $e\varphi$. Это увеличение энергии приведет к разбалансу сигнала дифференциального усилителя и появлению корректирующего напряжения на пластине анализатора. Корректирующее напряжение равно пространственному потенциалу в точке P . Остроумное использование двух пластин детектора позволяет измерять пространственные потенциалы не менее 10–20 В с временным разрешением около 1 мкс.

В токамаке ток плазмы дает полоидальное магнитное поле, которое отклоняет луч в направлении оси Z , т.е. в направлении тороидального поля. Отклонение в направлении Z пропорционально векторной компоненте потенциала магнитного поля. Измеряя отклонение луча, можно получить распределение векторного потенциала A_Z в плоскости поперечного сечения плазменного шнура. Производная A_Z дает напряженность магнитного поля. Чтобы выполнить эти измерения, необходимо разделить пластину

Рис. 8.37. Пространственный потенциал в плазме ЕВТ, измеренный с помощью пучка Cs^+ [23]

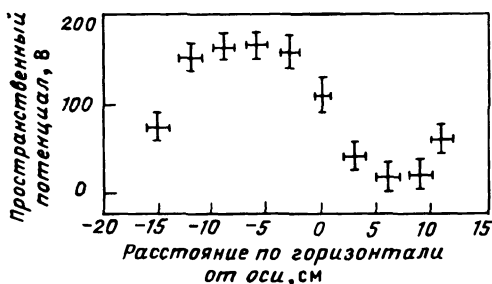
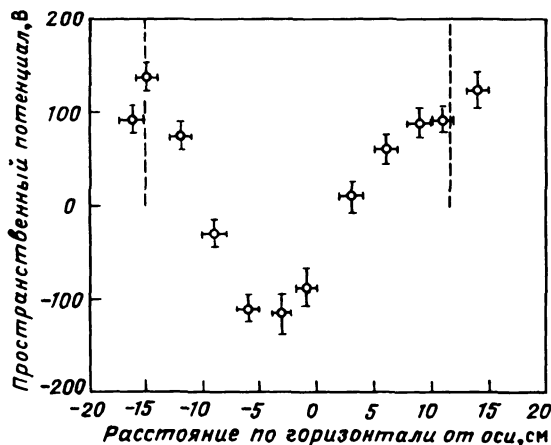


Рис. 8.38. Распределение пространственного потенциала в плазме ЕВТ. Условия разряда аналогичны показанным на рис. 8.37, за исключением того, что здесь давление газа было увеличено в 2 раза [24]

детектора на четыре квадранта и сдвигать луч в направлении Z с плазмой и без нее. В этом случае напряжение на отклоняющих в направлении Z пластинах прямо пропорционально отклонению луча.

Плотность электронов можно определить из полного тока всех пластин при условии, что известна температура электронов. Ток дважды ионизованных ионов пропорционален $n_e f(T_e)$, где $f(T_e)$ — функциональная зависимость эффективной скорости ионизации Tl^+ от электронной температуры плазмы. В принципе $n_e f(T_e)$ можно определить независимо из измерения тока вторичных ионов, используя следующие две различные реакции: Cs^+ и Tl^+ или один исходный пучок Cs^+ и два вторичных пучка Cs^{2+} и Cs^{3+} .

На рис. 8.37 – 8.41 приведены результаты, полученные для нескольких плазменных конфигураций с помощью пучка тяжелых ионов. Показанный на рис. 8.37 пространственный потенциал измерялся с помощью пучка Cs^+ , который сканировался поперек горизонтальной плоскости плазмы в установке ЕВТ [23, 24, 29]. Вертикальные штриховые линии соответствуют положению кольца горячих электронов плазмы. Глубина потенциальной ямы оказалась сравнимой с глубиной ямы, обусловленной температурой электронов. Увеличение давления газа в 2 раза повлияло на режим разряда, что привело к изменениям в распределении потенциала (рис. 8.38). Сравнение результатов, показанных на рис. 8.37 и 8.38,

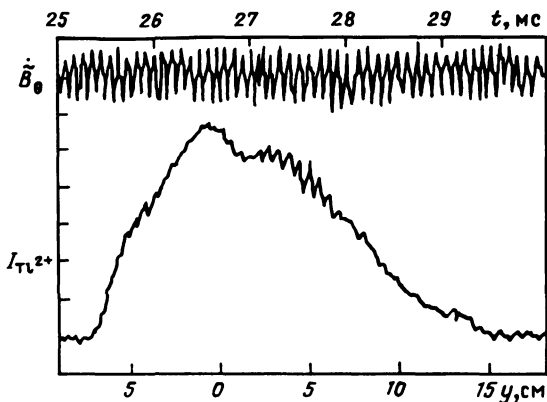


Рис. 8.39. Радиальное распределение плотности, измеренное в установке ST с помощью пучка ионов Tl^+ . Верхняя кривая – сигнал магнитного зонда, расположенного вблизи границы плазмы. Нижняя кривая – ток Tl^+ . Колебания плотности, совпадают по фазе и частоте с колебаниями магнитного зонда [48]

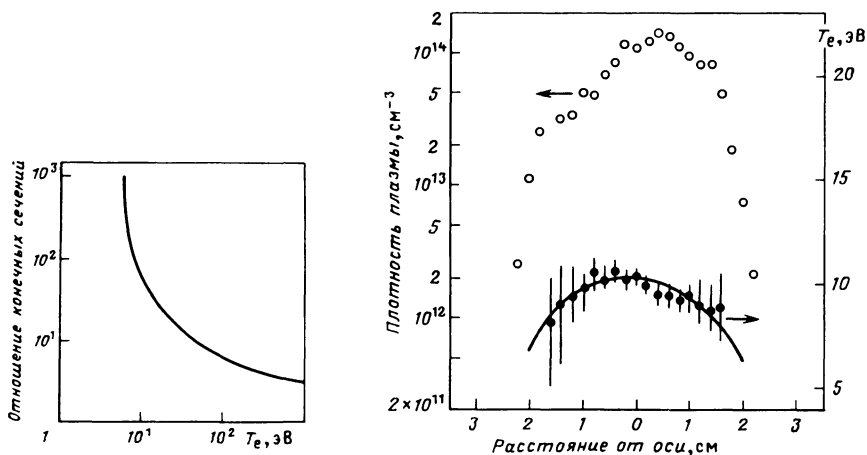


Рис. 8.40. Зависимость отношения эффективных электронных сечений ионизации ионов K^+ и Na^+ от температуры электронов плазмы

Рис. 8.41. Радиальные распределения электронной температуры и плотности в разряде с полым катодом, полученные с помощью пучка ионов K^+ и Na^+

дает представление, насколько данная методика полезна для исследования плазмы. Измерения пространственного потенциала были проведены в дуге, удерживаемой магнитным полем [54].

Пучок тяжелых ионов Tl^+ использовался для зондирования плазмы в установке ST. На рис. 8.39 показано развитие крупномасштабных низкочастотных МГД-колебаний внутри плазменного шнура. Эти колебания могут приводить к неустойчивости плазмы. Верхняя кривая показывает

сигнал магнитного зонда, расположенного вблизи границы плазмы. Колебания плотности или потенциала составляют около 9% полного сигнала пучка Ti^+ . Следует заметить, что частота и фаза колебаний пучка и магнитного зонда совпадают. Падение сигнала Ti^{2+} пучка на радиусе $y = -5$ см происходит из-за обрезания пучка стенкой вакуумной разрядной камеры. Аналогичные измерения колебаний потенциала были проведены в ЕВТ в разряде с полым катодом [29, 41].

Результаты измерений электронной плотности и температуры, вычисленные на основе функции $n_{ef}(T_e)$ (рис. 8.40), показаны на рис. 8.41 для зондирующих пучков Na^+ и K^+ в гелиевом разряде [75, 76]. Измеряемый детектором ток вторичных ионов

$$I_s = \gamma I_p n_{ef}(T_e), \quad (8.35)$$

где I_p – исходный ионный ток; γ – коэффициент, зависящий от геометрии системы; $f(T_e)$ – эффективное поперечное сечение. Если для зондирования плазмы используются два пучка с ионами разной массы, то отношение вторичных токов к исходным токам равно

$$\frac{(I_s/I_p)_1}{(I_s/I_p)_2} = \frac{\gamma n_{ef1}(T_e)}{\gamma n_{ef2}(T_e)} = \frac{f_1(T_e)}{f_2(T_e)}. \quad (8.36)$$

Зная отношение эффективных поперечных сечений, можно вычислить электронную температуру T_e . Отношение эффективного сечения ионизации для ионов K^+ и Na^+ показано на рис. 8.40 для плазмы, имеющей электронную температуру до 1 кэВ. Выше 1 кэВ отношение слабо чувствительно к электронной температуре. На основе этой зависимости были определены плотность и температура электронов в разряде с полым катодом в гелии. Эти результаты показаны на рис. 8.41. В хорошо оборудованных диагностикой установках электронную температуру и плотность плазмы легче и точнее определять с помощью томсоновского рассеяния лазерного излучения.

Для плазмы токамака было измерено смещение пучка в направлении Z . В этих экспериментах было показано, что наблюдается очень большой разброс данных. По-видимому, техника зондирующих пучков мало приемлема для измерения полоидальных полей омического тока плазмы. Однако эта техника позволяет аккуратно и надежно измерить пространственный потенциал и его флуктуации.

Глава 9. СПЕКТР ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАМИ И ИОНАМИ

Пратт, Фенг

9.1. ВВЕДЕНИЕ

Электронное тормозное излучение, т.е. испускание фотонов при рассеянии электронов на атомах или ионах, становится все более важным механизмом потерь энергии при увеличении энергии электронов [46]. Для определения температуры плазмы можно также использовать спектр тор-

мозного излучения [78]. Эти факты служат иллюстрацией тех практических интересов, которые приводят к необходимости изучения тормозного излучения. Кроме того, изучение тормозного излучения является также одной из основных задач в теоретической физике, проливающей свет на связь между классической механикой, квантовой механикой и квантовой электродинамикой. Теория должна единым образом рассмотреть излучение ускоренного заряда, предсказанное Максвеллом [45], граничные точки спектра, связанные с законом сохранения энергии для фотона как частицы при свободно-свободном переходе [32], и структуру спектра, связанную с наличием резонансов при рассеянии электрона на атоме [8, 38, 55]. Тесно связан с тормозным излучением процесс прямой радиационной рекомбинации, т.е. радиационный захват электрона из континуума в связанное состояние иона. Этот радиационный процесс также важен в горячей плазме.

Здесь представлен краткий обзор современных представлений о процессе электронного тормозного излучения, причем особое внимание уделено эффектам, связанным с наличием горячей плазмы. Энергии электронов лежат в пределах 100 эВ – 1 МэВ. Мы будем интересоваться элементами с малым и большим зарядом Z . Рассмотрение носит в основном теоретический характер. Основное внимание уделено излучению, возникающему при столкновении электрона с изолированным атомом или ионом, и в первую очередь рассмотрению спектра этого излучения. Для рассмотрения других аспектов можно использовать полезный обзор [31], материалы обсуждения результатов по расчету трижды дифференциального сечения [51], учебники по радиационным процессам в астрофизике [69, 78] и различные статьи [28, 40, 42, 56, 57, 59–61, 74, 76].

В § 9.2 рассмотрены основные характеристики процесса и основные физические и модельные допущения, а также обсуждаются характерные длины, связанные с процессом, что позволяет развить формализм, необходимый для адекватного описания процесса. В § 9.3 обсуждается кулоновский спектр, указываются классические характеристики спектра, поправки, связанные с квантовыми эффектами, и другие поправки, связанные с учетом релятивизма электронов; обсуждаются условия, при выполнении которых эти поправки становятся существенными. В § 9.4 рассмотрены поправки, связанные с экранированием, и приведено сравнение с результатами расчетов для рассеяния в кулоновском поле, поле нейтрального атома и поле иона в классическом, квантовом и релятивистских случаях. В § 9.5 обсуждаются вид спектра в области малых энергий фотонов и связь с упругим рассеянием электронов согласно теореме о рассеянии электронов малых энергий. Больше внимание уделяется области вблизи коротковолновой части спектра, связанной с процессом прямой радиационной рекомбинации, который также представляет интерес в горячей плазме. В § 9.6 кратко рассмотрены некоторые аспекты теории углового распределения и поляризационных поправок, которые могут представлять некоторый интерес для приложений. Наконец, в § 9.7 обсуждается специальный случай тормозного излучения в горячей плотной плазме, когда многие допущения, сделанные выше, неприменимы.

9.2. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЛАЗМЕ

Допустим, что основным процессом, представляющим интерес и который может быть зарегистрирован экспериментально, является излучение одного фотона при рассеянии электрона на покоящемся изолированном атоме или ионе, состояние которого в пределах точности измерений характеристик электрона и фотона не меняется после рассеяния. Такой процесс характеризуется следующими величинами: импульсом и спином налетающего электрона (p_i, s_i), импульсом и спином электрона в конечном состоянии (p_f, s_f), импульсом и поляризацией испущенного фотона (k, ϵ). Из закона сохранения импульса следует, что атому передается импульс q , определяемый соотношением

$$q = p_i - p_f - k.$$

Из закона сохранения энергии следует ограничение

$$(1 + p_i^2)^{1/2} = k + (1 + p_f^2)^{1/2}$$

(используется система единиц, в которой $\hbar = m_e = c = 1$). При этом считается, что масса атома m достаточно велика, так что передачей энергии атому по сравнению с энергией электрона и фотона можно пренебречь ($q^2 / (2m)$ — достаточно мало, так что атом в конечном состоянии имеет нерелятивистскую скорость). Часто удобно ввести долю кинетической энергии падающего электрона T_i , которая излучается, $k/T_i, T_i \equiv \equiv (1 + p_i^2)^{1/2} - 1 \sim 1/2 p_i^2$ (при нерелятивистских скоростях); для тормозного излучения эта доля может меняться от нуля (область вблизи длинноволновой части спектра) до единицы (область вблизи коротковолновой части спектра), тогда как для прямой радиационной рекомбинации эта доля больше единицы. Далее будем считать, что ни одна из поляризационных характеристик (s_i, s_f, ϵ) не измеряется.

При таком описании существуют основные физические допущения как для самого наблюдаемого процесса, так и для окружения, в котором этот процесс происходит. В эксперименте более сложные процессы (включая многофотонные процессы, возбуждение или ионизацию в акте тормозного излучения), которые следовало бы выделять, либо отбрасываются как малая поправка, либо при интерпретации результатов эксперимента суммируются вместе с вкладом основного процесса. Далее, любой процесс происходит в окружении других частиц; описание процесса как изолированного всегда является идеализацией. Чтобы такое описание тормозного излучения было полезным, следует пренебречь эффектами окружающих частиц, наличием интенсивного фонового поля излучения, каналированием и когерентными эффектами в решетке и т.д.

Процесс тормозного излучения, как мы определили его, зависит от кинетической энергии T_i падающего электрона и атома-мишени (часто характеризуемого зарядом ядра Z , зарядом иона Z_i ; принимается, что атом находится в основном состоянии). Регистрируемые энергия и импульс электрона в конечном состоянии и фотона определяются законом сохранения. Следовательно, наиболее детальной, возможной измеряемой характеристикой является трижды дифференциальное сечение $d^3\sigma \equiv d^3\sigma/d\Omega_{pf} \times$

$\times d\Omega dk$, соответствующее одновременному измерению направлений излучаемого фотона и электрона отдачи и распределения кинетической энергии налетающего электрона между ними. Если регистрируется только излучаемый фотон, то такой процесс описывается угловым распределением (дважды дифференциальным сечением)

$$d^2\sigma \equiv d^2\sigma/d\Omega_k dk \equiv \int d^3\sigma d\Omega_{pf}$$

или функцией формы $s = d^2\sigma/d\sigma$, где $d\sigma$ – энергетический спектр, определяемый ниже. Если рассматривается только распределение энергии, то процесс описывается функцией

$$d\sigma \equiv d\sigma/dk \equiv \int d^2\sigma d\Omega_k.$$

Полное сечение $\int d\sigma/dk dk$ расходится, поскольку вследствие нулевой массы фотона $\sigma \sim 1/k$ при малых k . Однако величина $\int k(d\sigma/dk)dk$ существует, и, поскольку $d\sigma/dk$ определяет вероятность в единицу времени излучить фотон с энергией k при единичном потоке частиц, падающем на атом, этот интеграл дает среднюю излучаемую энергию в единицу времени для единичного потока частиц, так называемую полную мощность потерь.

Можно ожидать, что в плазме имеется распределение падающих электронов по кинетической энергии T_i (и возможно также распределение атом-мишеней и ионов). Если распределение электронов является максвелловским $M(v)dv$ (как в ЛТР или в корональном равновесии), то регистрируемые параметры тормозного излучения можно охарактеризовать скорее температурой T , чем кинетической энергией электрона T_i , что соответствует взвешенному максвелловскому усреднению по T_i параметров тормозного излучения. Особый интерес представляет излучательная способность (энергия на данной частоте, излучаемая из единицы объема в секунду), соответствующая усреднению $d\sigma/dk$ с весовой функцией $\nu M(\nu)d\nu$ (дополнительная скорость электрона ν введена для учета скорости, с которой происходят столкновения в плазме), и полная мощность тормозного излучения (мощность радиационных потерь), получаемая путем интегрирования излучательной способности по всем частотам. В этой части главы мы сосредоточим внимание на основном процессе тормозного излучения, определяемом кинетической энергией падающего электрона T_i .

Даже в лучших современных расчетах тормозного излучения используется большое число модельных допущений. Рассматриваемый процесс отделяется от процесса излучения связанных электронов при неупругом рассеянии [21, 22, 52–54] (которым часто пренебрегают или рассчитывают в пренебрежении связью электронов) и от процесса излучения при рассеянии на заряде ядра, экранированном эффективным центральным потенциалом, обусловленным связанными электронами. При таком разделении опускаются другие многоэлектронные эффекты, включая возбуждение, ионизацию и обмен. При рассмотрении γ -излучения учитывались радиационные квантово-электродинамические поправки [43, 48, 49], а также поправки, связанные с конечностью массы и размером ядра [2] и ядерными магнитными моментами [17–19], но они не представляют интереса при рассмотрении тормозного излучения в плаз-

ме. При этих допущениях тормозное излучение рассматривается как свободно-свободный переход одного электрона, находящегося в непрерывном спектре, в экранированном самосогласованном релятивистском центральном потенциале. Сечение получается при расчете матричного элемента M , пропорционального величине

$$\int \Psi_f^* \alpha \epsilon \exp(-ikr) \Psi_i d^3r,$$

где волновые функции электрона ψ являются решениями уравнения Дирака с потенциалом v . Как функция Ψ , так и интегралы, входящие в M , можно найти численно [73], используя мультипольное разложение и разложение по парциальным волнам. В некоторых случаях используются более простые допущения. Как будет видно из дальнейшего, можно использовать более точные результаты для определения границ применимости этих более простых допущений.

Тормозное излучение в горячей плотной плазме представляет собой очевидный случай, когда требуется специальное рассмотрение, поскольку ясно, что тормозное излучение нельзя рассмотреть изолированно от окружающих частиц. Кроме того, более проблематичными являются способы описания налетающей частицы и мишени. Некоторые аспекты этой проблемы обсуждаются в § 9.3.

Расстояния, используемые в теории тормозного излучения, вообще говоря, измеряются в единицах q^{-1} (обратной величине импульса, переданного атому), которые определяют обрезание матричного элемента M на больших расстояниях. Для заданной энергии падающей частицы значения q меняются от q_{\min} , определяемого излучением фотона вблизи длинноволновой границы спектра, до q_{\max} , соответствующего лобовому упругому столкновению. Для электронов с малыми энергиями тормозное излучение чувствительно к поведению на больших расстояниях. Для электронов с большими энергиями тормозное излучение может происходить в области малых или больших расстояний в зависимости от выбора кинетических параметров при измерениях по схеме совпадений. Дифференциальное сечение оказывается максимальным для малых q , когда в матричный элемент вносят вклад большие расстояния. Таким образом, в интегральное сечение основной вклад вносят расстояния с минимальным переданным импульсом. В нерелятивистском приближении $q_{\min} \sim p_i - p_f$, так что большие расстояния существенны при определении характеристик в низкочастотной части спектра, тогда как для спектра тормозного излучения релятивистских электронов в области больших частот существенны малые расстояния.

9.3. КУЛОНОВСКИЙ СПЕКТР

При рассеянии электрона в точечном кулоновском потенциале основные классические, квантовомеханические и релятивистские черты тормозного излучения можно понять на основе выводов теорий трех типов: 1) классической формулы Ландау–Лифшица [37]; 2) формулы Зоммерфельда (нерелятивистское дипольное приближение) [70, 71]; 3) релятивистских расчетов Бете–Гайтлера в борновском приближении [3]

(см. также [62, 64]). Эти приближенные результаты с довольно хорошей точностью воспроизводят результаты численных расчетов методом парциальных волн для релятивистского рассеяния в точечном кулоновском потенциале. Это обстоятельство связано с тем, что области применимости трех теорий перекрываются [12].

1) В [37] в рамках классической электродинамики определен спектр излучения, возникающего при ускоренном движении заряженной частицы без учета искажения траектории, связанного с потерей энергии. Результат, выраженный через функцию Ханкеля от мнимого аргумента и индекса, зависит только от одной переменной $\mu = \gamma k / (2T_i)$ и довольно хорошо описывается формулами, полученными в предельных случаях малых и больших μ . Простую формулу Крамерса $\sigma = 16\pi\alpha^3 / (3\sqrt{3}) = 5,61 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ (предел больших μ), справедливую вдали от низкочастотной границы спектра, можно объединить вместе с формулой, полученной в пределе малых μ , $\sigma = 16 / (3\alpha^3) \ln [2 / (\gamma\mu)]$ ($\gamma = e^c$, c – постоянная Эйлера), и получить полуквантовое описание полного классического результата. Поведение вблизи низкочастотной границы спектра оказывается одинаковым для всех теорий, но для больших энергий расхождения между различными теориями оказываются большими даже вблизи границы спектра. Для основной части спектра излучения частиц с большими энергиями качественно более полезной оказывается формула Крамерса, чем точный классический результат, и фактор Гаунта (отношение точного результата к результату, даваемому формулой Крамерса) остается порядка единицы. Следующие члены в разложении по малым μ (малые частоты) и большим μ (большие частоты) получены в [15]. Для малых μ имеем

$$\sigma(k) = \frac{16\alpha^3}{3} (1 + \pi\mu) \ln \frac{2}{\gamma\mu} + O(\mu^2), \quad (9.1)$$

для больших μ

$$\sigma(k) = 16\pi\alpha^3 / (3\sqrt{3}) [1 + d_1\mu^{-2/3} + d_2\mu^{-4/3} + d_1d_2\mu^{-2} + O(\mu^{-8/3})]. \quad (9.2)$$

Здесь $d_1 = 0,217747$; $d_2 = -0,0131214$ и $d_1d_2 = -1/350$. Комбинируя эти два выражения, можно с очень хорошей точностью воспроизвести классический результат [12, 15].

2) Квантово-механические особенности хорошо видны в нерелятивистском дипольном расчете Зоммерфельда, результаты которого выражаются через гипергеометрические функции, которые зависят от двух переменных: ν_i и ν_j . Для малых энергий (большие ν_i и ν_j) результат совпадает с классическим, тогда как при увеличении энергии область применимости классического результата ограничивается только областью малых частот. Квантово-механические эффекты, связанные с квантованием углового момента электрона, приводят к результату, который в основной части спектра оказывается меньше результата, вытекающего из формулы Крамерса. Для больших энергий (когда малы ν_i и ν_j) формула Зоммер-

фельда совпадает с результатом, полученным в нерелятивистском борновском приближении вдали от границы спектра:

$$\sigma(k) = \frac{16}{3} \alpha^3 \ln[(p_i + p_f)/(p_i - p_f)].$$

Вблизи границы спектра (ν_i – мало, ν_j – велико) формула Зоммерфельда дает следующий результат:

$$\sigma = \frac{16\pi}{3} \alpha^3 \nu_i.$$

Величина сечения на границе спектра в борновском приближении равна нулю, и в рамках нерелятивистского дипольного приближения она действительно стремится к нулю при увеличении энергии. Для модификации борновского результата можно использовать фактор Эльверта [9]

$$\frac{\nu_f}{\nu_i} \left[\frac{1 - \exp(-2\pi\nu_i)}{1 - \exp(-2\pi\nu_f)} \right].$$

Фактор Эльверта стремится к единице для низкочастотной границы спектра и в борновском приближении. Этот фактор получается из формулы Зоммерфельда как отношение формулы Зоммерфельда к формуле, полученной в борновском приближении, при условии, что $2\pi(\nu_f - \nu_i) \ll \ll 1$, но в действительности было показано, что он имеет большую область применимости, вплоть до границы спектра, где ν_f становится большим. Фактор Эльверта в этих случаях является корректирующей поправкой к борновскому выражению для нормированной волны, описывающей медленный электрон после столкновения, и он превращает исчезающе малый борновский результат на границе спектра в конечный результат. При малых энергиях имеется существенное сокращение некоторых эффектов (релятивистских, запаздывания и эффектов высших мультиполей). Это приводит к тому, что даже для элементов с большим Z формула Зоммерфельда оказывается достаточно хорошей до 50 кэВ.

3) Релятивистский расчет Бете–Гайтлера, выполненный в борновском приближении и выявляющий зависимость сечения отдельно от p_f и p_i , согласуется с классической теорией для длинноволновой области спектра и показывает, что сечение обращается в нуль на границе спектра. Умножение на фактор Эльверта улучшает результат количественно для малых Z и качественно для больших Z . Конечное значение на границе перестает падать с уменьшением T_i , поскольку теперь ν_i остается конечным в пределе больших энергий. Этот результат согласуется по поведению (но не по величине!) с ожидаемым точным результатом для рассеяния в кулоновском поле. В области энергии порядка нескольких мегаэлектронвольт значение на границе спектра увеличивается для элементов с большими Z из-за вклада конечных p -состояний, тогда как в области высоких частот вклад конечных s - и p -состояний существенно уменьшен. В ультрарелятивистском пределе (выше рассматриваемых здесь энергий) величина σ растет до значений, превышающих определяемые фор-

мулой Крамерса. Учет поправок, связанных с Z в этой области, проведенный в [4], не меняет эти качественные особенности спектра.

Анализ областей применимости указанных теорий проведен в [12], где дан способ представления кулоновского спектра в виде простых выражений. Точный релятивистский результат для всех Z при энергиях 1–200 кэВ в пределах точности $\pm 15\%$ можно получить с помощью четырех простых формул. При $v_i(1 - k/T_i) > 0,7$ можно использовать классические результаты, а именно разложение для больших μ при $\mu \geq \geq 0,3$ и разложение для малых μ при $\mu \leq 0,3$ (нет необходимости использовать точный результат Ландау–Лифшица). При $v_i(1 - k/T_i) < < 0,7$ существенны квантовые эффекты, и их можно учесть, используя фактор Эльверта и борновское приближение (нет необходимости использовать точную формулу Зоммерфельда). Вследствие взаимного сокращения релятивистских эффектов и эффектов запаздывания при $T_i < (2a)^4 mc^2$ (где $a = Z/137$) следует использовать нерелятивистское борновское приближение, и в этом случае в факторе Эльверта можно опустить экспоненциальные множители, что снова приводит к выражению, зависящему от одной переменной. При $T_i \geq (2a)^4 mc^2$ следует использовать точное выражение для фактора Эльверта совместно с формулой Бете–Гайтлера. Для элементов с большими Z при приближении к области энергий порядка нескольких мегаэлектрон-вольт точность вблизи границы спектра будет ухудшаться.

9.4. ЭФФЕКТЫ ЭКРАНИРОВАНИЯ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ИЗОЛИРОВАННОГО АТОМА ИЛИ ИОНА

Экранирование заряда ядра атомными электронами существенно уменьшает сечение тормозного излучения при столкновении с нейтральным атомом по сравнению с сечением для кулоновского случая, особенно в области малых энергий (рис. 9.1). В нерелятивистском квантовом случае использование точного формфактора может дать достаточно хорошую оценку уменьшения сечения из-за экранирования. В этом приближении сечение $d^3\sigma$ умножается на форм-фактор $|F(q)|^2$, где

$$F(q) = 1 - \frac{1}{Ze} \int \rho(r) \exp(iq \cdot r) d^3r; \quad \int \rho(r) d^3r = Ze;$$

$\rho(r)$ — плотность заряда атомных электронов. Можно представить $|F(q)|^2$ как множитель, уменьшающий $d^3\sigma$, соответствующий уменьшенному эффективному заряду, который “чувствует” электрон, проникающий в атом. При больших q (малые r) $F(q) = 1$ и электрон “чувствует” заряд ядра; для малых q (большие r) $F(q) = 0$ и электрон находится вне нейтрального атома, так что для него заряд рассеивающего центра равен нулю и рассеяние не происходит. Использование модели формфактора устраняет логарифмическую расходимость в низкочастотной области спектра: величина $k d\sigma/dk$ теперь оказывается конечной при $k \rightarrow \rightarrow 0$ (в этой области спектра борновское приближение неприменимо). Вообще говоря, вблизи границы спектра (особенно при больших энергиях) экранирование малосущественно, поскольку основной вклад вно-

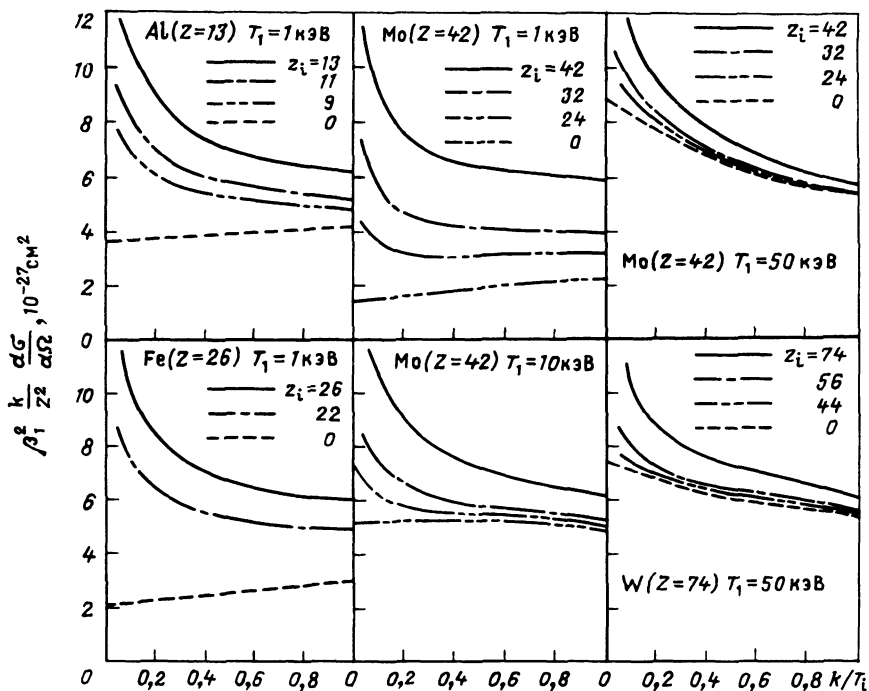


Рис. 9.1. Спектр тормозного излучения для Al, Fe, Mo и W при различных значениях энергии налетающего электрона

сят малые расстояния. Однако в области порядка десятков электрон-вольт вблизи границы спектра результат для электронов с малой энергией существенно отличается от результата для незранированного кулоновского потенциала, так что интенсивность обращается в нуль на границе, как и в борновском приближении. В нерелятивистском дипольном приближении проведены расчеты фактора Гаунта для свободно-свободных переходов в модельных потенциалах для электронов с малыми энергиями [7, 16, 20, 66]. Точные релятивистские расчеты для энергий, меньших 500 эВ, проведены в [38]. При этих энергиях борновское приближение плохо применимо (приводит к слишком большим сечениям), наблюдаются резонансные структуры, становятся важными эффекты обмена, и считается, что при энергиях меньше 10 эВ необходимо проведение тщательных расчетов в модели сильной связи с учетом многих состояний. При увеличении энергии электрона до нескольких мегаэлектрон-вольт большая часть спектра определяется взаимодействием на малых расстояниях, где эффекты экранирования незначительны. При очень больших энергиях может быть оправдано использование формфакторов вместе с поправками Бете–Максимона для рассеяния в кулоновском поле [4].

Спектры тормозного излучения при столкновении электрона с изолированными атомными ионами рассчитаны в [42].

На рис. 9.1 показаны спектры тормозного излучения при столкновении электронов с различными энергиями с некоторыми ионами Al, Fe, Mo и W. Сечения оказываются промежуточными между сечениями, рассчитанными для точечного кулоновского потенциала и потенциала экранированного атома. Следует заметить, что в большей части спектр близок к спектру, рассчитанному для экранированного (некулоновского) потенциала, до тех пор, пока не достигается высокая степень ионизации. Введем "ионизационный множитель"

$$I(k/T_i, T_i, Z, Z_i) = \frac{\sigma(k/T_i, T_i, Z, Z_i) - \sigma(k/T_i, T_i, Z, 0)}{\sigma(k/T_i, T_i, Z, Z_i) + \sigma(k/T_i, T_i, Z, 0)}$$

и используя то обстоятельство, что I — медленно меняющаяся функция Z_i/Z , k/T_i и T_i (из экспериментальных данных следует, что ионизационный множитель — функция Z_i/Z , а не двух этих параметров в отдельности), можно с достаточно хорошей точностью получить спектр тормозного излучения для различных ионов путем простой интерполяции между результатами расчетов для кулоновского потенциала и потенциала нейтрального атома [12].

9.5. ГРАНИЦА СПЕКТРА: УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ И ПРЯМАЯ ФОТОРЕКОМБИНАЦИЯ

Границы спектра тормозного излучения (как длинноволновая, так и коротковолновая) связаны с другими атомными процессами. Положение длинноволновой границы связано с сечением упругого рассеяния электронов следующим соотношением [6, 24, 63]:

$$\lim_{k \rightarrow 0} d^3k = \frac{\alpha}{4\pi^2} \left(\frac{\epsilon \cdot p_i}{k \cdot p_i} - \frac{\epsilon \cdot p_f}{k \cdot p_i} \right)^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_f} \right)_{el},$$

где в круглых скобках записаны произведения 4-векторов. Следующий член в разложении при малых k можно также связать с амплитудами упругого рассеяния. На практике это соотношение используется для получения d^3k в области вблизи длинноволновой границы, где разложения по парциальным волнам сходятся очень медленно. В случае кулоновского потенциала расходимость амплитуды упругого рассеяния на угол 0° соответствует логарифмической расходимости $k d\sigma/dk$, которую мы уже отмечали. Для случая экранированного потенциала обе величины оказываются конечными.

Положение коротковолновой границы спектра тормозного излучения связано с прямой фоторекомбинацией электрона, находившегося в непрерывном спектре, в незанятое связанное состояние (с процессом, который также играет важную роль в плазме). Приведенный матричный элемент можно непрерывно продолжить через границу в область, соответствующую захвату электрона. Для малых энергий налетающего электрона формула Крамерса для тормозного излучения превращается в формулу Крамерса для фоторекомбинации на высокие возбужденные уровни.

Для горяздо больших энергий налетающего электрона можно получить связь между сечением тормозного излучения вблизи границы и сечением фотоионизации атома, на что впервые было указано в [10] (см. также [11, 23, 44]). Для больших значений T_i (квантовая область спектра) основной вклад вносят конечные s - и p -состояния электронов с малой энергией, тогда как в классической области, описываемой формулой Крамерса, вклад вносят все угловые моменты в конечном состоянии. Это обстоятельство является причиной того, что резонансные эффекты в конечных состояниях с большими l становятся наблюдаемыми только в случае начальных состояний с малой энергией [40, 60, 61, 74, 76].

Ранние работы по расчету сечений и скоростей прямой фоторекомбинации, кульминацией которых является работа [67], в основном, были посвящены получению поправок к формуле Крамерса в водородоподобном приближении путем разложения фактора Гаунта, рассматриваемого как функция энергии и главного квантового числа n . Такое введение фактора Гаунта для связанно-свободных переходов в кулоновском поле приводит обычно к поправкам, не превышающим 20%, и его часто полагают равным единице. Далее, при расчете сечений прямой фоторекомбинации при заполнении внутренних оболочек представляет все возрастающий интерес (особенно при рассмотрении примесей в термоядерной плазме) анализ эффектов, связанных с экранировкой [46]. В [46] показано, что в оптически тонкой плазме с примесью железа при $T_e > 1,5$ кэВ вклад прямой фоторекомбинации превышает вклад диэлектронной рекомбинации. В [25] (см. также [26]) для получения сечений прямой фоторекомбинации (как на отдельные подоболочки, так и суммарных) при различных значениях Z , Z_i , T_i использована связь между сечением тормозного поглощения вблизи коротковолновой границы спектра и сечением прямой фоторекомбинации, которая вытекает из результатов [20, 39]. (В таком подходе используется непрерывность приведенного матричного элемента как функции энергии в конечном состоянии, так что нет необходимости проводить отдельные расчеты для каждого состояния, в которое происходит захват.) В [25] продемонстрировано, что основной вклад в сечение можно хорошо описать с помощью модифицированной формулы Крамерса с эффективным зарядом $Z_{ef} = (1/2) \times (Z_i + Z)$, так что использование вместо этой формулы формулы Крамерса приведет к погрешностям, за исключением случаев полностью ионизованных атомов. Такой выбор Z_{ef} указывает на то, что сечения для основных захватов (в основное и близкие состояния) определяются не столько большими расстояниями (как это было бы для малых энергий) или малыми расстояниями (как это было бы для очень больших энергий), а скорее промежуточными расстояниями — величина Z_{ef} для захвата не совпадает с величиной Z_{ef} для энергетического уровня, на который происходит захват. В [25] показано также, что использование такой зависимости приводит к простым скейлингам для полного сечения прямой фоторекомбинации, а также к простым аналитическим выражениям для скорости фоторекомбинации, получаемым путем усреднения по максвелловскому распределению кинетических энергий налетающих электронов. Для полного сечения прямой фоторекомбинации в [26] получено следую-

щее выражение:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{8\pi\alpha}{3\sqrt{3}} \frac{a^2}{T_i} \ln\left(1 + s \frac{a^2}{T_i}\right),$$

где

$$a = Z_{\text{ef}}\alpha; \quad s = (2n_{\text{ef}}^2)^{-1}; \quad n_{\text{ef}} = n_0 - 0,3 + (1 - \omega_0);$$

n_0 — главное квантовое число валентной оболочки иона; ω_0 — доля незанятых состояний в валентной оболочке. В [26] получены усредненные по максвелловскому распределению скоростей электронов три основные характеристики, связанные с процессом прямой фоторекомбинацией: скорость фоторекомбинации

$$\alpha = 2a^2 A' kT \left[\exp\left(\frac{sa^2}{kT}\right) E_1\left(\frac{sa^2}{kT}\right) + c + \ln\left(\frac{sa^2}{kT}\right) \right];$$

скорость потери энергии электронами

$$\beta = kT \left[\alpha - 2a^4 A' s \exp\left(\frac{sa^2}{kT}\right) E_1\left(\frac{sa^2}{kT}\right) \right];$$

мощность потерь энергии на излучение

$$\gamma = 2A'a^4 skT,$$

где $A' = \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{8}{3} \alpha (kT)^{-3/2}$; $c = 0,577$ — постоянная Эйлера; $E_1(Z)$ —

интегральная экспонента $\left(\int_Z^\infty \frac{\exp(-t) dt}{t}\right)$. Эти выражения хорошо согласуются с результатами более детальных расчетов), [1, 46].

9.6. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И КОРРЕЛЯЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИЙ

При более реалистическом подходе к описанию горячей плазмы использование таких усредненных характеристик атомных процессов, как спектральное распределение или полная мощность потерь на излучение, становится менее адекватным. Кроме того, при использовании транспортных кодов требуются не только одномерные характеристики. Для нахождения функции распределения электронов в плазме можно использовать данные о поляризации излучения плазмы [47, 65]. Поэтому здесь мы кратко обсудим основные результаты, касающиеся углового распределения фотонов $d^2\sigma$ (которое далеко от изотропного и с увеличением энергии электрона приобретает все более пикированный характер) [27, 76], а также результаты, касающиеся корреляции поляризаций C_{03} , описывающей поляризационные свойства излучения, испускаемого при рассеянии неполяризованного электронного пучка на совокупности атомов-мишеней без определенной поляризации [75]. Основной вывод состоит в том, что в отличие от расчетов спектра при тормозном излучении или прямой

фоторекомбинации при рассмотрении углового распределения $d^2\sigma$ или корреляции поляризаций использование нерелятивистского дипольного приближения является неадекватным. Во всей рентгеновской области важную роль играют высшие мультипольные эффекты, так что для анализа углового распределения нельзя использовать простые нерелятивистские дипольные формулы, которые оказываются полезными при рассмотрении спектрального распределения.

В [30] приведены табулированные данные об угловом распределении тормозного излучения $d^2\sigma/d\sigma$, выраженные через несколько коэффициентов B_n . Форма углового распределения представляется в виде

$$(1 - \beta_i \cos\theta)^{-4} \sum_n B_n P_n(\cos\theta),$$

где B_n зависит от Z_i , T_i , k/T_i и скорость налетающего электрона β_i входит в множитель, показывающий степень пикированности излучения при больших энергиях (этот множитель оказывается точным в борновском приближении). Такая форма распределения достаточно резко отличается от формы, полученной в нерелятивистском дипольном приближении,

имеющей вид $1 + \frac{1}{2} a_2 P_2(\cos\theta)$ и характеризуемой одним параметром

a_2 [72]. Последнее распределение оказывается неадекватным уже при энергиях порядка нескольких килоэлектрон-вольт (при рассмотрении фотоэффекта и прямой фоторекомбинации). Формула Бете–Гайтлера, включающая пикирование излучения, оказывается достаточно сложной [3]. Наблюдается некоторое соответствие результатов, рассчитанных с применением формулы Бете–Гайтлера, и результатов численных расчетов (в пределах 15% для элементов с большими Z , за исключением углов, близких к 0 и 180°) даже в том случае, когда соответствующие величины плохо определены. При увеличении энергии только распределение вблизи 0° остается чувствительным к поведению потенциала на больших расстояниях, где существенны эффекты экранировки. Связь между тормозным излучением и прямой фоторекомбинацией означает, что форму углового распределения вблизи коротковолновой границы спектра $d^2\sigma$ можно найти как взвешенную сумму соответствующих выражений при фотозахвате в подсостояния с различными угловыми моментами при фиксированном (большом) значении главного квантового числа n [29]. При больших энергиях налетающего электрона T_i основной вклад в сумму вносят s -состояния (для элементов с большими Z важна роль p -состояний), тогда как при малых T_i вносят вклад все угловые моменты.

Имеется ограниченная информация относительно корреляции поляризаций C_{03} [33–35, 50, 68], отражающей то, что при рассмотрении столкновений неполяризованных электронов можно получить фотоны, линейно поляризованные в направлении, параллельном или перпендикулярном плоскости излучения. В дипольном приближении величина C_{03} описывается параметром формы a_2 . Однако уже в рентгеновской области спектра заметны отклонения от дипольного приближения. В области вблизи коротковолновой границы спектра тормозного излучения величина C_{03} может быть связана с взвешенной суммой соответствующих корреляций для прямой фоторекомбинации [13].

9.7. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЛОТНОЙ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

Тормозное излучение надтепловых электронов в плазме, образующейся при облучении мишени лазерным излучением, является потенциально полезным средством диагностики характеристик горячих электронов, образующихся при взаимодействии лазерного излучения с плазмой. В [5] проанализирована связь интенсивности и спектрального распределения тормозного излучения с числом и энергией надтепловых электронов. В гл. 15 этой книги суммированы результаты расчетов факторов Гаунта для свободно-свободных переходов в борновском приближении для модели потенциала Дебая–Хюккеля, Томаса–Ферми и усредненного атома. В [20] представлены результаты численных расчетов для мишени из золота, проведенных в нерелятивистском дипольном приближении для потенциалов Томаса–Ферми. В [14, 36] приведены результаты полного релятивистского расчета для потенциала Томаса–Ферми при рассмотрении столкновений электронов с энергиями $T_i \geq 1$ кэВ с атомом цезия.

Основные результаты этих расчетов состоят в следующем.

1. В большинстве случаев (особенно при малых энергиях налетающих электронов) борновское приближение неприменимо.

2. Потенциал Томаса–Ферми с конечной температурой довольно значительно отличается от потенциала изолированного нейтрального атома. Следовательно, энергетические спектры, рассчитанные с использованием этих двух потенциалов, оказываются существенно разными.

3. В некоторых случаях спектр излучения плотной горячей плазмы оказывается похожим на спектр излучения при столкновении электронов с изолированным ионом с зарядом, соответствующим среднему ионизационному состоянию при заданных температуре и плотности. Однако такое приближение оказывается плохим в очень плотной плазме, так как при расчете спектра эффекты экранировки оказываются более существенными, чем для нейтрального атома, даже в случае значительной степени ионизации.

Глава 10. НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Харрисон

Температуру тороидальной плазмы, удерживаемой магнитным полем, можно увеличить омическим нагревом (пропусканием через плазму тока в направлении вдоль удерживающего поля). Тем не менее в большинстве типов тороидальных установок для достижения зажигания требуется дополнительный нагрев (см. гл. 2).

Дополнительный нагрев инжекцией пучков нейтральных частиц успешно продемонстрирован в большом числе установок лабораторного масштаба и имеет определенные перспективы для реакторных приложений. Принципиальными моментами этого метода являются: 1) формирование интенсивных пучков энергетичных нейтральных атомов (рассматривается, например, создание пучков D^+ с током около 50 А при энергии 150 кэВ); 2) транспортировка этих пучков через удерживающее поле в плазму;

3) ионизация энергетических атомов и последующий захват образующихся ионов в магнитном поле; 4) передача энергии от захваченных быстрых ионов тепловым электронам и ионам плазмы в ловушке посредством столкновений.

В простейшем варианте зажигание термоядерной реакции в тороидальной системе достигается путем омического нагрева до умеренной (около 10^3 эВ) температуры с последующей инъекцией нейтральных частиц. Затем инжекторы выключаются, и температура плазмы поддерживается с помощью нагрева α -частицами. В действительности все происходит значительно сложнее, но основные физические принципы можно понять из рассмотрения кривой зажигания (зависимости nT_E от T , см. рис. 2.8). Для чистой плазмы, состоящей из изотопов водорода, градиент $d(nT_E)/dT = 0$ при $T \approx 20$ кэВ; при меньших температурах градиент отрицателен, а при больших — положителен. Если значение nT_E велико, то для достижения зажигания плазма должна быть нагрета до температуры зажигания. Плазма при этом термически неустойчива, и ее температура будет расти дальше после выключения инъекции. Если же nT_E мало, то зажигание достигается в термически устойчивом диапазоне температуры и есть возможность управлять температурой с помощью обратной связи через систему инъекции нейтральных частиц. Таким образом, контролируемый нагрев лучше всего производить при умеренно высокой плотности плазмы. Очень важно также, чтобы пучок нейтральных частиц мог проникать глубоко в плазму, поэтому должно быть найдено правильное соотношение между n и T на фазе нагрева. Обсуждение процедуры нагрева до зажигания можно найти в [1].

Нагрев захваченными α -частицами является центральным моментом в концепции термоядерного реактора, работающего на D—T-смеси, и имеет много общего с нагревом пучками нейтральных частиц. Однако пучки атомов несут импульс, которым можно управлять, тогда как начальное движение α -частиц зависит от свойств термоядерных столкновений. Импульс, передаваемый от пучков атомов основной плазме, приводит к важным последствиям (см. гл. 11), одним из которых является способность поддерживать продольный ток в плазме. Следует отметить, что ток в плазме токамака возбуждается индуктором, так что установка должна работать в импульсном режиме, но поддержание тока пучком открывает перспективу создания стационарного токамака. Это могло бы существенно облегчить инженерные проблемы, связанные с импульсной работой.

В настоящей книге теоретический анализ нагрева проводится главным образом применительно к тороидальным установкам, поэтому движение энергетических ионов рассматривается в связи с особенностями тороидального магнитного поля. Однако с технологической точки зрения заслуживает внимания тот факт, что инъекция пучков нейтральных частиц развивалась первоначально в соответствии с потребностями открытых ловушек, и что ее нынешнее широкое использование в тороидальных системах имеет относительно короткую историю. Основные компоненты инжектора обсуждаются в деталях в гл. 12, основу их составляют источник энергетических ионов и нейтрализатор, в котором эти ионы превращаются в бы-

стрые атомы. Наивысший уровень развития достигнут с использованием ионных пучков H^+ и D^+ , но превращение их в H^0 или D^0 (которое основано главным образом на перезарядке) становится все менее эффективным при возрастании энергии иона. Это стимулировало исследования в области источников ионов H^- или D^- , где при высоких энергиях можно достигнуть более эффективной нейтрализации за счет "обдирки" отрицательных ионов.

До настоящего времени большая часть термоядерных исследований проводится на водородной или в лучшем случае дейтериевой плазме, так что диагностике быстрых α -частиц уделялось относительно мало внимания: этот вопрос нашел свое отражение в гл. 13. Еще один аспект нагрева α -частицами заключается в том, что необходимо удалять гелий для поддержания в плазме низкой концентрации не вступающего в реакции ${}^4\text{He}$. Эта тема обсуждается одновременно с вопросом нагрева α -частицами, но следует заметить, что удаление гелия в виде нейтрального газа сильно зависит от условий на границе плазмы (подробное обсуждение приведено в гл. 14).

Глава 11. ЗАХВАТ И ТЕРМАЛИЗАЦИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Корди

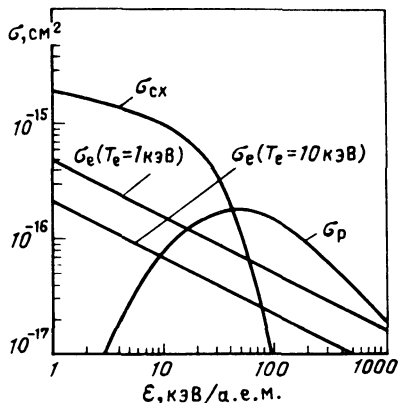
11.1. ВВЕДЕНИЕ

Теория нагрева путем инъекции нейтральных частиц в настоящее время хорошо разработана и проверена на нескольких экспериментах [1, 2, 8, 9]. Инжектированные быстрые атомы захватываются в плазме в результате комбинации перезарядки ионизации протонами и электронами. Быстрые ионы теряют свою энергию в результате кулоновских столкновений с электронами и ионами основной плазмы. Помимо нагрева плазмы быстрые ионы могут также возбуждать токи и усиливать вращение плазмы. Ниже приведен обзор теории и, где это возможно, ее экспериментального подтверждения.

11.2. ОБРАЗОВАНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Задача здесь состоит в том, чтобы быстрые ионы выделяли свою энергию как можно ближе к центру плазмы для обеспечения максимальной эффективности нагрева. Профиль источника быстрых ионов определяется ионизацией быстрых атомов, которые захватываются в результате трех независимых атомных процессов: перезарядки на изотопах водорода и примесях, ионизации при столкновениях с изотопами водорода и примесями, а также ионизации электронным ударом. Сечения ионизации изотопами водорода и электронами были рассмотрены в [16] и приводятся на рис. 11.1. При энергии инъекции ниже 40 кэВ/а.е.м основным процессом является перезарядка, тогда как при больших энергиях преобладает ионизация ионным ударом. В интересующей нас области энергий ионизация электронами мала. Разумное приближение для полного сечения ионизации

Рис. 11.1. Зависимость сечения процессов ионизации быстрого атома ионами водорода и электронами от энергии атома на единицу его массы \mathcal{E} : $\sigma_{сх}$ – перезарядка; σ_e и σ_p – ударная ионизация электронами и ионами



ции изотопами водорода определяется функцией

$$\sigma_H = 2 \cdot 10^{-14} [1 - \exp(-\mathcal{E}/10)] / \mathcal{E}, \quad (11.1)$$

где \mathcal{E} – энергия быстрых атомов, кэВ/а.е.м.; σ_H – сечение ионизации, см^2 .

Вопрос об ионизации быстрых атомов примесями относительно недавно стал предметом широкого обсуждения. Вначале полагали, что основным процессом будет ударная ионизация и что сечение будет возрастать как q^2 (q – зарядовое состояние ионов примеси). Однако авторы [15] показали, что ударная ионизация преобладает только при очень высоких энергиях (более $32q$ кэВ), а для меньших энергий основной процесс ионизации – это перезарядка. На рис. 11.2 приведено полное сечение ионизации ионами примеси с зарядовым состоянием q [15]. Аналитическое выражение, описывающее сечение, имеет вид

$$\sigma_{\text{imp}} = 4,6q \cdot 10^{-16} \{32q / \mathcal{E} [1 - \exp(-\mathcal{E}/32q)]\}. \quad (11.2)$$

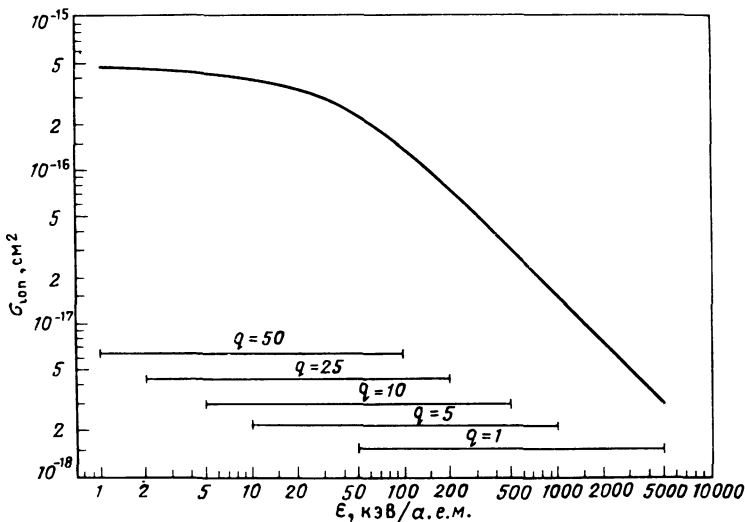


Рис. 11.2. Сечение ионизации быстрого атома с энергией \mathcal{E} ионом с зарядом q [15]

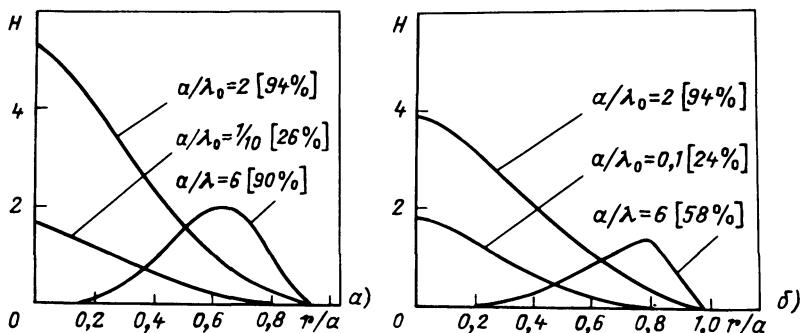


Рис. 11.3. Пространственный коэффициент формы $H(r) = (2\pi^2 a^2 Re / I_{inj}) S$ в DITE для различных значений a/λ_0 , где λ_0 – длина свободного пробега атома при плотности в центре шнура. На каждой кривой отмечен также процент атомов пучка, которые захватываются в плазме в виде ионов:

a – инжекция по направлению тока плазмы; b – инжекция против тока

Средняя длина свободного пробега быстрого атома

$$\lambda = 1 / (n_H \sigma_H + n_{imp} \sigma_{imp} + n_e \sigma_e), \quad (11.3)$$

где n_H и n_{imp} – плотности соответственно водородной и примесной компонент плазмы; n_e – электронная плотность, а сечения приведены на рис. 11.1 и 11.2. Количество ионов S , рождающихся на магнитной поверхности в секунду, можно рассчитать как функцию средней длины свободного пробега λ . Для ниточного пучка с током I_{inj} , проходящего через центр шнура под углом θ к магнитной оси, интенсивность источника на радиусе r от оси плазмы есть

$$S = \frac{I_{inj}}{4\pi^2 e r \lambda \sin\theta} \left[\exp - \left(\frac{1}{\sin\theta} \int_r^a \frac{dr}{\lambda} \right) + \exp \left(- \frac{1}{\sin\theta} \int_{-r}^a \frac{dr}{\lambda} \right) \right], \quad (11.4)$$

где R и a – большой и малый радиусы тора. Разумеется, реальную геометрию источника нельзя, как правило, представить ниточным пучком, поскольку радиус источника часто составляет значительную часть малого радиуса тора. В этом случае большую точность дает использование набора ниточных пучков, заменяющих широкий пучок, с последующим суммированием по ним. В качестве альтернативы можно использовать метод Монте-Карло [12] для быстрых ионов. Использование этого метода позволяет более просто учесть фокусировку пучка.

Примеры профилей образования быстрых ионов в токамаке DITE приведены на рис. 11.3, где показана нормализованная интенсивность источника, $H(r) = (2\pi^2 a^2 Re / I_{inj}) S$, для трех различных значений отношения малого радиуса к длине свободного пробега (λ_0 – пробег при плотности, соответствующей центру шнура) и двух направлений инжекции: в направлении тока в плазме и против тока. Как видно из рисунка, отношение a/λ_0 должно быть порядка единицы, чтобы обеспечить разумный профиль источника, пикированный в центре, с минимальными потерями. При боль-

ших a/λ_0 все быстрые атомы захватываются на внешней стороне тора, как в случае $a/\lambda_0 = 6$ на рисунке, а когда a/λ_0 мало, быстрые атомы проходят через тор насквозь, и только малая часть их захватывается, как в случае $a/\lambda_0 = 1/10$.

Из всего этого видно, что согласование длины проникновения λ с радиусом установки чрезвычайно важно. Поскольку λ приблизительно пропорциональна энергии и обратно пропорциональна плотности, то для более крупных установок будущего с более высокой плотностью плазмы могут потребоваться высокие энергии инъекции порядка 500 кэВ. При такой энергии пришлось бы переходить к технологии отрицательных ионов, которая разработана не так хорошо, как технология положительных ионов. Таким образом, ключевой вопрос здесь — сможет ли технология положительных ионов с энергией инъекции, меньшей, скажем, 160 кэВ, обеспечить достижение зажигания в установках большего масштаба. Это критическим образом зависит от распределения по радиусу теплопроводности χ , что можно видеть из следующего ниже уравнения переноса тепла.

Одномерное уравнение теплопроводности для температуры плазмы запишем в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{P}{4\pi^2 e r R \lambda \sin \theta} \times \\ \times \left[\exp \left(- \frac{1}{\sin \theta} \int_r^a \frac{dr}{\lambda} \right) + \exp \left(- \frac{1}{\sin \theta} \int_{-r}^a \frac{dr}{\lambda} \right) \right] = 0, \quad (11.5)$$

где второй член описывает энергосвечение (11.4); P — мощность инъекции. Уравнение (11.5) проинтегрируем дважды, получим

$$T(r) = \frac{P}{4\pi^2 e R} \frac{a}{r} \frac{dr'}{r' \chi} \left[\exp \left(- \frac{1}{\sin \theta} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \int_{r'}^a \frac{dr''}{\lambda} \right) - \exp \left(- \frac{1}{\sin \theta} \int_{-r'}^a \frac{dr''}{\lambda} \right) \right]. \quad (11.6)$$

Чтобы определить $T(r)$ по этой формуле, нужно выражение для теплопроводности χ . Запишем χ в виде

$$\chi = a / (1 - r^2/a^2)^\rho, \quad (11.7)$$

так что степень радиальной неоднородности можно менять, варьируя параметр ρ . Случай $\rho = 0$, $a = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ соответствует скейлингу INTOR (алкаторному), который использовался во многих проработках реактора. Интеграл в формуле (11.6) можно вычислить аналитически

с помощью метода перевала для больших значений $\int_r^a dr/\lambda$ (плохое проникновение пучка) и численно — для остальных значений. Аналитическое выражение для температуры в центре $T(0)$ в пределе плохого проникно-

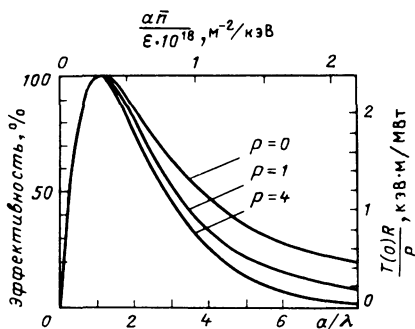


Рис. 11.4. Зависимость эффективности нагрева и отношения температуры в центре шнура к вводимой мощности $(T(0)R/P)$ от отношения радиуса плазмы к длине свободного пробега и отношения линейной плотности плазмы к энергии пучка $[\alpha\bar{n}/\varepsilon \cdot 10^{18}]$

вения пучка имеет вид

$$T(0) = \frac{P}{4\pi^2 e R a} \Gamma(\rho + 1) \left(\frac{2\lambda \sin\theta}{a} \right)^{\rho + 1} \quad (11.8)$$

для однородной плотности плазмы, т.е. плоского профиля плотности (здесь Γ – гамма-функция). Таким образом, для скейлинга INTOR, где $\rho = 0$, температура в центре пропорциональна произведению мощности и средней длины свободного пробега λ .

Численное решение (11.6) для плазмы с однородной плотностью \bar{n} приведено на рис. 11.4, где приведена зависимость отношения температуры в центре шнура к мощности инжекции от a/λ и от $\alpha\bar{n}/\varepsilon$ (т.е. от линейной плотности, нормализованной на энергию пучка). Видно, что при больших значениях ρ нагрев эффективен, если средняя длина пробега до ионизации равна радиусу плазмы ($a/\lambda = 1$). Однако если теплопроводность не зависит от радиуса ($\rho = 0$), то эффективности нагрева 50% можно достичь при энергии инжекции, в 4 раза меньшей оптимальной ($a/\lambda = 4$). Если вместо плоского профиля плотности взять параболический, то даже меньшие энергии инжекции могут обеспечить нагрев с разумной эффективностью.

До сих пор не проведено сколько-нибудь детальной экспериментальной проверки теоретических профилей (рис. 11.3) образования быстрых ионов. Эксперименты на PLT [10] указывают на существование оптимальной плотности, при которой нагрев наиболее эффективен, и дают зависимости, похожие на кривые рис. 11.4.

11.3. ЗАМЕДЛЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Быстрые ионы теряют свою энергию и рассеиваются в результате кулоновских столкновений с тепловыми ионами и электронами. Этот процесс лучше всего описывается уравнением Фоккера–Планка. Для решения этого уравнения используются аналитические и численные методы [4, 7], а также метод Монте-Карло [12]. Здесь мы рассмотрим аналитические решения, так как в них лучше видна физика процесса. Исходное уравнение Фоккера–Планка [7] для функции распределения быстрых ионов по скоростям f можно записать в переменных скорости v и $\xi = v_{\parallel}/v$ (v_{\parallel} – проекция скорости на направление магнитного поля) в виде

$$\begin{aligned}
\tau_s \frac{\delta f}{\delta t} = & \nu^{-2} \frac{\delta}{\delta \nu} \left[\underbrace{(v_c^3 + \nu^3)}_{\substack{\text{Тормо-} \\ \text{жение} \\ \text{на} \\ \text{ионах}}} f + \underbrace{\frac{\beta \nu c^3}{\nu^3} \frac{\delta}{\delta \xi}}_{\substack{\text{Тормо-} \\ \text{жение} \\ \text{на} \\ \text{элект-} \\ \text{ронах}}} \left[(1 - \xi^2) \frac{\delta f}{\delta \xi} \right] - \right. \\
& - \underbrace{\tau_s n_0 \sigma_{cx} \nu f}_{\substack{\text{Переза-} \\ \text{рядка}}} + \frac{e Z_f \tau_s}{m_f} \mathbf{E} \frac{\partial f}{\partial \nu} + \\
& \frac{T_e}{m_f} \nu^{-2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[(\nu^2 + \gamma \nu_i^2 \nu_e / \nu) \frac{\delta f}{\delta \nu} \right] + SK(\xi) \tau_s \delta(\nu - \nu_0). \quad (11.9)
\end{aligned}$$

Диффузия в пространстве скоростей

Источник

Здесь \mathbf{E} — электрическое поле в плазме; m и Z — масса и заряд частицы (быстрые ионы обозначаются индексом f , а ионы плазмы — индексом i); $K(\xi)$ — функция распределения источника с интенсивностью S по углам; δ — дельта-функция. Характерное время

$$\tau_s = 3 m_e \nu_e^3 m_f / (16 \pi^{1/2} e^4 Z_f^2 \ln \Lambda n_e) \sim 10^{12} A_f T_e^3 / (n Z_f^2) \quad (11.10)$$

(здесь T_e измеряется в килоэлектрон-вольтах) и критическая энергия

$$\mathcal{E}_c = \frac{1}{2} m_f \nu_c^2 = 14,8 T_e A_f / A_i^2 / 3.$$

Остальные параметры определяются следующим образом: $\gamma = 0,75 \pi^2$; $\beta = Z_e A_i / 2 A_f$; Z_e — эффективный заряд плазмы (см. гл. 4); A — относительная атомная масса; Λ — кулоновский логарифм.

При анализе уравнения мы пренебрегаем членами, описывающими электрическое поле, диффузию в пространстве скоростей и перезарядку, так как они малы и рассмотрены, например, в [7].

Скорость потери энергии можно получить из характеристики уравнения (11.9), которую запишем в виде

$$\frac{d\nu}{dt} = (\nu_c^3 + \nu^3) / (\nu^2 \tau_s). \quad (11.11)$$

Интегрируя это уравнение и переходя к переменной энергии вместо скорости, получаем выражение для времени замедления до энергии \mathcal{E} от энергии инжекции \mathcal{E}_0

$$t = \frac{\tau_s}{3} \ln \left[\frac{\mathcal{E}_0^{3/2} + \mathcal{E}_c^{3/2}}{\mathcal{E}^{3/2} + \mathcal{E}_c^{3/2}} \right]. \quad (11.12)$$

Таким образом, время замедления до тепловой энергии приблизительно-

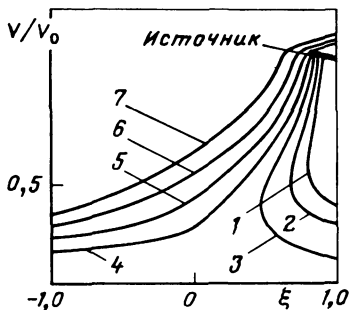


Рис. 11.5. Линии уровня распределения быстрых ионов в пространстве $(v, \xi = v_{\parallel}/v)$. Уровень понижается на 14% от линии к линии, номер 1 соответствует максимальному

но равно

$$t = \tau_s / \left\{ 3 \ln \left[\left(\frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}_c} \right)^{3/2} + 1 \right] \right\}$$

При большой энергии инжекции $\mathcal{E}_0 \gg \mathcal{E}_c$ быстрые ионы теряют энергию главным образом в столкновениях с электронами и время замедления определяется величиной τ_s , тогда как при малой энергии инжекции, $\mathcal{E}_0 \ll \mathcal{E}_c$, замедление происходит за счет столкновений с ионами плазмы и время термализации сокращается:

$$t \approx \tau_s \mathcal{E}_0^{3/2} / (3 \mathcal{E}_c^{3/2}).$$

Рассмотрим полное решение (11.9). Так как переменные в нем разделяются, решение можно искать в виде ряда по полиномам Лежандра $P_j(\xi)$:

$$f = \sum_{j=0}^{\infty} a_j(v) P_j(\xi). \quad (11.13)$$

Коэффициенты $a_j(v)$ получаются интегрированием уравнений для отдельных гармоник по v :

$$a_j(v) = S \tau_s K_j \text{St} (1 - v/v_0) \frac{(v_0^3 + v_c^3)^{\beta \Lambda_j / 3}}{(v^3 + v_c^3)^{1 + \beta \Lambda_j / 3}} \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\beta \Lambda_j}. \quad (11.14)$$

Типичные линии уровня функции распределения f в пространстве (v, ξ) показаны на рис. 11.5. Эти распределения сопоставлялись с измеренными энергетическими спектрами в нескольких экспериментах [1, 2, 8, 9], где получено хорошее согласие, показывающее, что быстрые ионы действительно замедляются в соответствии с классическими представлениями.

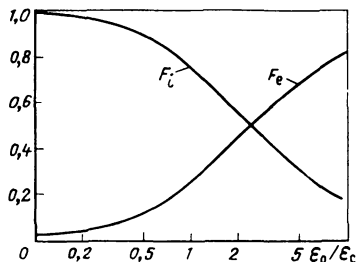
11.4. СКОРОСТЬ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА

Передачу мощности плазме можно определить, умножая уравнение (11.9) на $(1/2) m v^2$ и интегрируя по пространству скоростей. В результате получаются выражения

$$Q_i = m \nu_c^3 \int v a_0 dv; \quad Q_e = m_f \int v^4 a_0 dv \quad (11.15)$$

для мощности, передаваемой соответственно ионам и электронам. Подставляя выражение для a_0 (11.14), можно вычислить долю мощности

Рис. 11.6. Зависимость доли энергии, передаваемой электронам F_e и ионам F_i от $\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_c$. \mathcal{E}_0 — энергия инжекции; $\mathcal{E}_c = 14,8 A_f/A_i^{2/3}$, где A_f, A_i — относительные атомные массы соответственно быстрых и тепловых ионов



пучка, передаваемую ионам и электронам, как функцию энергии инжекции. Результат приведен на рис. 11.6.

Анализ баланса тороидального импульса более сложен. После умножения уравнения Фоккера—Планка для ведущего центра на $mv\xi$ и интегрирования по пространству скоростей и полоидальному углу можно записать результирующее уравнение баланса импульса в виде

$$\frac{1}{\tau_s} \int dv f \xi d\xi \left[v \frac{\partial}{\partial v} (v_c^3 + v^3) f \right] - \frac{(1 - \xi^2)}{\xi} v_c^3 \beta \frac{\partial f}{\partial \xi} + v^3 S \tau_s = 0. \quad (11.16)$$

Первый член в уравнении (11.16) описывает потери импульса быстрых ионов за счет трения с тепловыми ионами и электронами, второй — потери импульса при угловом рассеянии на тепловых ионах и последний член — источник тороидального импульса, связанный с образованием быстрых ионов.

Рассмотрим теперь, какое действие на плазму оказывают нагрев и передача импульса.

11.5. ВЛИЯНИЕ НА ТЕМПЕРАТУРУ, ТОК И ВРАЩЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Температура плазмы. Во всех экспериментах нагрев дает существенный прирост ионной температуры, которая растет линейно с мощностью без видимого насыщения¹. Наивысшая ионная температура около 7 кэВ была получена на PLT, где пучок атомов D_0 с энергией 40 кэВ и мощностью 3 МВт инжектировался в дейтериевую плазму² [10]. Прирост электронной температуры был довольно скромным, от 1,8 кэВ приблизительно до 3 кэВ. Это общее свойство большинства установок, поскольку при низкой плотности (в PLT $\bar{n} = 10^{19} \text{ м}^{-3}$) электроны и ионы не связаны

¹ Авторы описывают экспериментальные результаты до 1984 г. В последнее время были выполнены эксперименты с большим уровнем мощности инжекции и обнаружено насыщение энергосодержания плазмы с ростом мощности инжекции. Такая зависимость обычно интерпретируется как ухудшение удержания плазмы. — *Прим. ред.*

² К настоящему времени на установке TFTR получена температура ионов свыше 20 кэВ. — *Прим. ред.*

между собой и ионная температура существенно превосходит электронную. Основная причина такого расщепления состоит в том, что потери энергии по электронному каналу значительно больше, чем по ионному, хотя в каждую из этих компонент поступает примерно одинаковая мощность. В результате ионы достигают более высокой температуры. При большой плотности время обмена энергией между электронами и ионами становится много меньше времени потерь по электронному каналу, и тогда электронная температура приближается к ионной. Разряды с высокой плотностью при нагреве мощными пучками атомов получены на ISXB. Хотя ионная температура здесь ниже, чем на PLT, плотность энергии и, в особенности β плазмы очень высоки ($\beta^* \sim 3\%$), что позволило провести детальные исследования пределов МГД-устойчивости¹ [13].

Генерация тока пучком. Автор [14] впервые отметил, что инжектированные быстрые ионы должны возбуждать ток в плазме. Физические механизмы такого возбуждения тока состоят в следующем. За время, которое нужно быстрым ионам, чтобы термализоваться, они обегают вокруг тора много раз, образуя тем самым набор витков с током. Передача импульса от быстрых ионов электронам создает также электронный ток, который компенсирует ток быстрых ионов. Рассчитать вклад быстрых ионов в ток довольно просто – используя распределение (11.13), можно получить выражение для тока быстрых ионов. Обратный электронный ток обычно находят, решая уравнение Фоккера–Планка методом, описанным в [6]. В пределе $v_e > v_0$, что обычно справедливо для большинства схем инжекции в токамак, можно записать выражение для плотности тока, поддерживаемого пучком:

$$j_{bd} = \bar{n}_f v_{\parallel} e Z_f \left[\underset{\text{Ток быстрых ионов}}{1} - \underbrace{\left(\frac{Z_f}{Z_{ef}} + 1,46 \frac{\epsilon^{1/2} Z_f}{Z_{ef}} A(Z_{ef}) \right)}_{\text{Электронный ток}} \right], \quad (11.17)$$

где A – порядка единицы [6]. Первый член в (11.17) описывает ток быстрых ионов, а второй и третий члены – электронный ток, вызываемый быстрыми ионами. Третий член, уменьшающий обратный электронный ток, обязан своим происхождением захвату электронов за счет градиента тороидального поля. Запертые электроны в токамаках играют важную роль, уменьшая количество электронов-переносчиков тока и увеличивая силу трения, действующую на пролетные электроны.

Рассмотрим влияние этого тока на токамак. Закон Ома при наличии тока, поддерживаемого пучком, имеет вид

$$\sigma E = j - j_{bd}, \quad (11.18)$$

¹ Максимальное значение $\beta \approx 4,5\%$ достигнуто на установке Doublett-III – Прим. ред.

где j — плотность тороидального тока; σ — спитцеровская проводимость. В токамаках полный ток обычно поддерживается постоянным с помощью железного сердечника; тороидальное электрическое поле E , а следовательно, напряжение на обходе меняются при индуцировании тока пучком. Интегрирование закона Ома по малому радиусу дает следующее выражение для изменения напряжения на обходе $\delta\Phi = \Phi_F - \Phi_I$:

$$\frac{\delta\Phi}{\Phi_I} = \frac{\int \sigma_I r dr}{\int \sigma_F r dr} - 1 - \frac{I_{bd}}{I_p} \frac{\int \sigma_I r dr}{\int \sigma_F r dr}, \quad (11.19)$$

где I_p и I_{bd} — полный ток в плазме и ток, поддерживаемый пучком, а индексами I и F отмечены начальные и конечные значения. Новое значение потенциала устанавливается за время диффузии магнитного поля.

Существование тока, поддерживаемого пучком, было впервые показано экспериментально на установке Levitron в Калэме [18], а позднее его влияние на напряжение на обходе было обнаружено на токамаке DITE [5].

Вращение плазмы. Быстрые ионы передают импульс основной плазме, которая должна при этом вращаться. Скорость тороидального вращения определяется следующим уравнением баланса импульса:

$$m_i n_i u / \tau_m = \Gamma_f, \quad (11.20)$$

где Γ_f — вклад импульса от быстрых ионов, который представляет собой первые два члена уравнения (11.16), а τ_m описывает потери импульса из основной плазмы. Более сложную форму уравнения (11.20), включающую в себя эффекты запертых частиц, можно найти в [17].

Имеется несколько классических механизмов потери импульса, которые вносят свой вклад в τ_m . Это поперечная вязкость [3], конвекция [11], перезарядка и гофрировочная вязкость [6]. Реальная поперечная вязкость очень мала, и ею можно пренебречь. Три остальных механизма более существенны; в частности, в современных экспериментах преобладают потери импульса при перезарядке.

В экспериментах на PLT [19] наблюдалось увеличение скорости тороидального вращения основной плазмы во время инжекции. Скорость вращения была меньшей, чем можно было ожидать на основе классических представлений, поэтому авторы полагают, что механизм релаксации тороидального импульса может быть неклассическим¹.

¹ Значительная скорость тороидального вращения плазмы наблюдается в установке TFTR при инжекции мощных пучков в разреженную плазму. — *Прим. ред.*

Глава 12. ФОРМИРОВАНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА ПУЧКОВ БЫСТРЫХ АТОМОВ

Грин

12.1. ВВЕДЕНИЕ

Преимущества инъекции пучков быстрых атомов перед другими методами нагрева проистекают из относительно простой физики, лежащей в основе данного метода. В плазменном источнике образуются ионы, которые электростатически ускоряются системой электродов до требуемой энергии; часть их затем превращается (в результате перезарядочных столкновений) в атомы, которые могут проходить через магнитное поле, окружающее нагреваемую плазму (рис. 12.1). В плазме атомы ионизируются и медленно отдают энергию в результате столкновений с ионами и электронами.

Использование инъекции быстрых атомов в качестве метода нагрева при уровне мощности в несколько мегаватт зависело от развития технологии пучков миллиамперного уровня, используемых в ядерной физике, до уровня нескольких ампер. Такое развитие стало возможным благодаря двум основным факторам:

1) осознанию необходимости разделения ионного пучка на отдельные элементарные пучки на фазе ускорения при использовании многоапертурных вытягивающих электродов (рис. 12.1) [39, 50];

2) использованию компактного нейтрализатора, чтобы ионы превращались в атомы на возможно более коротком расстоянии.

В свою очередь использование многоапертурных электродов привело к необходимости разработки плазменных источников большой площади (более 1000 см^2) с высокой степенью однородности плазмы по всей площади вытягивающего электрода.

Развитие технологии системы инжекционного тракта пучка, которое было существенным для получения большой мощности, подробно освещено в литературе (см., например, [14]).

12.2. ИЗВЛЕЧЕНИЕ И УСКОРЕНИЕ ПУЧКА ИОНОВ

Ионы вытягиваются из плазменного источника с помощью электростатического потенциала, приложенного между электродами и плазмой. На рис. 12.2 показан однокаскадный ускоритель с тремя электродами. Первый электрод, находящийся под положительным потенциалом V^+ , определяет потенциал плазмы источника, третий — заземлен. Промежуточный электрод, несущий потенциал примерно $-0,1V^+$, не дает возможности электронам, образующимся в нейтрализаторе, уходить в источник; он называется подавляющим электродом. Его влияние на извлечение пучка мало, но он играет значительную роль в движении вторичных ионов и электронов, которые могут увеличить нагрузку на систему электродов.

Ограниченность параметров трехэлектродных (триодных) систем из-за электрических пробоев широко обсуждалась в литературе [12, 37, 72]. Эти обсуждения показали, что сильноточные высоковольтные источники

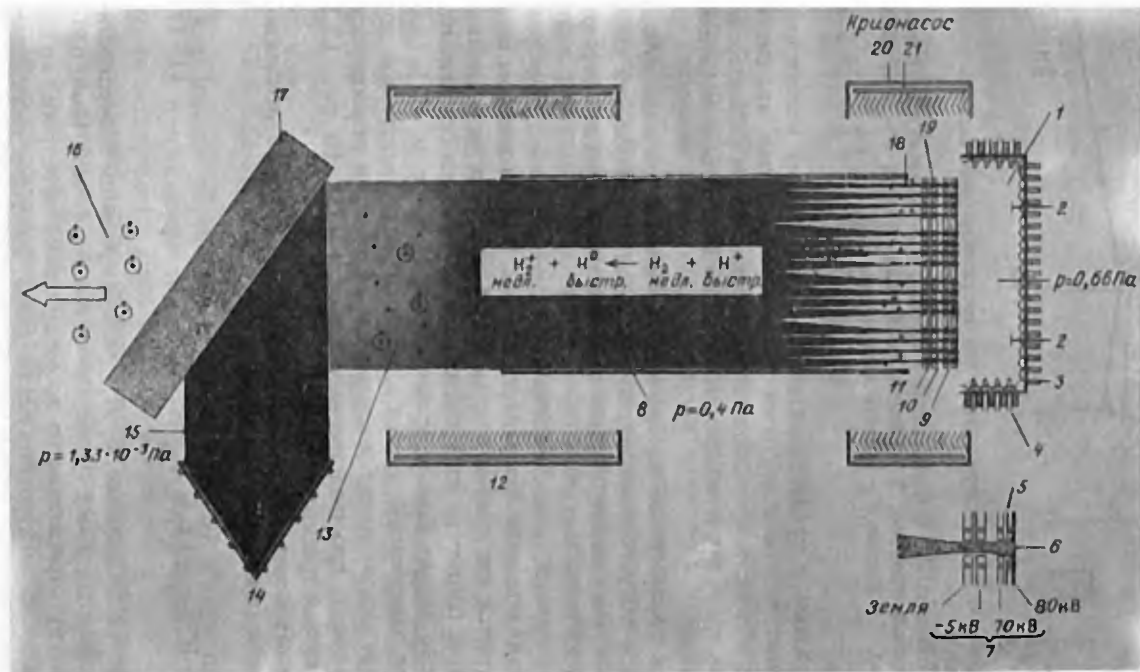


Рис. 12.1. Схематическое изображение инжектора быстрых атомов для многомегаваттных пучков на основе источника положительных ионов с многоапертурной системой извлечения:

1 – ионный источник с периферийным магнитным полем; 2 – ввод газа; 3 – постоянные магниты из сплава Co и Sm, $B = 0,15$ Тл; 4 – вольфрамовые нити; 5 – каналы водяного охлаждения; 6 – граница плазмы; 7 – типичные напряжения в системе извлечения пучка для 80 кВ; 8 – образование быстрых атомов водорода при перезарядочных столкновениях с газообразным водородом; 9 – формирующий зазор; 10 – доускоряющий зазор; 11 – замедляющий зазор; 12 – удаление остаточного газа крионасосом; 13 – пучок атомов 2,5 МВт и ионов 7,5 МВт; 14 – токоприемник с водяным охлаждением; 15 – ионный пучок 7,5 МВт; 16 – пучок атомов 2,5 МВт; 17 – отклоняющий магнит; 18 – ионный пучок; 19 – система извлечения пучка с водяным охлаждением; 20 – экран 80 К; 21 – криопанель 4,2 К

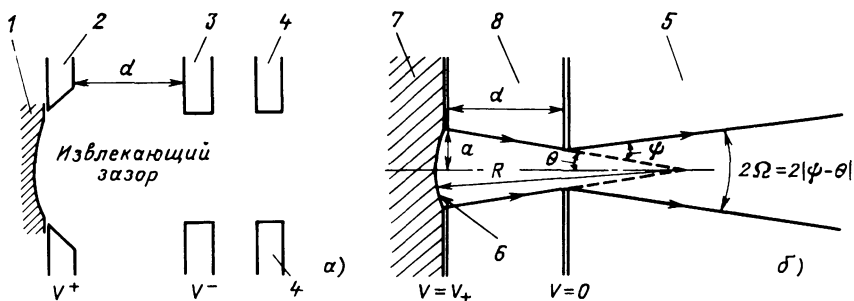


Рис. 12.2. Геометрия (а) и траектория пучка (б) трехэлектродной системы извлечения пучка (триода):

1 – плазма источника; 2 – формирующий электрод; 3 – промежуточный электрод; 4 – заземленный электрод; 5 – область, свободная от поля; 6 – искривленная граница плазмы; 7 – плазма; 8 – область извлечения

лучше могут работать в четырехэлектродном (тетродном) исполнении. Накопленный опыт работы с высоким напряжением показал, что ситуация здесь менее четкая, чем предполагалось вначале. Ниже рассмотрены конструкции как трех-, так и четырехэлектродных систем безотносительно к их ограничениям.

Аналитическое рассмотрение однокаскадной схемы извлечения пучка. Рассмотрим задачу об ускорении ионов, выходящих с поверхности плазмы, которая аналогична задаче об ускорении электрона в диоде с ограничением пространственным зарядом.

Теоретические оценки, аналитические и численные, этой задачи различаются в деталях описания поверхности плазмы. В аналитическом подходе обычно считается, что граница плазмы искривлена (как часть цилиндра либо сферы), а плотность тока постоянная по поверхности плазмы. Приводимый ниже анализ близок к проведенному автором [11] (см. также [66]) для электронной пушки с криволинейной эмиттерной поверхностью. В его основе лежит исследование сферически сходящегося потока, ограниченного пространственным зарядом [53]. На рис. 12.2 схематически показаны траектории ионов.

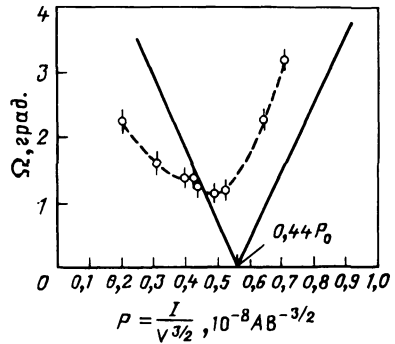
Ток I ускоренных в зазоре d ионов из апертуры радиусом a приблизительно определяется (в амперах) выражением

$$\frac{I}{V^{3/2}} = 1,72 \cdot 10^{-7} \frac{a^2}{d^2} \left(1 - \frac{1 \cdot 6d}{R} \right), \quad (12.1)$$

где V – ускоряющее напряжение, В; R – радиус кривизны поверхности плазмы. Угол сходимости пучка с поверхности плазмы $\theta = a/R$. Ионы проходят через апертуру отрицательного промежуточного электрода, который действует подобно электростатической линзе. Фокусное расстояние рассчитывается по формуле Дэвидсона–Калбрика, учитывающей влияние пространственного заряда на электростатическое поле [16, 18], т.е.

$$f = 3d. \quad (12.2)$$

Рис. 12.3. Зависимость расходимости элементарного пучка Ω от постоянной пространственного заряда P в трехэлектродной системе. Штриховая кривая – эксперимент, сплошная – теория [см. (12.25)]



Уравнение траектории частицы пучка запишем, используя формализм матриц переноса:

$$\begin{vmatrix} r' \\ r \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 - 1/f \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ d & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r' (0) \\ r (0) \end{vmatrix}, \quad (12.3)$$

где r – радиус траектории частицы; r' – угол, образованный траекторией с осью пучка, т.е. $r' = dr/dz$.

Уравнение для огibaющей пучка получается, если положить $r'(0) = \theta$ и $r(0) = a$. Условием параллельности выходного пучка является в первом приближении условие $R = 4d$, однако более точно $R = 3d$.

Подстановка этого соотношения в уравнение (12.1) для постоянной пространственного заряда приводит к результату, что для параллельного пучка (пучка с нулевой расходимостью)

$$P_0 = \frac{I}{V^{3/2}} \approx 0,76 \cdot 10^{-7} \frac{a^2}{d^2} = 0,44P_c, \quad (12.4)$$

где P_c – постоянная пространственного заряда для плоского диода. Точная величина константы зависит от принятых допущений и может меняться от 0,44 до 0,60. Этот анализ приводит также к выражению для изменения угловой расходимости Ω с постоянной пространственного заряда

$$\Omega = 0,5a/d[(P/P_0) - 1]. \quad (12.5)$$

Аналогичные соотношения можно получить и для щелевых апертур.

Эти предсказания теории достаточно хорошо согласуются с результатами эксперимента (рис. 12.3), за исключением того, что при оптимальных условиях вместо наблюдаемых в эксперименте ненулевых значений теория дает нулевую расходимость из-за пренебрежения конечной поперечной энергией ионов.

Многокаскадные системы. В принципе, добавление лишних электродов можно легко проанализировать с помощью расширения формализма матриц переноса

$$\begin{vmatrix} r' \\ r \end{vmatrix} = M_{11} \cdot M_{12} \cdot M_{22} \cdot M_{23} \begin{vmatrix} r' (0) \\ r (0) \end{vmatrix}, \quad (12.6)$$

где M_{11} , M_{22} и т.д. — матрицы переноса для дрейфовых промежутков между электродами, а M_{12} , M_{23} — матрицы переноса линз в электродах.

Для примера можно рассмотреть двухкаскадную систему (тетрод) (рис. 12.4); M_{11} рассчитывается в приближении прямолинейных траекторий (как делалось выше) и равна $\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ d_1 & 1 \end{vmatrix}$; M_{22} рассчитывается в предположении, что эффекты пространственного заряда малы и ионы в этом зазоре движутся в постоянном электрическом поле [29, 47, 64, 66]:

$$M_{22} = \begin{vmatrix} A^{-1} & 0 \\ \frac{2(A-1)V}{E_2} & 1 \end{vmatrix}, \quad (12.7)$$

где $A = [1 + (V_2/V_1)]^{1/2}$; V_1 — напряжение на первом зазоре, а V_2 — на втором. E_2 — электрическое поле во втором зазоре V_2/d_2 . Матрицы переноса линз имеют

$$\begin{vmatrix} 1 & -1/f_1 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad \text{и} \quad \begin{vmatrix} 1 & -1/f_2 \\ 0 & 1 \end{vmatrix},$$

где фокусные расстояния рассчитываются по формуле Дэвидсона—Калбрика. В расчетах электрических полей, используемых в этих формулах, можно использовать различные усложнения, позволяющие учесть пространственный заряд и геометрию.

Окончательное уравнение траектории можно записать в виде

$$\begin{vmatrix} r' \\ r \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & -1/f_2 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} A^{-1} & 0 \\ \frac{2(A-1)V_1}{E_2} & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & -1/f_1 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ d_1 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r'(0) \\ r(0) \end{vmatrix}. \quad (12.8)$$

Выходящий пучок имеет нулевую расходимость ($r' = 0$), когда

$$\frac{r(0) + d_1 r'(0)}{d_1 r'(0)} \left(\frac{2V_1}{E_2} \frac{A-1}{f_1 f_2} - \frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_1 A} \right) = \frac{2V_1}{E_2} \frac{A-1}{d_1 f_2} - \frac{1}{A d_1}. \quad (12.9)$$

Это довольно сложное выражение связывает отношение напряжений (V_2/V_1 , обозначаемое Γ) и отношение ширины зазоров (d_2/d_1 , обозначаемое γ) с допустимыми значениями радиуса кривизны границы плазмы

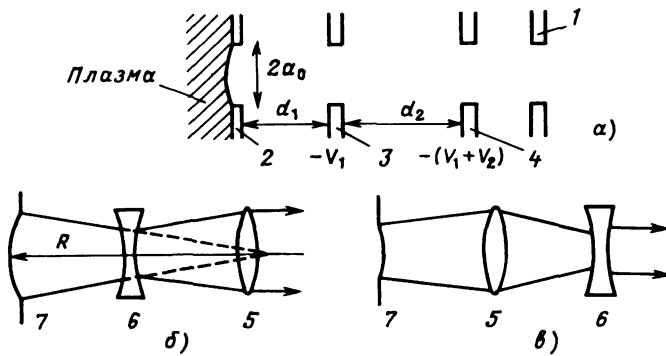


Рис. 12.4. Геометрия электродов четырехэлектродной системы извлечения пучка (тетрада) (а); эквивалентная оптическая система при $V_2 \leq V_1$ (б) и эквивалентная оптическая система для $E_2 \geq E_1$ (в):

1 – заземленный электрод; 2 – эмиссионный электрод; 3 – извлекающий электрод; 4 – ускоряющий электрод; 5 – собирающая линза; 6 – рассеивающая линза; 7 – объект

мы $[r(0)/r'(0)]$. Частные решения для плоской границы, дающие максимальную константу пространственного заряда, приведены в [47]. Они соответствуют большим значениям отношений Γ/γ , т.е. E_2/E_1 .

Направление пучка. Из приведенного выше рассмотрения следует, что пучки, извлеченные из источника, могут отклоняться при смещении одной апертуры относительно других за счет формирования электростатических линз на апертурах. Геометрическая схема, поясняющая отклонение пучка в однокаскадной системе, показана на рис. 12.5, а, а экспериментальные данные по отклонению, вызванному смещением, – на рис. 12.5, б.

Отклонение для одно- и двухкаскадной систем можно рассчитать с использованием формализма матриц переноса. Расчетные значения хорошо согласуются с экспериментом, как видно из данных для однокаскадной системы, приведенных на рис. 12.5, б. Для двухкаскадных систем также проведены подобные эксперименты и сравнение результатов с теорией [29, 47, 64].

Численное моделирование извлечения пучка. Аналитический подход страдает целым рядом недостатков: идеализацией профиля плазмы, пренебрежением возмущениями электростатического поля, неучетом конечной температуры ионов. Численное моделирование систем извлечения развивалось начиная с ранней работы [6] рядом авторов (подробная библиография приведена в [76]).

Программы для ЭВМ различались по своей сложности и степени учета эффектов, опущенных при аналитическом рассмотрении. Все программы учитывают влияние геометрии на электростатические поля, а некоторые из них – и конечную поперечную энергию ионов.

Наиболее трудной задачей является описание плотности плазмы в апертуре формирующего пучок электрода, так как оно требует, чтобы расчеты проводились по такому объему внутри плазмы, где можно задать

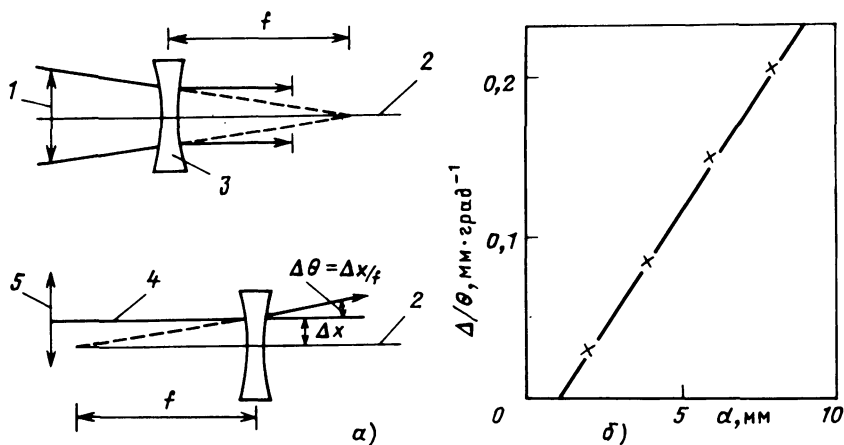


Рис. 12.5. Схема, иллюстрирующая отклонение элементарного пучка в триоде (а), и экспериментальные данные по отклонению элементарного пучка в системе извлечения с щелевой апертурой и сравнение их с теорией (б). Коэффициент смещения Δ/θ приведен в зависимости от ширины промежутка d (θ – угловое отклонение из-за смещения апертуры Δ). Крестиками отмечены экспериментальные точки. Аппроксимирующая их прямая имеет наклон в $0,031 \text{ град}^{-1}$, теоретическая – $0,026 \text{ град}^{-1}$:

1 – несмещенные апертуры; 2 – оптическая ось линзы; 3 – рассеивающая линза; 4 – центральный луч; 5 – смещенные апертуры

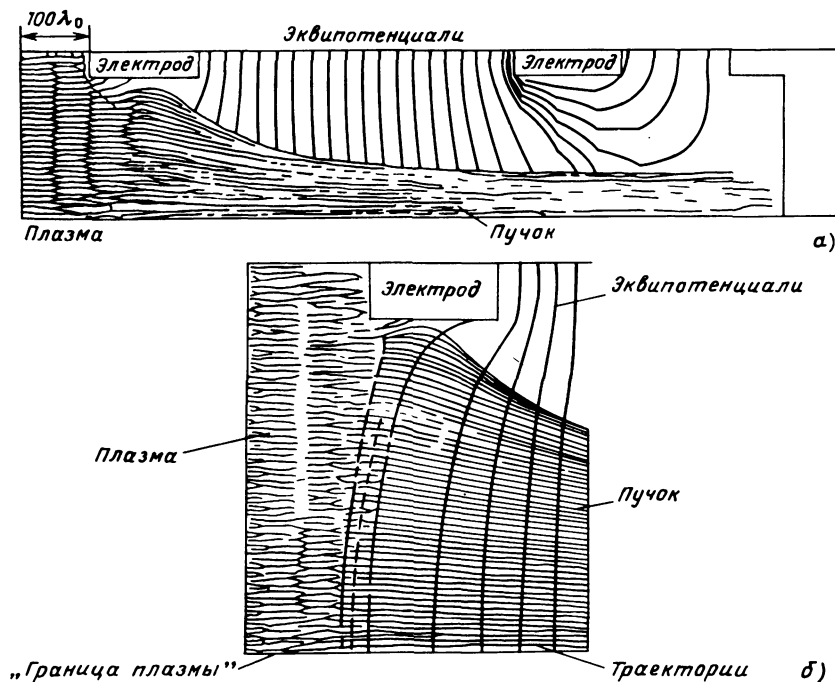
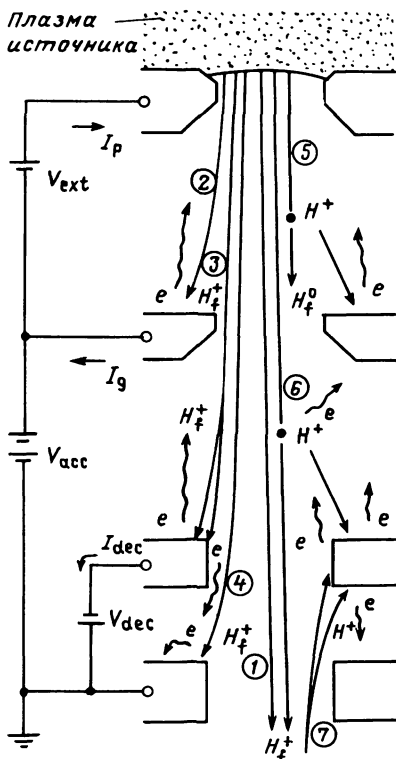


Рис. 12.6. Расчетные траектории ионов в системе извлечения пучка. Траектории между электродами (а) и траектории вблизи поверхности плазмы (б) [76]

Рис. 12.7. Схема, показывающая различные каналы возникновения тепловой нагрузки в системах извлечения пучка:

1 – проходящий пучок H_f^+ ; 2–4 – быстрые ионы с отклоненными траекториями, которые попадают на электроды и вызывают появление вторичных электронов; 5 – перезарядка, а также медленные ионы (H^+), попадающие на электрод и вызывающие вторичные электроны; 6 – ионизация остаточного газа, дающая медленные ионы (H^+) и обратные электроны; 7 – ионы, возвращающиеся из нейтрализатора



однородный поток ионов к апертуре. На рис. 12.6 показаны типичные траектории ионов, рассчитанные в [76] с использованием такой программы. Чтобы минимизировать расчеты для получения этого результата, автор [68] применил аналитическую модель для вычисления потока к апертуре, используя результат для расчета траекторий ионов, выходящих с границы плазмы.

Одним из важнейших приложений расчетных программ является моделирование движения вторичных частиц, образующихся в зазоре в результате ион-молекулярных столкновений или столкновений частиц с электродами, которое определяет тепловую нагрузку на электроды.

Тепловая нагрузка на электроды. Извлечение ионных пучков с большой плотностью мощности (более 20 кВт/см^2) при длительности импульса более секунды требует полного охлаждения электродной системы, конструкция которой основывается на известном или оцениваемом распределении мощности. Это вызвало интенсивное теоретическое и экспериментальное изучение тепловых нагрузок, важным результатом которого явилось выяснение роли частиц, образующихся в вытягивающем промежутке: электронов, которые текут обратно в источник, ионов и нейтральных частиц с пониженной энергией и различными траекториями.

Анализ тепловой нагрузки. Анализ факторов, которые вносят свой вклад в тепловую нагрузку, естественно разбивается на четыре части (рис. 12.7).

1) **Объемная ионизация и перезарядка.** В плазменный источник и, возможно, в нейтрализатор вводится газ. В результате в вытягивающем промежутке имеется конечная плотность молекулярного водорода n_0 . Скорость образования ионов в этом промежутке определяется выражением $(J_B/e)n_0(\sigma_i + \sigma_{cx})$. Сечения ионизации σ_i и перезарядки σ_{cx} за-

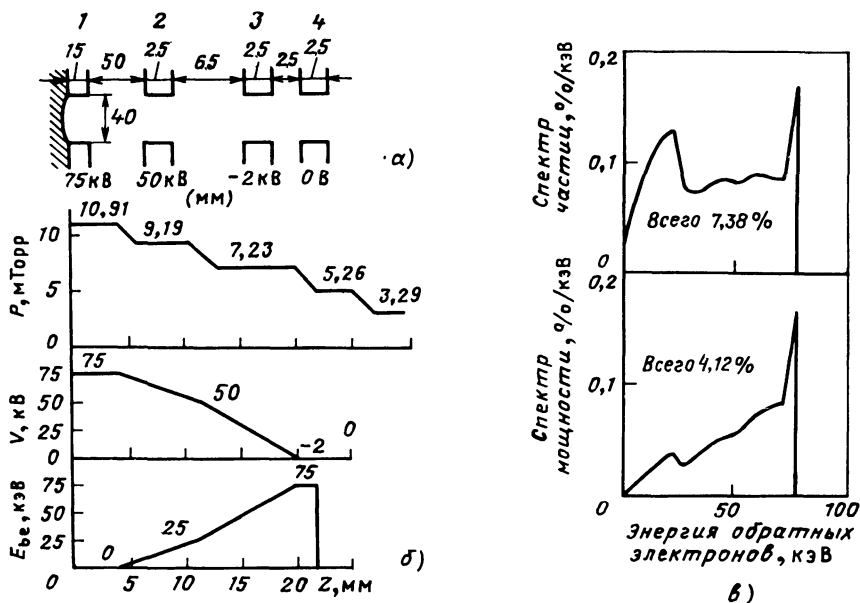


Рис. 12.8. Расчетные значения тока и мощности, переносимых электронами, образующимися из-за столкновений в системе извлечения пучка. Пучок протонов имеет энергию 75 кэВ. Геометрия системы извлечения (а), принятые профили давления P и потенциала V , а также рассчитанная энергия электронов, образованных в столкновениях, E_b (б) и энергетические спектры обратных электронов, которые образуются в результате столкновений и переносимой ими мощности (в) [63]:

1 — эмиссионный электрод; 2 — извлекающий электрод; 3 — ускоряющий электрод; 4 — заземленный электрод

висят от энергии и, следовательно, от положения в пространстве (связь между энергией и положением в пространстве определяется из численного моделирования). Профиль плотности нейтрального газа обычно рассчитывается по проводимости каждого электрода для газа при комнатной температуре. (Однако авторы [46] предложили брать потоки газа через структуру при высокой температуре, что дает другой профиль.)

Типичные результаты расчета для токов и мощностей, переносимых электронами, медленными ионами и нейтральными частицами, возникающими при столкновениях ионов H^+ с молекулами H_2 в вытягивающем промежутке, показаны на рис. 12.8.

2) *Траектории частиц, образующихся в объеме.* Траектории этих частиц можно определить, используя вычислительные методы, описанные выше, которые вслед за оригинальной работой [12] применяются теперь повсеместно. Типичное поведение траекторий показано на рис. 12.9. Результаты показывают, что электроны из объема в основном возвращаются в источник через апертуру в формирующем электроде, а большая часть ионов и нейтральных частиц проходит в нейтрализатор. Однако некоторые из них могут попадать на отрицательный промежуточный электрод.

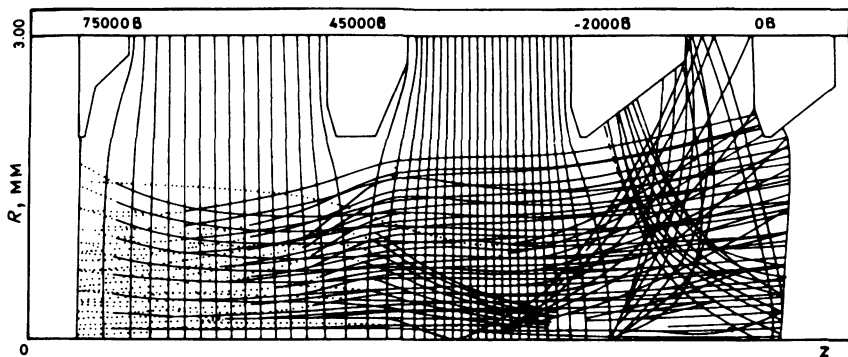


Рис. 12.9. Траектории вторичных частиц, образующихся в результате процессов ионизации в системе извлечения пучка. Сплошные кривые означают ионы H_2^+ , а пунктирные – электроны. Вертикальный масштаб в 3 раза крупнее горизонтального для наглядности [63]

3) *Траектории медленных ионов из нейтрализатора.* Некоторые авторы рассчитывают траектории медленных ионов из нейтрализатора, предполагая в апертуре каждого электрода (рис. 12.9) существование границы плазмы, положение которой зависит от распределения потенциала в пучке. Однако дебаевская длина в плазме пучка приблизительно равна его радиусу, так что определение плазменной границы затруднено, и вычисления плотности тока становятся невозможными.

4) *Траектории вторичных электронов.* Основная проблема при проектировании вытягивающих систем состоит в том, чтобы уменьшить долю вторичных электронов, образующихся на промежуточном электроде, которые могут возвращаться в источник или на формирующий электрод. Расчеты траекторий показывают, что важно выбрать правильную форму промежуточного электрода, как видно из рис. 12.10 [63]. Это же следует из других опубликованных работ.

Экспериментальные данные. Имеется обширный экспериментальный материал, соответствующий различным условиям оптимизации конструкции электродов с апертурами круглой и щелевой формы. В настоящее время трудно провести единообразное обсуждение всех этих данных.

Для примера рассмотрим вклад вторичных электронов с промежуточного электрода в обратный поток электронов. Полуэмпирическое рассмотрение этого вопроса проведено в [63]. Мощность в этих электронах F , выраженная в процентах мощности пучка, определяется выражением

$$F = (I_{\text{sup}}/I_+)[\gamma/(\gamma + 1)]\beta, \quad (12.10)$$

где I_{sup} – ток с отрицательного промежуточного электрода; I_+ – ток пучка; γ – средний коэффициент вторичной эмиссии; β – доля вторичных электронов, возвращающихся в источник. Согласно экспериментальным данным, $I_{\text{sup}}/I_+ \approx 5\%$ на 0,133 Па давления в источнике; γ принимается равным 0,5 для малой энергии падающих ионов, а β принимает значения

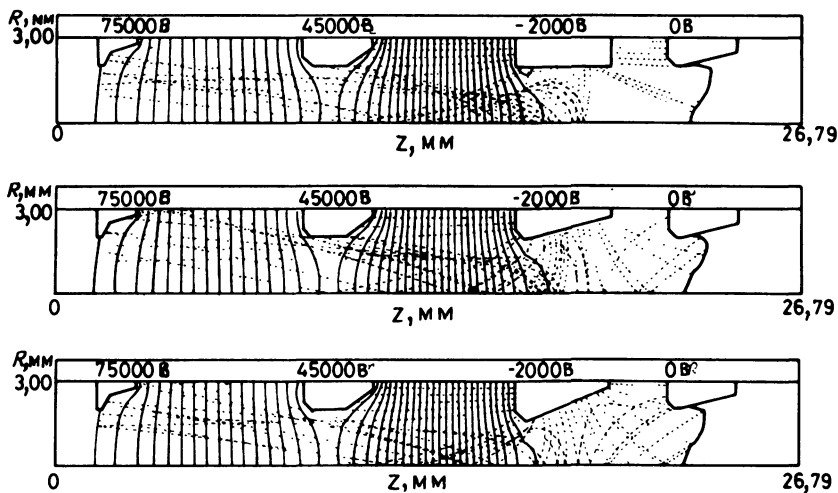


Рис. 12.10. Траектории вторичных электронов, испускаемых с отрицательного промежуточного электрода для трех электродов различной формы. Сплошные линии – эквипотенциали, пунктирные – траектории. Расчеты проводятся для аксиально-симметричных ионных пучков; R – радиальное и z – осевое направления [63]

от 0,3 до 0,5, как следует из расчета траекторий. Таким образом, оценка для F дает примерно $(5 \div 8) \cdot 10^{-3}$ на 0,133 Па [63].

Авторы [46] показали, что более подробную картину различных факторов, определяющих F , можно получить, измеряя изменения тепловой нагрузки на электрод и нейтрализатор при изменении напряжения, приложенного к промежуточному электроду.

12.3. ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Используемые в современных системах инжекции быстрых атомов плазменные источники произошли, вообще говоря, от использовавшихся ранее в ядерной физике, в первую очередь, ВЧ-источников, дуоплазматрона и источников с осциллирующим разрядом. Современное состояние таких источников, главным образом источников с дуговым разрядом, обсуждается ниже.

Вначале рассматриваются физические принципы работы источников. Во всех источниках требуется, чтобы в плазму вводилась энергия для поддержания стационарной скорости ионизации, поэтому первым рассматривается вопрос об эффективности ионизации. Как указывалось выше, в плоскости извлечения требуется однородность плотности плазмы, поэтому рассматриваются также условия достижения однородного распределения плазмы. Наконец, необходимость иметь высокую относительную концентрацию ионов H^+ и D^+ в извлекаемых пучках стимулировала изучение столкновительных процессов в источниках, которые определяют эти концентрации.

Эффективность ионизации в источниках с дуговым разрядом. В источниках с дуговым разрядом электроны инжектируются с катода в объем плазмы и ионизуют газ, подаваемый в разрядную камеру. Анодный ток включает в себя часть этих инжектированных электродов, а также тепловые электроны. Катодом может служить либо непосредственно накаливаемая нить, либо виртуальный катод (как в дуоплазмотроне и его вариантах).

Электроны ускоряются в катодном слое (плазменный слой обсуждается в гл. 14). В дальнейшем будем предполагать, что потенциал слоя V_c равен напряжению на дуге, т.е. разность потенциалов между анодом и плазмой мала [33, 43]. Последующее формирование энергетического спектра электронов рассматривается по-разному; к сжалению, не все подходы обсуждались в открытой литературе — некоторые известны только по материалам внутренних дискуссий в лабораториях. В некоторых рассуждениях, вытекающих из ранней работы [77], задача рассматривается на основе одночастичных столкновений, в которых электроны теряют энергию в результате неупругих соударений. Такие расчеты для водородной (или дейтериевой) плазмы сложны и требуют полной спецификации неупругих процессов для атомов, молекул и молекулярных ионов. Их можно вести только с помощью ЭВМ.

Разработан ряд аналитических моделей, в которых для облегчения решения вводятся упрощающие предположения. Ниже описываются три из них, представляющие различные виды приближений.

Ионизация тепловыми электронами. Эта модель была впервые получена в [74] для ионизации в ВЧ-источнике. Некоторые авторы [13, 52] полагают, что даже в дуговом разряде ионизация происходит за счет тепловых электронов. Электроны с катода, ускоренные в катодном слое, обеспечивают поступление энергии для поддержания теплового равновесия.

Уравнение сохранения плотности ионов имеет вид

$$n_+ / \tau_+ = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}, \quad (12.11)$$

где n_+ — плотность ионов; n_e — плотность электронов; n_0 — плотность нейтрального газа; τ_+ — время удержания ионов; $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$ — константа скорости ионизации нейтрального газа тепловыми электронами; она является функцией температуры электронов.

Условие квазинейтральности требует, чтобы

$$n_+ = n_e. \quad (12.12)$$

Следовательно,

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} = 1 / (n_0 \tau_+). \quad (12.13)$$

Так как $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$ — функция температуры, отсюда следует, что электронная температура определяется произведением $n_0 \tau_+$. В табл. 12.1 приведены данные для источника, работающего с низковольтным разрядом без магнитного поля [52], которые показывают, что произведение давления в источнике (пропорциональное n_0) и $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$ (рассчитанная по измеренной

Таблица 12.1. Константы скорости ионизации в источнике без магнитного поля [52]

P_0 , Па	T_e , эВ	$\langle \sigma v \rangle_{\text{ион}}$, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$P_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ион}}$
4,66	4,4 → 5,5	$3,5 \cdot 10^{-10} \rightarrow 1,4 \cdot 10^{-9}$	1,2 → 4,9
2,0	5,5 → 6,5	$1,4 \cdot 10^{-9} \rightarrow 2,6 \cdot 10^{-9}$	2,1 → 3,9
0,66	9,5 → 10,5	$7 \cdot 10^{-9} \rightarrow 7,4 \cdot 10^{-9}$	3,5 → 3,7

электронной температуре) в некоторой области рабочих давлений постоянны.

Ионизация первичными электронами с учетом постепенной потери энергии. Эта модель, предложенная авторами [25] для объяснения скоростей ионизации в источниках, работающих на гелии, основана на предположении, что электроны, выходящие с катода, постепенно замедляются в результате неупругих столкновений.

В этом случае можно записать

$$I_+ = e \int_0^{\tau_p} n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ион}} dt \times \text{Объем},$$

где I_+ – полный создаваемый ионный ток, а τ_p – время жизни первичных электронов.

Рассматриваются два случая. Один – осциллирующий разряд, в котором электроны эффективно удерживаются магнитным полем и время жизни – просто время замедления.

Уравнение генерации ионов принимает вид

$$I_+ \approx I_e \int_{\varphi_i}^{V_c} \frac{\langle \sigma v \rangle_{\text{ион}}}{\Delta_{\text{ион}} \langle \sigma v \rangle_{\text{ион}} + \Delta_{\text{ин}} \langle \sigma v \rangle_{\text{ин}}} d\epsilon, \quad (12.14)$$

где I_e – инжектируемый ток первичных электронов; $\langle \sigma v \rangle_{\text{ин}}$ – константа скорости реакций для неупругого рассеяния; $\Delta_{\text{ион}}$ – средняя энергия, теряемая при ионизации; $\Delta_{\text{ин}}$ – средняя энергия, теряемая при неупругих столкновениях; ϵ – энергия электрона; φ_i – потенциал ионизации χ_i , деленный на заряд электрона. Авторы [25] приводят следующие значения этих параметров для гелия:

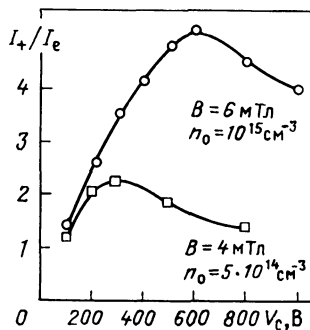
$$\Delta_{\text{ион}} = 40 \text{ эВ}; \quad \Delta_{\text{ин}} = 20 \text{ эВ}; \quad \langle \sigma v \rangle_{\text{ион}} / \langle \sigma v \rangle_{\text{ин}} = 0,4.$$

Следовательно,

$$I_+ \sim I_e (V_c - \varphi_i) / 50.$$

Заметим, что отношение I_+/I_e не должно зависеть от плотности газа. Это соотношение хорошо согласуется с экспериментальными данными при низких напряжениях на дуге, как показано на рис. 12.11. Отход от линейной зависимости объясняется изменениями в удержании электронов, ко-

Рис. 12.11. Изменение эффективности ионизации I_+/I_e с падением напряжения на дуге в ионном источнике с осциллирующим разрядом по [25]



торое зависит от напряжения на дуге, давления в источнике и магнитного поля.

Второй случай, рассмотренный в работе [25], относится к источнику с остроугольными магнитными полями. Авторы предположили, что время удержания электронов ненамного превосходит время замедления, и учли как потери электронов, так и их замедление. Данная задача решается численно с применением метода Монте-Карло.

Ионизация первичными электронами в предположении независимости распределения по энергии от плотности газа. Эта модель, предложенная в [36], основана на допущении, что торможение первичных электронов происходит за счет плазменно-пучковых неустойчивостей. В результате получается широкое распределение по энергиям, форма которого не зависит от плотности газа.

Скорость образования ионов вычисляется из соотношения

$$I_+ = n_p n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} e \nu,$$

где n_p — плотность первичных электронов, а ν — объем плазмы.

Теперь $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$ — константа скорости ионизации, усредненная по функции распределения электронов по энергиям; n_p дается выражением

$$I_e = e n_p [(1/\tau_p) + n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{in}}] \nu;$$

$\langle \sigma v \rangle_{\text{in}}$ определяется как константа скорости неупругого рассеяния первичных электронов до энергии ниже порога ионизации.

Отсюда

$$\frac{I_e}{I_+} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{\text{in}}}{\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}} + \frac{1}{n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} \tau_p}. \quad (12.15)$$

Это соотношение между I_e/I_+ и n_0 подтверждено экспериментально для ряда источников [31, 36, 59]. Типичные данные показаны на рис. 12.12. Значения отношения $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} / \langle \sigma v \rangle_{\text{in}}$, полученные при различных напряжениях на дуге, хорошо согласуются с прежними данными [54].

Граничные условия. Ко всем этим расчетам необходимо добавить рассмотрение граничных условий. Условие на катоде, впервые обсуждавшееся в [73], требует, чтобы доля ионов, возвращающихся на катод, αI_+ была связана с током эмиссии соотношением (см. также [27])

$$\alpha I_+/I_e = |m_e/m_i|^{1/2}, \quad (12.16)$$

где m_e и m_i — массы соответственно электрона и иона. Простое применение этого соотношения обсуждалось в [58] для дуоплазмотрона. В этом случае I_+/I_e задается величиной $n_0 \sigma_{\text{ion}} l$, где l — длина разряда.

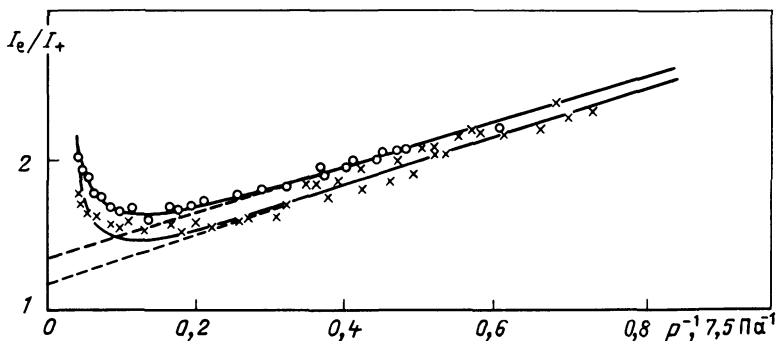


Рис. 12.12. Зависимость обратной эффективности ионизации I_e/I_+ от обратного давления газа. Экспериментальные данные сопоставляются с прямыми линиями (12.35):

○ – $V_c = 110$ В; × – $V_c = 130$ В [36]

Отсюда

$$n_0 \sigma_{\text{ион}} = (1/ald) |m_e/m_i|^{1/2}. \quad (12.17)$$

Здесь $\sigma_{\text{ион}}$ – функция энергии электрона, т.е. напряжения на дуге. Таким образом, напряжение, при котором может работать источник, является функцией n_0 . (Отметим сходство с соотношением для термической ионизации.) Автор [58] показывает также, что уменьшение n_0 вследствие выгорания газа приводит к повышению напряжения на дуге. Обобщение этой работы обсуждено в [34].

Граничное условие на аноде выводится из требования, чтобы плотность потока электронов была достаточно высока, чтобы переносить анодный ток. Различные подходы к этой задаче до сих пор появляются в литературе и меняются вместе с деталями работы источников.

Компонентный состав пучка. Необходимость получения ионных пучков с высоким содержанием H^+ или D^+ для инжекторов быстрых атомов стимулировала экспериментальное и теоретическое изучение факторов, влияющих на компонентный состав пучка. Неоткрытые авторы указывали, что примерно 80% извлекаемого тока может идти в виде H^+ , а не H_2^+ или H_3^+ [33, 71]. До сих пор, однако, нет определенных прогнозов по улучшению этого параметра.

Реакции, протекающие в водородной плазме, очень разнообразны, и относительная важность различных процессов изменяется в зависимости от энергетического спектра электронов. Неопределенность в рекомбинации атомов H_0 (или D_0) на стенке и в возбуждении колебательных уровней молекул, которые влияют на возможные реакции [3], еще более усложняет картину.

В некоторых работах (не опубликованных в открытой печати) рассчитывались скорости всех реакций при заданных граничных условиях с минимумом подгоночных параметров. (Например, Купер и др. в Беркли использовали коэффициент рекомбинации как один параметр и рассчитывали полный энергетический баланс, на основании чего предсказывали энергетиче-

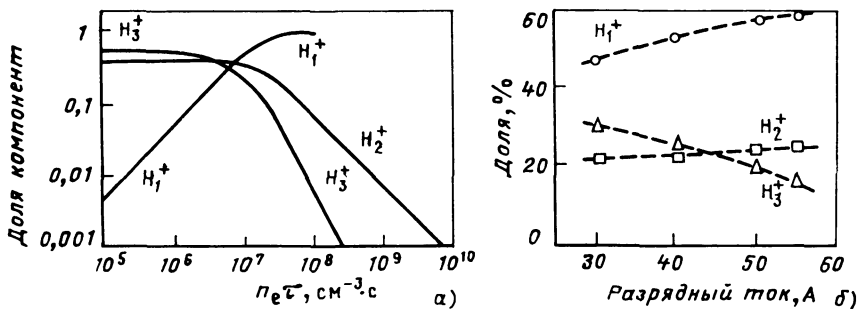


Рис. 12.13. Теоретические зависимости компонентного $\text{H}^+ : \text{H}_2^+ : \text{H}_3^+$ состава в ионном источнике от произведения $n_e T$; n_e – электронная плотность; T – время удержания ионов H^+ (а), и экспериментальные зависимости компонентного состава пучка от тока дуги в источнике ионов водорода (б)

ский спектр электронов, плотность тока и скорости всех реакций.) Трудно, однако, достичь физического понимания с помощью такого численного моделирования.

В альтернативном подходе авторы [61] показали, что соотношение токов различных компонент имеет довольно простую функциональную зависимость от давления в источнике и плотности электронов, и пытались использовать эти зависимости для определения основных процессов в источниках.

Например, ионы H_3^+ образуются при столкновении ионов H_2^+ с молекулами H_2 . В пределе низкой плотности тока, когда ионы H_3^+ не разваливаются за счет столкновений, имеем

$$\frac{N(\text{H}_3^+)}{\tau_3} = N(\text{H}_2^+)N(\text{H}_2)\langle\sigma v\rangle_3, \quad (12.18)$$

где N – плотности соответствующих частиц; τ_3 – время удержания иона H_3^+ ; $\langle\sigma v\rangle_3$ – константа скорости реакции образования H_3^+ в столкновениях между ионами H_2^+ и молекулами H_2 . Экспериментальные данные показывают приблизительно линейное изменение отношения токов H_3^+ и H_2^+ с давлением газа, как и предсказывает это уравнение (зависимость времени удержания иона от давления вследствие изменения в подвижности иона вызывает отклонение от строгой линейной зависимости).

Такое рассмотрение показывает, что доля ионов H^+ возрастает вместе с произведением электронной плотности на время удержания иона (рис. 12.13, а). Это, в общем, согласуется с наблюдениями, что доля H^+ возрастает при увеличении плотности тока в источнике, как показано на рис. 12.13, б.

Однородность плазмы. Физические явления, управляющие распределением плотности плазмы в ионном источнике, рассматривались в общих чертах в [51]. Они подобны тем, которые обсуждались в литературе для положительно заряженного плазменного шнура (см., например, [24]). На рис. 12.14 показаны результаты расчета [24] изменения плотности плазмы в плоском одномерном источнике. Основными уравнениями,

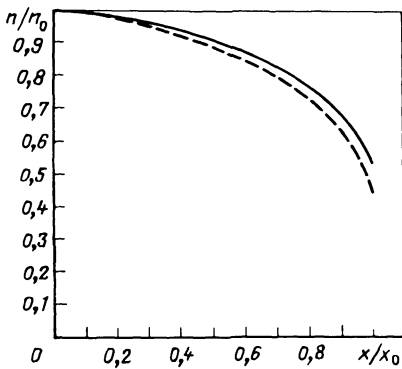


Рис. 12.14. Расчетный профиль плотности в плазменном разряде. Одномерное решение; сплошная кривая соответствует гидродинамическому движению ионов, а штриховая — их свободному падению в потенциале по [24]. Отношение x/x_0 — относительное расстояние от центра

которые решались в данном расчете, являются уравнения баланса частиц, импульса ионов и импульса электронов. Ионы рассматриваются в гидродинамическом приближении в предположении квазинейтральности.

Результирующие уравнения можно решить, если задать граничные условия: скорость ионов и потенциал равны нулю в центре источника, а ионная скорость монотонно возрастает и $\frac{\partial u}{\partial x} \rightarrow \infty$ на дебаевском слое (u — скорость, x — расстояние от центра). На рис. 12.14 показано также распре-

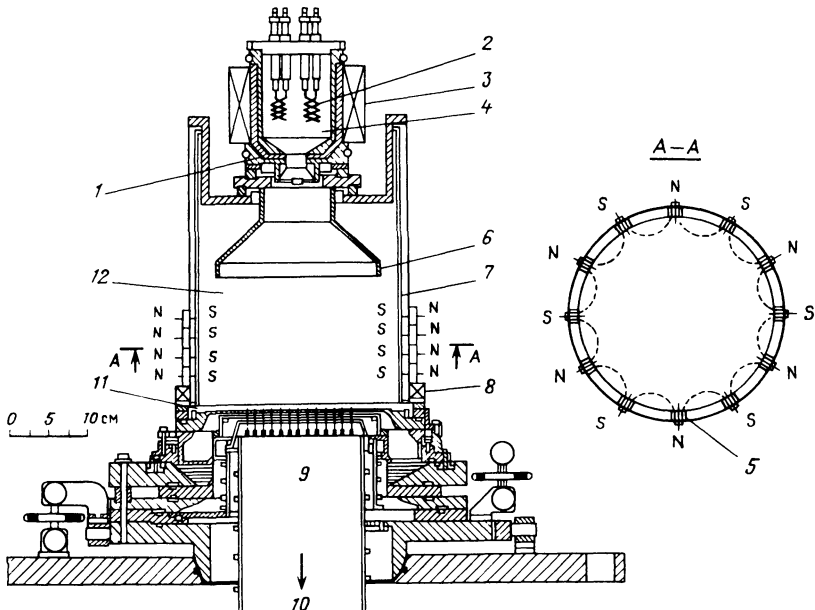


Рис. 12.15. Схема источника типа дуопигатрона:

1 — промежуточный электрод; 2 — катод; 3 — магнитная катушка; 4 — катодная плазма; 5 — остроугольное магнитное поле; 6 — анод 1; 7 — анод 2; 8 — дополнительная катушка; 9 — ионный пучок; 10 — пучок атомов; 11 — антикатод; 12 — плазма осциллирующего разряда

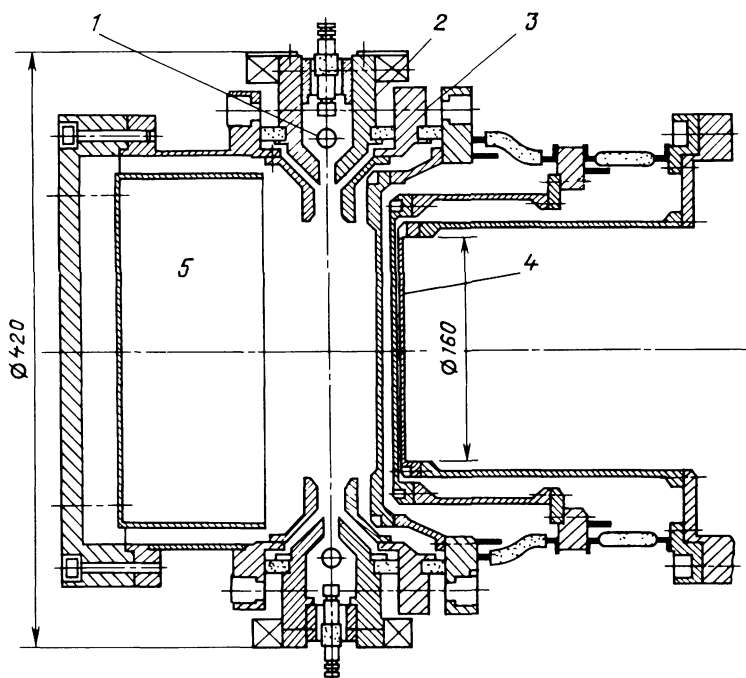


Рис. 12.16. Схема источника типа периплазматрона (источник симметричен относительно горизонтальной оси):

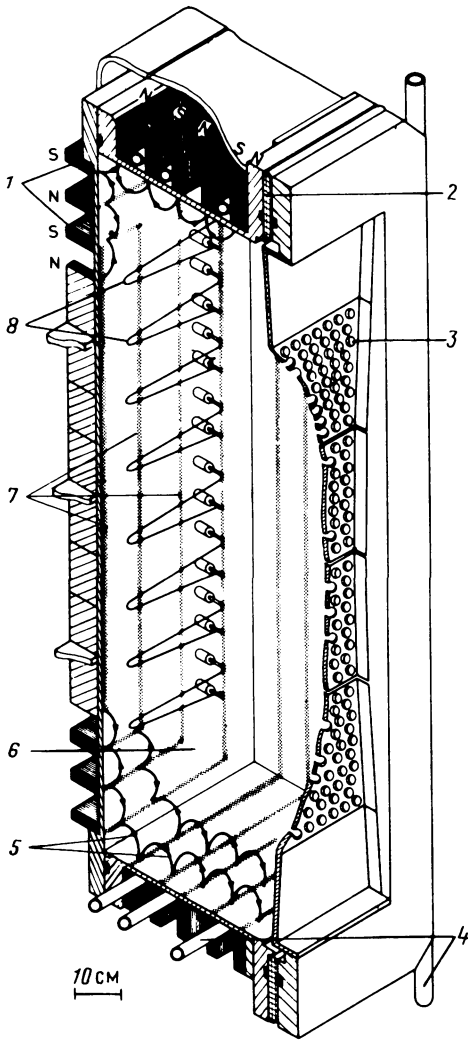
1 – кольцо катодов; 2 – кольцевой промежуточный электрод; 3 – кольцевой анод; 4 – извлекающие электроды; 5 – ионизационный объем без магнитного поля

ление плотности для случая, когда ионы не ведут себя подобно жидкости, а свободно движутся при наличии градиента потенциала [41, 73].

Эти результаты, полученные разными способами, показывают, что в условиях слабостолкновительной плазмы профиль плотности нечувствителен к деталям расчета. Это происходит главным образом потому, что возникающий потенциал должен ускорять ионы до скорости ионного звука к моменту входа в слой [10], а также потому, что потенциал связан с плотностью через уравнение для электронов, которое с хорошей точностью имеет вид $\eta = -\ln N$ (η – нормализованный потенциал, N – нормализованная плотность). Для возможности прямого сравнения с экспериментом нужно еще провести двухмерный или трехмерный анализ, включающий некоторые эффекты магнитного поля.

Типы ионных источников. *Источник дуоплазatron*, первоначально разработанный в Ок-Ридже, стал своего рода "рабочей лошадкой" в исследованиях по термоядерному синтезу. Источники этого типа были построены в различных вариантах для использования во многих экспериментах с инжекцией в токамак. Большинство этих источников могло давать токи около 10 А [17]. Этот источник, представляющий собой развитие дуоплазматрона, содержит две области плазмы, разделенные промежуточным

Рис. 12.17. Схема ионного источника с периферийным магнитным полем:



1 — постоянные магниты из сплава кобальта и самария; 2 — изолятор; 3 — многоапертурный эмиссионный электрод; 4 — водяное охлаждение; 5 — магнитные силовые линии; 6 — ввод газа; 7 — линии полюсов постоянных магнитов; 8 — катоды

электродом. Первая плазма образует плазменный катод, испускающий электроны во вторую область осциллирующего разряда (рис. 12.15).

В национальной лаборатории в Ок-Ридже этот источник был доведен до больших размеров в результате модификации конструкции промежуточного электрода, оптимизирующей однородность плазмы, и использования мультиполярной конфигурации магнитного поля в области осциллирующего разряда. Подобные усовершенствования делаются или сделаны в других лабораториях, чтобы расширить применение к различным классам установок [8, 62].

В последних вариантах этих источников получены токи пучка в несколько десятков ампер.

Периплазматрон. В дуопигатроне локализованная эмиссия электронов приводит к неоднородностям плазмы. Чтобы избавиться от этого недостатка, авторы [26] предложили расположить объем с первичной плазмой по периферии источника (рис. 12.16). Дополнительным преимуществом такой системы является большой объем без магнитного поля в центре источника при локализованном магнитном экранировании анода. Круглый и прямоугольный варианты этого источника работали при токах до 40 А [7].

Источники без магнитного поля. В качестве альтернативного подхода в лаборатории в Беркли был разработан источник без магнитного поля,

но с анодом ограниченных размеров, расположенным на периферии устройства [5]. Этот источник дает достаточную однородность. Однако его электрическая эффективность низка из-за малого времени удержания ионизирующих электронов и использования низкого разрядного напряжения. Для работы с длинными импульсами сконструированы модифицированные версии этого источника, причем основное внимание уделено конструкции анода и катода.

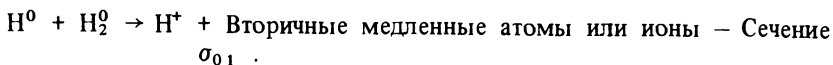
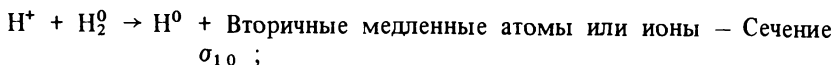
Источники с мультипольным магнитным полем. Последние варианты сильноточных источников основаны на использовании мультипольного магнитного поля для экранирования анода и обеспечения тем самым удержания электронов и ионов. Они похожи на устройства, предложенные в работе [60] в качестве генераторов плазмы. На рис. 12.17 показан источник этого типа, построенный в Калэмской лаборатории [42]. Многополюсники создают локализованное магнитное поле вокруг большого объема с низким полем, внутри которого плазма однородна.

Источник с мультипольным магнитным полем был впервые опробован в Калэме на опытном инжекторе для DITE и дал 30–40 А тока [42]. Испытываемые ныне более крупные модели дают 60–80 А. Подобные источники испытываются во многих лабораториях.

12.4. ПРОХОЖДЕНИЕ ПУЧКА ЧЕРЕЗ НЕЙТРАЛИЗАТОР

Два главных аспекта при прохождении пучка через нейтрализатор определяются непрерывным переходом от чисто ионного пучка к смешанному ион-нейтральному и вопросом о траекториях частиц пучка, определяющим эффективность транспортировки пучка через атомопровод. Эти два аспекта тесно связаны между собой, поскольку сильное влияние на траектории может оказывать пространственный заряд в ионном пучке, который в свою очередь зависит от скорости образования медленных ионов и электронов при столкновениях частиц пучка с газом в нейтрализаторе.

Эффективность нейтрализатора. Положительные ионы водорода. Пространственная эволюция ионов водорода и быстрых атомов по длине нейтрализатора рассчитывалась несколькими авторами (например, [9]). Для одиночного пучка ионов H^+ , проходящего через газообразный молекулярный водород, элементарными процессами являются



Обозначая ток быстрых ионов I^+ , эквивалентный ток быстрых атомов I^0 и плотность молекулярного водорода n_0 , имеем

$$\frac{dI^+}{dz} = -\frac{dI^0}{dz} = -n_0 \sigma_{10} I^+ + n_0 \sigma_{01} I^0 . \quad (12.19)$$

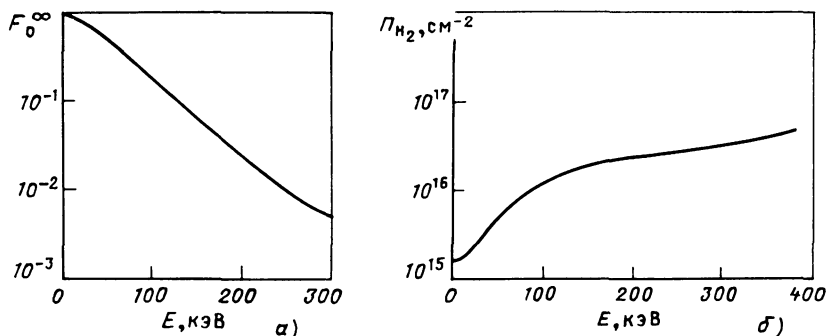


Рис. 12.18. Зависимость выхода атомов при прохождении H^+ через газообразный молекулярный водород для толстой мишени (F_0^∞) от энергии иона (а) и толщины мишени в нейтрализаторе Π_{H_2} , требуемой для достижения выхода $0,8F_0^\infty$, от энергии иона (б)

Решение этого уравнения имеет вид

$$I^+ = I^+(0) \left\{ \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} + \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} \exp[-(\sigma_{10} + \sigma_{01})\Pi] \right\}, \quad (12.20)$$

где

$$\Pi = \int_0^L n_0 dz,$$

а

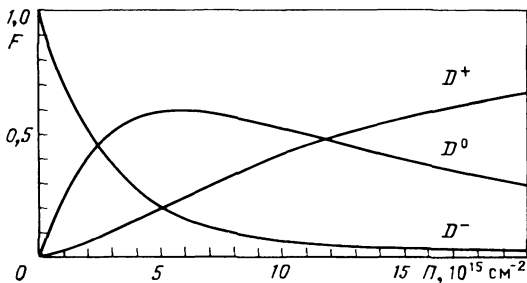
$$I^0 = I^+(0) \left\{ \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} - \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} \exp[-(\sigma_{10} + \sigma_{01})\Pi] \right\}. \quad (12.21)$$

Здесь L — длина нейтрализатора. Предельное значение $I_0/I^+(0)$ (при $\Pi \rightarrow \infty$ есть величина F_0^∞ для толстой мишени, которая равна $\sigma_{10}/(\sigma_{10} + \sigma_{01})$). Значение F_0^∞ быстро падает при высоких энергиях из-за уменьшения σ_{10} по отношению к σ_{01} , что приводит к низкой эффективности формирования пучков быстрых атомов из пучков ионов H^+ (или D^+). Кроме того, быстрый рост с энергией значения Π , требуемого для достижения 80% значения F_0^∞ (рис. 12.18), является существенным моментом для конструкции нейтрализатора.

Уравнения для расчета атомных и ионных компонентов, образующихся при развале молекулярных ионов H_2^+ и H_3^+ , более сложны и не приводятся здесь. Они рассмотрены в работах, ссылки на которые приведены выше.

Отрицательные ионы водорода. Когда для создания пучка быстрых атомов используются отрицательные ионы, расчеты упрощаются, поскольку можно рассматривать только одну компоненту по энергии. Результирующую систему уравнений можно решить. Типичные графики $I^0/I^-(0)$ показаны на рис. 12.19. Максимальное значение составляет около 0,6–0,7. Оно значительно менее чувствительно к энергии вследствие постоянного и большого сечения отрыва электрона при столкновении отрицательного иона с молекулой.

Рис. 12.19. Нейтрализация пучка отрицательных ионов в газообразном дейтерии. Расчетные зависимости значений относительного тока частиц $F = I^0/I^-(0)$ от линейной плотности в нейтрализаторе Π . Данные для пучка D^- с энергией 300 кэВ



Положительные ионы примесей. Обнаружение ионов примесей в пучках быстрых атомов подняло важный вопрос их нейтрализации. Для простых примесей, таких, как ионы металлов, ситуация относительно ясна, хотя экспериментальных данных мало. Однако для более сложных ионов, получающихся из водяного пара и углеводородов, необходимо определить возможные каналы распада.

Образование медленных ионов водорода в нейтрализаторе. Медленные ионы образуются в нейтрализаторах в результате как перезарядочных столкновений (сечение σ_{10}), так и ионизации остаточного газа быстрыми ионами и нейтральными частицами (сечения σ_{ei} и σ_{e0} соответственно). В обоих этих процессах образуются преимущественно ионы H_2^+ , хотя получается также значительный выход ионов H^+ и атомов H^0 . Соответствующие реакции можно использовать для описания эволюции ион-нейтрального пучка при проведении детальных расчетов пространственного распределения образования медленных ионов, которые, в принципе, можно сопоставить с измерениями либо локального тока медленных ионов на стенку камеры нейтрализатора, либо интенсивности излучения диссоциированных атомов H^0 . Такие работы начаты, но находятся на начальной стадии. Они могут быть важны для понимания динамики газа в нейтрализаторе из-за большой вероятности ионизации молекул газа при прохождении их через нейтрализатор.

Траектории частиц пучка. Многоамперные пучки, используемые при инъекции быстрых атомов, образуются из множества элементарных пучков, и траектории частиц пучка определяются в первом приближении свойствами этих отдельных элементарных пучков. Прохождение одиночного элементарного пучка, ионного или смешанного ион-нейтрального, можно описать уравнением Капчинского–Владимирского [55, 56]. Хотя это уравнение строго справедливо только в специальном случае (когда плотность частиц в фазовом пространстве однородна и ограничена эллипсом), оно дает разумный способ вычисления влияния различных членов на прохождение пучка. Это уравнение запишем в виде

$$\frac{d^2 a}{dz^2} - \frac{K_{sp}}{a} - \frac{K_m}{a} - \frac{\epsilon^2}{a^3} = 0 \quad (12.22)$$

для пучка радиусом a , движущегося вдоль оси z . "Силы" здесь имеют следующий смысл.

Коэффициент эмиттенса. Член ϵ^2/a^3 описывает эффект поперечной энергии ионов пучка, т.е. эмиттенс пучка ϵ (ϵ – площадь в фазовом пространстве, деленная на Π).

Коэффициент пространственного заряда (в сантиметрах)

$$K_{sp} = 6,4 \cdot 10^5 (I/E^{3/2}) (1 - f), \quad (12.23)$$

где f – относительная скомпенсированность пространственного заряда; I – ток в амперах; a E – энергия пучка в электрон-вольтах.

Коэффициент магнитного стягивания (в сантиметрах)

$$K_M = 6,4 \cdot 10^5 (I/E^{3/2}) \beta^2, \quad (12.24)$$

где $\beta = v/c$.

Обычно для нерелятивистских пучков член с магнитным сжатием относительно мал. Однако это может не иметь места для пучков с высокой степенью компенсации пространственного заряда.

Обычно при рассмотрении прохождения ионных пучков вводят параметр, представляющий собой отношение коэффициента пространственного заряда к коэффициенту эмиттенса [23]. Можно получить

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \frac{\text{Коэффициент пространственного заряда}}{\text{Коэффициент эмиттенса}} = \\ &= \frac{K_{sp}}{\epsilon^2} a^2 = 6,4 \cdot 10^5 \frac{I}{E^{1/2}} \frac{1 - f}{T_i}, \end{aligned} \quad (12.25)$$

где T_i – поперечная энергия ионного пучка, выраженная в виде температуры [T_i в уравнении (12.25) измерено в электрон-вольтах]. Подобным образом можно определить второй параметр [15]

$$\begin{aligned} \delta_2 &= \frac{\text{Коэффициент магнитного стягивания}}{\text{Коэффициент эмиттенса}} = \\ &= \frac{K_M}{\epsilon^2} a^2 \approx 0,7 \cdot 10^3 \frac{IE^{1/2}}{T_i}. \end{aligned} \quad (12.26)$$

На рис. 12.20 показано изменение $I(1 - f)$ и I с энергией пучка при $\delta_1 = \delta_2 = 1$. Из всех этих факторов, которые могут влиять на прохождение пучка, подробно рассмотрены только эффекты пространственного заряда.

Имеется относительно мало экспериментальных работ по эмиттенсу сильноточных ионных пучков. Проводились измерения эмиттенса слаботочных пучков. Все это пока не позволяет адекватно описать факторы, определяющие эмиттенс ионов H^+ , H_2^+ и H_3^+ и нейтральных частиц, в которые они превращаются.

Компенсация пространственного заряда. Компенсация пространственного заряда сильноточных ионных пучков рассмотрена в статьях [37, 65], являющихся развитием ранней работы [28]. Потенциал в ионном пучке можно рассчитать, решая систему уравнений:

1) уравнения Пуассона, связывающего потенциал с разностью плотностей заряда;

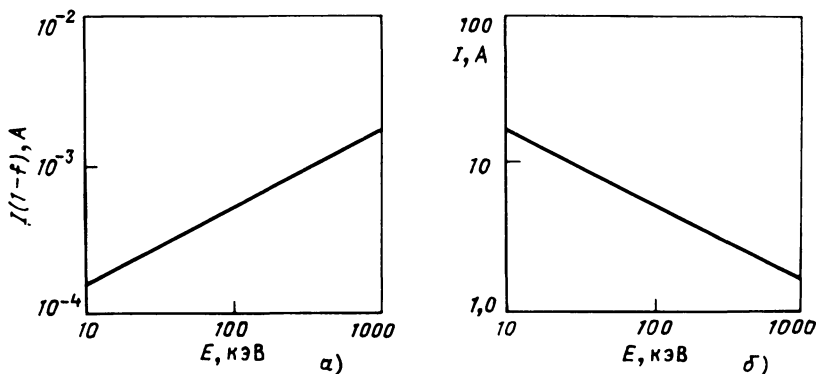


Рис. 12.20. Зависимость параметров прохождения пучка от его энергии. Эффективный ионный ток $I(1-f)$ для $\delta_1 = 1$ и $T_i = 1$ эВ (12.25) (а) и ток ионного пучка для $\delta_2 = 1$ и $T_i = 1$ эВ (12.26) (б)

2) уравнений импульса и непрерывности для медленных ионов, образующихся при столкновениях пучка с газом;

3) уравнения непрерывности для электронов, образующихся при столкновениях пучка с газом;

4) уравнения, связывающего электронную плотность с потенциалом и включающего в себя расчет энергетического спектра электронов.

Примечательно, что в литературе нет единого взгляда ни на одно из этих уравнений. Ниже рассмотрен один частный подход и показано, чем другие подходы отличаются от него.

Метод, развитый в [21] для случая плазмы, создаваемой электронным пучком, можно применить к пучкам отрицательных ионов или модифицировать для случая пучков положительных ионов [37]. Предполагается, что в пучке имеет место квазинейтральность, за исключением тонкого слоя на стенке. Для пучка положительных ионов

$$n_b + n_i = n_e, \quad (12.27)$$

где n_b — плотность ионов пучка; n_i — плотность медленных ионов; n_e — электронная плотность.

Считается, что электроны находятся в тепловом равновесии, так что

$$n_e = n_e(0) \exp[-e\varphi / (kT_e)]. \quad (12.28)$$

Здесь $n_e(0)$ — электронная плотность на оси, где потенциал $\varphi = 0$; T_e — электронная температура, которая в таком подходе задается извне. Предполагается, что медленные ионы движутся без столкновений, ускоряясь в потенциале. Плотность в точке x вычисляется в виде интеграла от вклада всех точек x' между нулем и x :

$$n_i(x) = \int_0^x \frac{n_b(x') n_0 \sigma_b v_b dx'}{(2e/m_i)^{1/2} (\varphi(x) - \varphi(x'))^{1/2}}, \quad (12.29)$$

где n_0 – плотность нейтрального газа; σ_{bi} – сечение образования медленных ионов; v_b – скорость ионов пучка; m_i – масса медленного иона.

Условие нейтральности (уравнение для плазмы) принимает вид

$$n_b(x) + \int_0^x \frac{n_b(x') n_0 \sigma_{bi} v_b dx'}{(2e/m_i)^{1/2} (\varphi(x) - \varphi(x'))^{1/2}} = n_e(0) \exp\left[-\frac{e\varphi(x)}{kT_e}\right]. \quad (12.30)$$

Это уравнение можно решить в отдельных случаях с помощью метода, развитого в [41], при задании граничного условия $d\varphi/dx \rightarrow \infty$ на стенке, где плазма переходит в слой. Приблизительное значение отношения $n_e(0)/n_b(0)$ определяется уравнением

$$n_b(0) + n_b(0) \frac{n_0 \sigma_{bi} v_b a}{v_i} = n_e(0), \quad (12.31)$$

где $v_i = (2kT_e/m_i)^{1/2}$; a – полуширина пучка. Это уравнение демонстрирует важность параметра пучка $n_0 \sigma_{bi} v_b a / v_i$. Когда он мал, вклад медленных ионов несуществен и электронная плотность уравнивает плотность ионов пучка. При этом потенциал определяется выражением

$$\frac{e\varphi(x)}{kT_e} = \ln \left[\frac{n_b(0)}{n_b(x)} \right]. \quad (12.32)$$

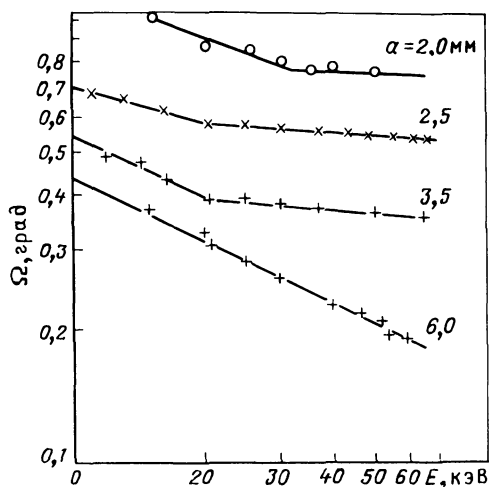
Если параметр пучка велик, медленные ионы доминируют и потенциал сопадает с рассчитанным авторами [41] для плазмы. При давлении газа 0,133 Па в пучке шириной 10 см, энергии пучка 80 кэВ (H^+) и температуре 10 эВ параметр пучка был бы около 10, показывая, что медленные ионы доминируют.

При этих условиях плотность пучка для 200 мА/см² ионов с энергией 100 кэВ составляет около $2 \cdot 10^9$ см⁻³, а электронная плотность $2 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Соответствующий радиус Дебая составляет $1,0 \cdot 10^{-2}$ см, что много меньше ширины пучка, поэтому приближение плазмы, в общем, справедливо.

Эта модель одномерна и, таким образом, ограничена в своей применимости, поскольку важным фактором в физике нейтрализатора является движение медленных ионов в потенциале, устанавливаемом вблизи заземленного электрода, через который ионы пучка входят в нейтрализатор. Здесь важно было бы рассмотреть два (или три) измерения. Авторы [1] разработали двумерную модель для отрицательных ионов, используя приближение гидродинамики для ионов, хотя это приближение вряд ли справедливо при рассматриваемых плотностях.

Эта модель не включает также рассмотрения баланса энергии, который определяет электронную температуру. Энергобаланс был включен в [40, 45]. Однако оба автора использовали модель квазинейтральности, считая, что $n_b + n_i = n_e$ только на оси (см. также [28]).

Рис. 12.21. Зависимость расходимости элементарного пучка Ω от энергии пучка (данные получены для гелия). Уменьшение расходимости с увеличением радиуса пучка a показывает затухающий эффект пространственного заряда [45]



Отсутствие нейтральности на краях пучка равносильно утверждению, что дебаевский слой простирается на всю ширину пучка. При этом важно определить скорость потерь электронов, и авторы [40, 45] используют функции распределения, обрезанные при энергии, соответствующей глубине потенциальной ямы. Предполагается, что электроны теряются при получении ими энергии, которая переносит их за границу спектра.

Важным выводом из этих работ является то, что силы, связанные с пространственным зарядом в пучке, уменьшаются с увеличением диаметра пучка; как следствие этого расходимость пучка из-за пространственного заряда уменьшается с увеличением диаметра пучка (рис. 12, 21, [45]).

В литературе имеются также теоретические и экспериментальные работы по изучению влияния флуктуаций пучка на компенсацию пространственного заряда (см. [65]). Однако, прежде чем можно будет рассматривать эти задачи устойчивости, необходимо более тщательно унифицировать стационарные модели в области параметров, относящейся к сильноточным пучкам в нейтрализаторах.

12.5. ПУЧКИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Потребность в высокоэффективных инжекторах атомов высокой энергии (более 100 кэВ на ядро) стимулировала изучение возможности создания инжекторов, основанных на отрицательных ионах. Развиваются два подхода, которые рассмотрены ниже: двойная перезарядка пучков положительных ионов низкой энергии в камерах, заполненных парами щелочных металлов, и непосредственное извлечение ионов из источника, в котором отрицательные ионы образуются в результате либо взаимодействия на поверхности, либо столкновительных процессов в объеме.

Двойная перезарядка. Это направление основано на известных данных по сечениям захвата электронов положительными ионами с образованием последовательно нейтральных атомов и отрицательных ионов (рис. 12.22).

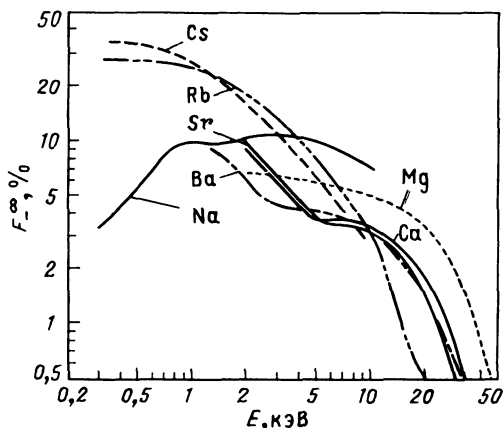


Рис. 12.22. Энергетическая зависимость выхода ионов D^{-} (F_{-}^{∞}) при двойной перезарядке (ионы D^{+} в парах щелочных металлов) [69]

Так как пучок положительных ионов содержит и молекулярные ионы, образование отрицательных ионов при развале молекул также важно.

Принципиальная схема инжектора такого типа показана на рис. 12.23.

Основными компонентами являются источник положительных ионов, дрейфовый промежуток, перезарядочная камера, второй дрейфовый промежуток и ускоритель.

Основной смысл двух дрейфовых промежутков состоит в том, чтобы обеспечить откачку и предотвратить попадание вещества из перезарядочной камеры на высоковольтные изоляторы.

Как показано в [49], плотность тока на фазе ускорения

$$J_{-}^{\infty} = F_{-}^{\infty} \frac{J_{s} A_{s}}{\pi} \left(\frac{180}{\pi L_{f}} \right)^2 \frac{1}{\theta^2}, \quad (12.33)$$

где F_{-}^{∞} – выход отрицательных ионов для толстой мишени; J_{s} – плотность тока положительных ионов из источника площадью A_{s} ; L_{f} – фокусное расстояние системы извлечения пучка (равно расстоянию между источником и ускорителем, т.е. примерно 1–2 м); θ – расходимость пучка в градусах (для щелевой геометрии θ заменяется произведением $\theta_{\parallel} \times \theta_{\perp}$ расходимостей в плоскостях, перпендикулярной и параллельной оси щели).

Строго говоря, это выражение следует просуммировать по сортам атомарных и молекулярных ионов, учитывая рассеяние при развале молекулярных ионов. В [49] вводится нормализованная плотность тока от-

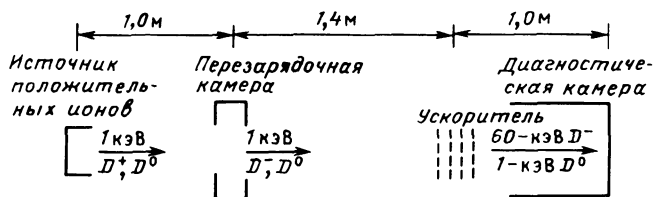
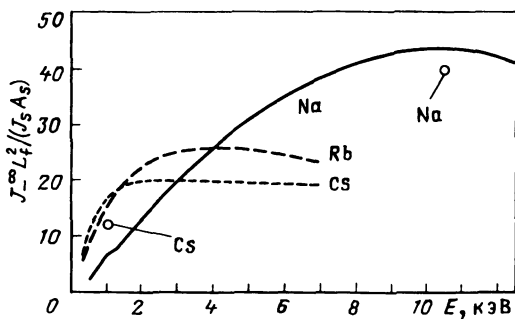


Рис. 12.23. Схема инжектора пучка отрицательных ионов на основе двойной перезарядки ионов D^{+} в цезии [48]

Рис. 12.24. Энергетическая зависимость нормализованной плотности тока (12.34) ионов D^- , образующихся при двойной перезарядке в цезии, рубидии и натрии [49]. Кружки — результат эксперимента



рицательных ионов, определяемая уравнением

$$\frac{J_-^\infty \cdot L_f^2}{J_s A_s} = \frac{F_-^\infty}{\pi} \left(\frac{180}{\pi \theta} \right)^2. \quad (12.34)$$

Расходимость пучка зависит от энергии. Согласно оценкам [49], $\theta_\perp = 7,0E^{1/2}$, а $\theta_\parallel = 2,1E^{-1/2}$ (здесь расходимости пучка θ выражены в градусах, а энергия E — в килоэлектрон-вольтах). Вследствие такой энергетической зависимости максимальная нормализованная плотность тока получается при более высокой энергии. Поэтому выгоднее использовать перезарядку с натрием, которая имеет максимум при 10 кэВ, чем с цезием, имеющим максимумом при 1,2 кэВ, несмотря на то что в последнем случае сечение больше. На рис. 12.24 показана зависимость расчетных значений $J_-^\infty L_f^2 / (J_s A_s)$ от энергии ионов D^+ для паров различных щелочных металлов. Там же приведены экспериментальные данные, полученные в [49].

Энергетическая зависимость расходимости вызывается силами, обусловленными пространственным зарядом в пучках низкой энергии.

В [19, 30] предложен способ уменьшения этой расходимости из-за пространственного заряда с помощью продольного магнитного поля, соединяющего ионный источник с областью ускорения. (Это поле ограничивает радиальные потери и создает большую неоднородность электрического потенциала в продольном направлении, чем в радиальном.) В результате авторы смогли использовать пары цезия и ионы низкой энергии.

На основе сверхзвуковых сопел разработаны перезарядочные камеры с использованием натрия и цезия [4, 70]. Здесь требуется в первую очередь обеспечить на определенной площади (около 5×20 см) соответствующую линейную плотность в направлении распространения пучка и предотвратить диффузию щелочного металла в область доускорения. Проблема образования плазмы в камере и ее влияние на конструкцию нейтрализатора обсуждаются в литературе.

Проблемы транспортировки пучка для отрицательных ионов исследуются также в [1, 38] на предмет определения области параметров, в которой возможна адекватная нейтрализация пространственного заряда без перефокусировки отрицательных ионов в положительной потен-

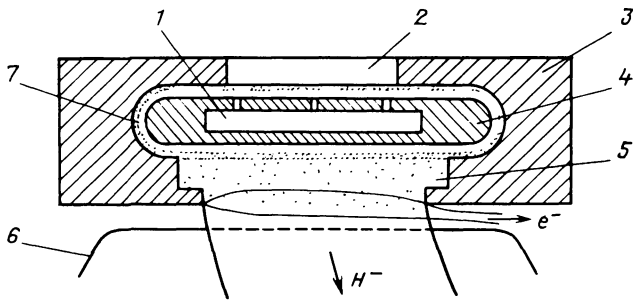


Рис. 12.25. Схема магнетронного источника отрицательных ионов [67]:

1 – сердечник катода, заполненный соединением цезия; 2 – ввод водорода; 3 – анод; 4 – катод; 5 – плазма низкой плотности; 6 – эмиссионный электрод; 7 – плотная плазма

циальной яме и без увеличения плотности нейтральных частиц до уровня, когда начинается обдирка электронов.

Непосредственное извлечение. Ранние эксперименты с калютроном и осциллирующим разрядом в качестве источника показали возможность извлечения отрицательных ионов из плазменного источника, но при токе, ограниченном несколькими миллиамперами, и сравнительно большом токе сопутствующего газа. (Обзор этих ранних экспериментов и более поздних работ, обсуждающихся ниже, приведен в [2].)

Позднее Г.И. Димов с коллегами разработали для ядерных ускорителей одноамперный источник ионов H^- , в котором используется непосредственное извлечение пучка. Система, показанная на рис. 12.25, основана на превращении положительных ионов в отрицательные при столкновениях на катоде, покрытом цезием. Такая интерпретация данных была подтверждена экспериментальным измерением энергетических спектров отрицательных ионов [20]. Подобная работа, проводимая в Брукхейвенской лаборатории, описывается в [67].

В [22] приведены более детальные исследования спектров ионов в источниках различной геометрии с непосредственным извлечением. Эти спектры демонстрируют черты, соответствующие десорбции и обратному рассеянию ионов.

При десорбции положительные ионы, падающие на поверхность, в столкновениях отдают энергию, которую они набрали при ускорении через слой. Средняя энергия десорбированного иона H^+ , покидающего поверхность, обычно мала. Затем он ускоряется в направлении от поверхности преобразования за счет разности потенциалов V_s в слое. Такие ионы проявляются в виде пика на энергетическом спектре при энергии, близкой к eV_s .

Обратно-рассеянные ионы образуются в результате отражения положительного иона, в процессе которого положительный ион сначала нейтрализуется и превращается в атом, а затем захватывает электрон и становится ионом H^- . При падении ионов H^+ энергия вылетающего иона H^- равна $2eV_s$. В эксперименте видно, что важную роль играют ионы H_2^+ и H_3^+ : они распадаются на поверхности на атомы, несущие соответствующую

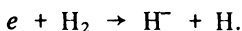
долю энергии, и вызывают появление ионов с энергией соответственно $(3/2)eV_s$ и $(4/3)eV_s$.

Ограничения на выходные параметры источников с поверхностным взаимодействием обсуждались в [20, 53]. Ток отрицательных ионов, испускаемых с поверхности, равен току падающих положительных ионов J_+ , умноженному на некоторый коэффициент α . Однако ток отрицательных ионов между поверхностью преобразования и областью извлечения ослабляется из-за рекомбинационных столкновений ($H^- + H^+$ или $D^- + D^+$). Коэффициент ослабления зависит от плотности положительных ионов, и его можно представить в виде $\exp(-\beta J_+)$. Таким образом, извлекаемый ток отрицательных ионов определяется выражением

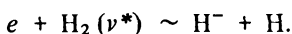
$$J_- = \text{const} \alpha J_+ \exp(-\beta J_+). \quad (12.35)$$

Современные исследования направлены на оптимизацию параметров α и β .

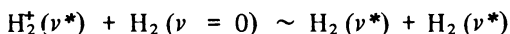
Объемное образование отрицательных ионов. В [3] приведены подробные исследования процессов, приводящих к образованию в плазменных источниках отрицательных ионов за счет столкновений в объеме источника. В ранних экспериментах с помощью зондов обнаружили плотность отрицательных ионов, превышающую ту, которую можно было ожидать, рассматривая лишь простейшую реакцию



Последующие измерения с использованием лазерного пучка для фотодиссоциации ионов H^- подтвердили высокую плотность ($n/n_e \sim 0,35$ при $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и вызвали более широкое обсуждение механизмов образования ионов H^- (ссылки на теоретические работы по этим механизмам даны в [2, 3]). В настоящее время считается, что преобладают процессы с участием молекул водорода в возбужденных колебательных состояниях



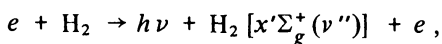
Популяция молекул $H_2(v^*)$ определяется либо реакциями вида



и



либо возбуждением H_2 электроном



либо процессами с участием ионов H_3^+ .

Если доминирует процесс возбуждения молекулы электроном (оценочное значение $\sigma \sim 3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [44]), то плотность отрицательных ионов связана с параметрами разряда выражением

$$n_- = \frac{n_e n_+ \sigma v(DA)}{n_+ \sigma v(ii) + 1/\tau_d} b \frac{v_+}{v^*} \frac{\sigma(EV)}{\sigma_i}, \quad (12.36)$$

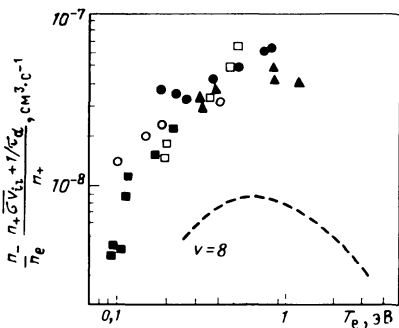


Рис. 12.26. Экспериментальные данные для плазменного источника с ионами H^- . Приведена зависимость параметра $\frac{n_- n_+ \langle \sigma v \rangle_{ii} + 1/\tau_D}{n_e n_+}$ от измеренной электронной температуры. Различными символами показаны данные, полученные при различных давлениях газа в источнике. Этот параметр должен быть пропорционален константе скорости реакции диссоциативного присоединения тепловых электронов к возбужденным молекулам. Для сравнения показан коэффициент для этого процесса, рассчитанный в работе [75] для случая, когда молекула находится в состоянии $\nu = 8$ [3]

где n_e — плотность тепловых электронов; n_+ — ионная плотность; $\sigma v (DA)$ — коэффициент скорости реакции для диссоциативного присоединения к возбужденным молекулам; $\sigma v (ii)$ — то же для потерь H^- из-за ион-ионной рекомбинации ($\sigma v_{ii} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$); τ_d — время диффузии H^- к стенкам; v_+ — скорость положительных ионов; v^* — скорость колебательно возбужденных молекул; $\sigma(EV)$ — сечение колебательного возбуждения; σ_i — сечение ионизации H_2 ; b — число столкновений, совершаемых молекулой со стенками до снятия возбуждения.

Зависимость экспериментальных данных для произведения $(n/n_e n_+) \times (n_+ \sigma v (ii) + 1/\tau_d)$ от электронной температуры показана на рис. 12.26. Там же показана теоретическая оценка $\sigma v (DA)$ для $\nu = 8$ из [75]. Сравнение абсолютных значений показывает, что $b \sim 10$, однако эта оценка зависит от относительного вклада ионов H_2^+ в образование колебательно-возбужденных молекул.

Изучение этих процессов продолжается, так как это может привести к созданию простого источника ионов H^- или D^- для инжекторов будущего.

Глава 13. НАГРЕВ α -ЧАСТИЦАМИ

Пост

13.1. ОБРАЗОВАНИЕ α -ЧАСТИЦ И НАГРЕВ ИМИ ПЛАЗМЫ

Альфа-частицы образуются в первую очередь в реакции $D + T \rightarrow \alpha (3,5401 \text{ МэВ}) + n (14,048 \text{ МэВ})$. Скорость реакции термоядерного D–T-синтеза показана на рис. 2.1. Для скорости реакции получены удобные формулы [8]. Термоядерные нейтроны с энергией 14 МэВ уходят из плазмы и используются либо для воспроизводства трития и нагрева blankets, либо для производства плутония-239 из урана-238. Альфа-частицы удерживаются магнитным полем и посредством кулоновских столкновений нагревают ионы и электроны плазмы. Если удержание энергии в плазме достаточно хорошее, то нагрев α -частицами может

сравниваться со скоростью потерь энергии из плазмы, плазма "загорится" и термоядерное "горение" может быть самоподдерживающимся. Определяя скорость тепловых потерь как тепловую энергию плазмы, деленную на время удержания, можно приравнять потери и нагрев и, считая $T_e = T_i$, получить

$$3n_e T / \tau_E = n_D n_T E_\alpha \langle \sigma v \rangle_{D-T}, \quad (12.1)$$

откуда при $n_D = n_T = \frac{1}{2} n_e$ находим $n_e \tau_E = 12T / E_\alpha \langle \sigma v \rangle_{D-T}$ в качестве условия зажигания. Здесь n_e , n_D и n_T — плотности электронов, дейтерия и трития соответственно; T — температура; $\langle \sigma v \rangle_{D-T}$ — скорость термоядерных реакций; $E_\alpha = 3,5$ МэВ — энергия α -частиц.

Скорость нагрева плазмы α -частицами в результате кулоновских столкновений быстрых α -частиц с ионами и электронами можно найти из уравнения Фоккера—Планка для быстрых α -частиц [3]. Пренебрегая угловым рассеянием [15] и определяя $f(v)$ как плотность α -частиц в фазовом пространстве, получаем

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{v^2 \tau_s} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 + v_c^3) f + S \frac{\delta(v - v_0)}{4\pi v_0^2}, \quad (13.2)$$

где S — интенсивность источника α -частиц, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$; v_0 — скорость α -частицы при рождении;

$$\tau_s = \frac{3m_e m_\alpha v_e^3}{16\sqrt{\pi} Z_\alpha^2 e^4 n_e \ln \Lambda_e} \approx \frac{1,17 \cdot 10^{12}}{n_e} [T_e (\text{кэВ})]^{3/2}; \quad (13.3)$$

$$v_c = \left(\frac{3\sqrt{\pi} m_e}{4m_p \ln \Lambda_e} \sum \frac{Z_j^2 \ln \Lambda_j n_j}{A_j n_e} \right)^{1/3} v_e; \quad (13.4)$$

$$\ln \Lambda_e = \ln \left[\frac{k T_e}{\hbar e} \left(\frac{m_e}{2\pi n_e} \right)^{1/2} \right] - \frac{1}{2} = 23,9 + \ln \left[\frac{T_e (\text{эВ})}{n_e^{1/2}} \right]; \quad (13.5)$$

$$\begin{aligned} \ln \Lambda_j &= \ln \left[\left(\frac{k T_e}{\pi n_e} \right)^{1/2} \frac{m_p v_\alpha A_\alpha A_j}{\hbar e (A_\alpha + A_j)} \right] - \frac{1}{2} = \\ &= 14,2 + \ln \left[\left(\frac{T_e (\text{эВ})}{n_e} \right)^{1/2} \frac{A_\alpha A_j v_\alpha}{A_\alpha + A_j} \right]; \end{aligned} \quad (13.6)$$

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = E_\alpha; \quad \frac{1}{2} m_e v_e^2 = k T_e.$$

Здесь Z и A — соответственно заряд и относительная атомная масса частицы; m_p и m_e — массы протона и электрона; индекс j обозначает ионы плазмы. Стационарное решение для постоянных T_e , n_e имеет вид

$$f(v) = S \tau_s / [4\pi(v^3 + v_c^3)]. \quad (13.7)$$

Альфа-частицы делят свою энергию между электронами и ионами. Уравнение (13.2) описывает замедление α -частиц за счет столкновений с ионами и электронами. Первый член в правой его части $[1/(v^2 \tau_s) \times \frac{\partial}{\partial v} (v^3 f)]$ описывает столкновения с электронами, а второй член $[1/(v^2 \tau_s)] \frac{\partial}{\partial v} (v_c^3 f)$ — с ионами. Видно, что интенсивности нагрева электронов и ионов равны, когда v равно критической скорости v_c . Можно перейти в (13.2) к энергетическим координатам и вычислить долю энергии α -частицы, которая при ее торможении передается ионам:

$$f_{\text{ион}} = \frac{2}{\epsilon^2} \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \arctg\left(\frac{2\epsilon - 1}{\sqrt{3}}\right) - \frac{1}{6} \ln\left(\frac{(1 + \epsilon)^2}{1 - \epsilon + \epsilon^2}\right) + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\pi}{6} \right], \quad (13.8)$$

где $\epsilon = v_\alpha / v_c$ ($v_\alpha = 13 \cdot 10^8$ см/с — начальная скорость α -частицы). Для обычных условий термоядерной плазмы $T_e \sim 10$ кэВ, $n_e \sim 10^{14}$ см $^{-3}$, $v_\alpha \gg v_c$ и α -частицы тормозятся главным образом на электронах (рис. 13.1), отдавая им большую часть своей энергии.

Для нагрева α -частицами требуется, чтобы в процессе замедления они удерживались в плазме [9, 12, 14, 15]. В аксиально-симметричных тороидальных системах, таких, как токамаки, α -частицы дрейфуют из-за кривизны и градиентов магнитного поля. Эти дрейфы можно усреднить по быстрому движению вдоль силовых линий.

Можно вывести систему уравнений, описывающую орбиту α -частицы в осесимметричном поле. В отсутствие столкновений энергия $E = (1/2) \times m v^2$ и магнитный момент $\mu = m v_\perp^2 / (2B)$ являются интегралами движения. Кроме того, из условий аксиальной симметрии следует, что при движении α -частицы по обходу тора сохраняется тороидальный момент импульса, т.е.

$$p_\phi \approx m_\alpha R v_\parallel + Z_\alpha (e/c) R_0 A_\phi(r) = \text{const}, \quad (13.9)$$

где p_ϕ — момент импульса ведущего центра; R — большой радиус траектории частицы; R_0 — большой радиус магнитной оси; A_ϕ — тороидальная компонента вектор-потенциала. Эти интегралы можно применить к аксиально-симметричному токамаку с кон-

центрическими тороидальными магнитными поверхностями круглого сечения, используя для тороидального и полоидального магнитных полей выражения

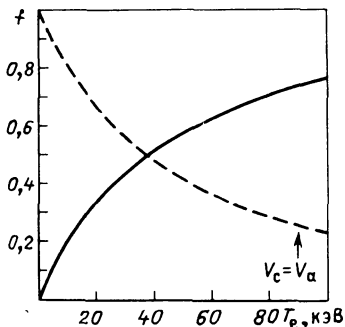


Рис. 13.1. Доля энергии, передаваемая ионам (сплошная кривая) и электронам (штриховая кривая) через кулоновские столкновения при замедлении α -частицы с энергией 3,5 МэВ

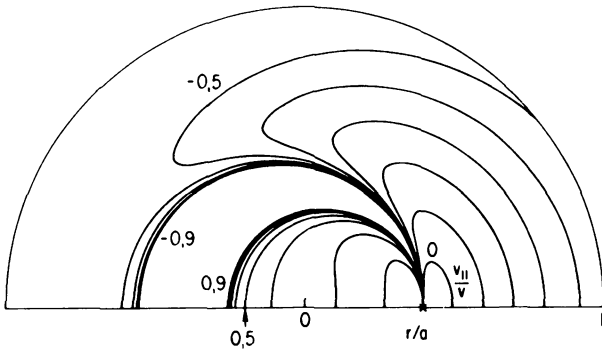


Рис. 13.2. Типичные орбиты α -частиц с энергией 3,5 МэВ для стандартных параметров плазмы TFTR. Все орбиты начинаются из точки, обозначенной звездочкой; числа соответствуют косинусу угла траектории с магнитным полем в точке рождения [15]

$B_\varphi = B_0 R_0 / R$ и $B_\theta = B_\theta(r) R_0 / R$, где r – расстояние от магнитной оси. Вектор-потенциал A_φ можно рассчитать, зная распределение тока.

Из трех интегралов движения можно вывести алгебраические уравнения для траектории в пространстве:

$$R(r) = \frac{1}{2} [R^* + (R^{*2} + 4\{ [P_\varphi - Z_\alpha(e/c)R_0 A_\varphi(r)] / (m_\alpha v) \}^2)^{1/2}]; \quad (13.10)$$

$$Z(r) = \{ r^2 - [R(r) - R_0]^2 \}^{1/2},$$

где $R^* = \mu R_0 B_0 / E$ – интеграл движения, а область изменения r ограничена значениями, которые дают вещественные значения высоты над средней плоскостью $z(r)$. Используя уравнение (13.10), можно построить типичный набор орбит для α -частиц с различными значениями $v_{||}/v$ (рис. 13.2) для стандартного токамака масштаба TFTR, описанного ниже.

Стандартный набор параметров токамака TFTR:

$$E_\alpha = 3,54 \text{ МэВ}; \quad I_p = 2,5 \text{ МА}; \quad B_0 = 50 \text{ кГс}; \quad R_0 = 255 \text{ см};$$

$$a = 85 \text{ см};$$

$$n(r) = n(0)[1 - (r/a)^2];$$

$$T_e(r) = T_e(0)[1 - (r/a)^2];$$

$$J(r) = J(0)[1 - (r/a)^2];$$

$$n_B(r) = [n^*(r)]^2 \exp\{-20/(T^*(r))^{1/3}\} / [T^*(r)]^{2/3},$$

где дополнительные функции $n^*(r)$ и $T^*(r)$ имеют вид

$$n^*(r) = n^*(0)[1 - (r/a)^2],$$

$$T^*(r) = T^*(0)[1 - (r/a)^3];$$

$$T^*(0) = 20 \text{ кэВ.}$$

При движении по этим орбитам частица сильно отклоняется от магнитной поверхности. Некоторые орбиты вообще выходят за пределы плазмы, и соответствующие α -частицы будут ударяться о стенку камеры или диафрагму, вызывая мгновенные потери из плазмы. Модель, описываемая уравнениями (13.2), (13.6), (13.9), (13.10), использовались при проведении подробных расчетов методом Монте-Карло для определения условий, необходимых для хорошего удержания α -частиц в токамаках [14, 15]. Эти расчеты показывают, что параметром оптимизации для удержания α -частиц является $I_p A$ — произведение тока в плазме на аспектное отношение R_0/a . Эффект увеличения тока плазмы в токамаке TFTR показан на рис. 13.3, где показана зависимость доли немедленно теряющихся α -частиц в их общем числе от положения точки их рождения и тока в плазме I_p . На рис. 13.4 показан эффект увеличения аспектного отношения для улучшения удержания α -частиц. Так как удержание их есть функция $I_p A$, то с хорошей точностью можно считать, что при $I_p A > 7 \text{ MA}$ удерживается более 90% α -частиц [14, 15].

При замедлении частиц их орбиты изменяются. Комбинируя μ и E в $R^* = \mu R_0 B_0 / E$, получаем в качестве интеграла движения $R^* = (R_0 B_0 / B) \times (1 - (v_{\parallel} / v)^2)$. При $v_{\parallel} = 0$ частицы отражаются магнитными пробками,

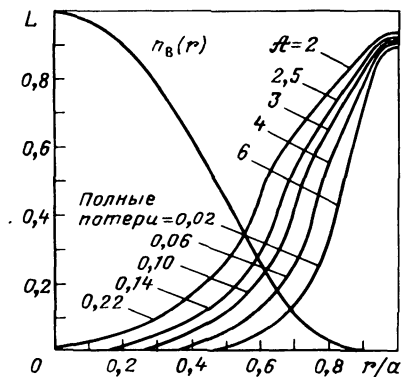
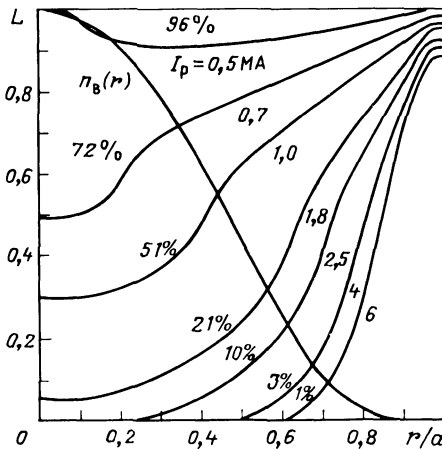


Рис. 13.3. Доля мгновенных потерь $L(r)$ α -частиц как функция малого радиуса точки рождения для диапазона значений тока плазмы I_p . На каждой кривой показан соответствующий процент α -частиц, потерянных при первом прохождении по орбите. Плазменные параметры соответствуют представленным на с. 309 ($A = 3$); $n_B(r)$ — профиль образования α -частиц [15]

Рис. 13.4. Влияние аспектного отношения A на мгновенные потери α -частиц с энергией 3,5 МэВ для параметров плазмы, приведенных на с. 309. Ток плазмы 2,5 МА; большой радиус меняется от 170 до 510 см; $n_B(r)$ — профиль образования α -частиц [15]

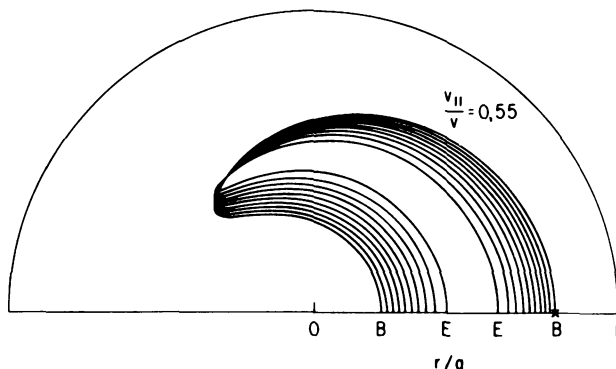
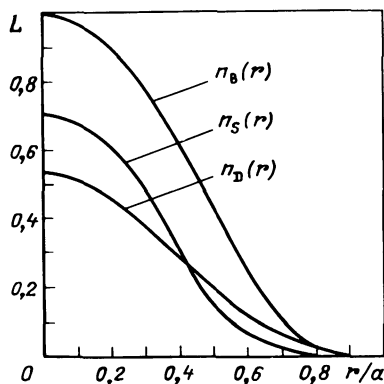


Рис. 13.5. Эволюция типичной орбиты α -частицы при ее замедлении от 3,5 МэВ до 350 кэВ. Траектория начинается в точке, обозначенной звездочкой. Начальное и конечное колебания обозначены соответственно буквами B и E [15]

Рис. 13.6. Плотность α -частиц после первых потерь, связанных с незамкнутыми орбитами, $n_S(r)$ и профиль выделения энергии с учетом эволюции орбит при замедлении для типичного профиля образования α -частиц. Ток в плазме 1 МА, остальные параметры приведены на с. 309. Потери составляют 51%



где $R^*B(R^*) = R_0B_0$; R^* – радиус отражения, т.е. большой радиус в точке поворота; R^* зависит не от v , а только от v_{\parallel}/v – косинуса угла наклона траектории частицы к силовой линии. Поскольку α -частицы тормозятся в основном на электронах, угловое рассеяние мало, и радиус отражения практически сохраняется при термализации α -частиц. Это видно из рис. 13.5, где показаны десять последовательных орбит α -частицы при замедлении ее от 3,5 МэВ до 350 кэВ. Орбита сжимается по ширине при торможении частицы. Большие отклонения орбит означают, что энергия, которую α -частица вкладывает в плазму, будет скорее размазана по шнуру, чем локализована на магнитной поверхности, где частица родилась. Это видно из рис. 13.6, где проводится сравнение начальной плотности рождения α -частиц $n_B(r)$, плотности после вычитания частиц, оказавшихся на незамкнутых орбитах, $n_S(r)$ и профиль энерговыведения от удерживаемых α -частиц с учетом их орбитального разброса $n_D(r)$. Орбитальный разброс заметно уширяет профиль энерговыведения. При больших токах плазмы орбитальный разброс энерговыведения и дрейфовые потери уменьшаются, и в установках с очень большими токами $I_p \sim 6 \div 10$ МА

справедливо приближение локального энерговыделения на радиусе рождения частицы.

Удержание α -частиц в других магнитных конфигурациях пока не стало предметом обширных исследований. Почти все остальные системы не обладают аксиальной симметрией, а значит, $R\varphi$ не является здесь хорошим интегралом движения. Это нарушение аксиальной симметрии в малой степени имеет место и в токамаках вследствие дискретной природы катушек тороидального поля, которая вносит "гофрировку" в тороидальное поле. Основной эффект этой аксиальной асимметрии состоит в нарушении способности частиц компенсировать при усреднении по магнитной поверхности дрейфы, связанные с градиентом и кривизной магнитного поля. Отсутствие осевой симметрии может порождать локальные "ямы" магнитного поля, в которых частицы могут захватываться и затем выдрейфовать наружу. Незахваченные частицы испытывают небольшие дрейфовые смещения, которые складываются, а не уменьшаются при каждом периодическом движении.

Удержание α -частиц в открытых ловушках изучалось в [5, 16] для ловушек с обращенным полем и в [4] для многопробочных ловушек.

13.2. ДИАГНОСТИКА БЫСТРЫХ α -ЧАСТИЦ

В приведенных выше оценках нагрева α -частицами предполагается, что они движутся как отдельные частицы, испытывая столкновения с основной плазмой. Такое их поведение должно быть проверено в экспериментах на крупных термоядерных установках. Имеется ряд теоретически предсказанных неустойчивостей [12], которые могли бы привести либо к аномальной диффузии и потерям α -частиц, либо к неклассической передаче энергии плазме. В планируемых в ближайшие годы термоядерных экспериментах на установках JET и TFTR нагрев α -частицами составит около одной пятой полной мощности нагрева, и извлечь информацию о поведении α -частиц из динамики глобальных параметров плазмы, таких, как электронная температура, будет трудно. Таким образом, в ближайшие годы в термоядерных экспериментах будет особый интерес к нагреву α -частицами и их функции распределения, что требует метода для измерения распределения α -частиц в процессе нагрева плазмы.

Предложены методы измерения быстрых α -частиц, вылетающих из плазмы [7]. На PLT измерены протоны с энергией 14 МэВ, образующиеся в реакциях $D + He^3$, которые не удерживаются в плазме [22]. Более предпочтительно выяснение полной функции распределения, как это делается для нагрева инжекцией пучков нейтрального водорода, где измеряется энергетический спектр вылетающих нейтральных частиц высокой энергии, образующихся при перезарядке быстрых ионов из пучка на атомах водорода из плазмы [6].

Предложен метод [19], в котором часть присутствующих в плазме ионов He^{++} , перезаряжаясь на инжектируемом литиевом пучке, нейтрализуется и измеряются угловые и энергетические распределения вылетающих атомов гелия. Принципиальная схема метода показана на рис. 13.7. Через плазму пропускается пучок быстрых атомов лития; α -частицы

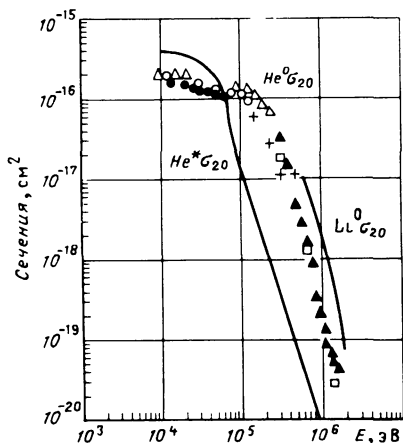
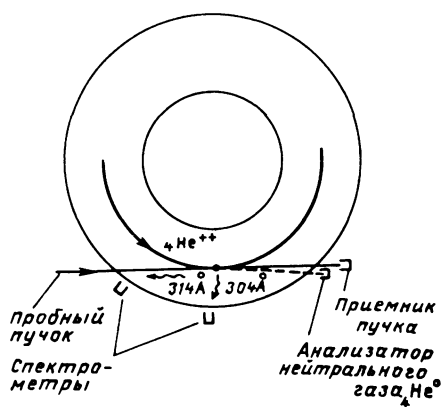


Рис. 13.7. Принципиальная схема диагностики быстрых α -частиц [19]

Рис. 13.8. Зависимость сечения двойной перезарядки ионов He^{2+} с атомами He^0 и Li^0 от энергии He^{2+} . He^0 – нейтральный гелий в основном состоянии, He^* обозначает оценку сечения метастабильного $\text{He}^0 + \text{He}^{++}$, а Li^0 – расчет сечения $\text{Li}^0 + \text{He}^{++} \rightarrow \text{He}^0 + \dots$. Различными значками помечены экспериментальные точки для He^0 , полученные разными авторами [17]. Оценки по He^* и Li^0 принадлежат автору [18]

нейтрализуются и анализируются при выходе из плазмы. Сечения двойной перезарядки для α -частиц и нейтрального гелия приведены на рис. 13.8. Сечение составляет около 10^{-16} см^2 при низких относительных скоростях и быстро спадает при увеличении относительной скорости [17]. Таким образом, для получения заметной скорости реакций необходим метод, эквивалентный методу "догоняющих пучков", в котором одним пучком являются быстрые α -частицы, а другим – инжектируемый литиевый пучок. Поскольку α -частицы с энергией 3,5 МэВ имеют скорость около $1,3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$, "пробный" пучок нейтрального лития должен иметь подобную скорость, что соответствует его энергии около 6 МэВ. Для надежной регистрации частиц ток пучка должен быть порядка 10 мА. Поскольку быстрые атомы гелия детектируются сравнительно просто, основной проблемой является создание 10-миллиамперного пучка нейтрального лития с энергией 6 МэВ. Мог бы быть эффективным следующий способ создания такого пучка: образование отрицательных ионов, ускорение их в ВЧ-ускорителе и нейтрализация в тонкой газовой камере или путем лазерного фотоотщепления. Ионы H^- непригодны, так как H^0 имеет только один электрон и процесс двойной перезарядки невозможен. Хотя создание достаточно больших токов He^- возможно [10], при нейтрализации He^- при 3 МэВ образуется большая фракция метастабильного гелия, который имеет низкие $\langle \sigma v \rangle$ двойной перезарядки и ионизовался бы, не дойдя до центра плазмы. Ожидается, что атомы лития при нейтрализации Li^- образуются главным образом в основном состоянии. Сече-

ние двойной перезарядки для Li^0 и He^{2+} не измерено, но некоторые предварительные расчеты [18] показывают, что оно того же порядка, что и сечение реакции He^0 и $\text{He}^{2+} \rightarrow \text{He}^{2+} + \text{He}^0$ (рис. 13.8). При низких относительных скоростях можно ожидать некоторого захвата α -частиц как $1s$, так и $2s$ электронов лития. При возрастании относительной скорости до значения, превосходящего орбитальную скорость $2s$ электрона лития, доминирующим каналом должен быть захват двух $1s$ электронов. Однако сечение, повторим, до сих пор не измерено.

В принципе, пучок нейтрального лития с энергией 6 МэВ обещает быть практическим методом измерения распределения α -частиц в плазме. Подобный метод был предложен [1] для измерения плотности α -частиц низкой энергии (зола) на краю плазмы с использованием пучка атомов низкой энергии для заселения уровня $n = 3$ в He^+ посредством реакции $\text{Li} + \text{He}^{2+} \rightarrow (\text{He}^+)^* + \text{Li}^+$. Переход $3 \rightarrow 2$ имеет длину волны 1640 Å и мог бы детектироваться оптическими методами. Создать пучок нейтрального лития с энергией 100 кэВ относительно легко. Использование этого метода ограничено периферией плазмы, так как пучок Li^0 с энергией 100 кэВ ионизуется в термоядерной плазме на первых 10–20 см.

13.3. АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ КАК ЗОЛА РЕАКЦИИ

При нагреве плазмы α -частицами образование последних неизбежно. В термоядерной установке, работающей длинными импульсами, "зола" в виде термализованных α -частиц должна удаляться из плазмы. Если взять большой токамак, такой, как INTOR, с мощностью нагрева α -частицами 100 МВт ($R \sim 530$ см, $a \sim 120$ см, $\bar{n} \sim 10^{14}$ см $^{-3}$), то скорость образования α -частиц в нем составляет около $2 \cdot 10^{20}$ с $^{-1}$, или $0,01 n_e/c$, так что через 20 или 30 с в разряде остались бы в основном α -частицы (если бы продолжалась D–T-реакция). Если допустить накопление откачиваемого гелия в плазме до уровня 3%, а плотность нейтрального газа на входе в систему откачки около 10^{13} см $^{-3}$ (10^{16} л $^{-1}$), то требуемая скорость откачки достигнет $2 \cdot 10^{20}/0,03 \cdot 10^{16} \sim 7 \cdot 10^5$ л/с. Это высокая скорость откачки, особенно для гелия. Отсюда понятен большой интерес к различным системам для увеличения эффективности откачки гелия.

Были предложены некоторые проекты [21], в которых постулировалось, что ионы гелия могли бы концентрироваться в диверторной плазме, упрощая тем самым задачу откачки гелия. Эта концепция основана на предположении, что перенос атомов водорода и гелия, образующихся на диверторной пластине, в плазме может проходить по-разному, так как водород может испытывать перезарядку. Количество этого вопроса исследовался в двух расчетах с помощью метода Монте-Карло, проведенных в несколько различающихся предположениях [2, 20, 23]. Используемая в расчетах физическая модель показана на рис. 13.9. Ионы плазмы (D^+ , T^+ и He^{2+}) втекают вдоль силовых линий в дивертор (см. гл. 14). Они ускоряются при прохождении через электростатический слой на диверторной пластине, и часть их отражается в виде быстрых нейтральных частиц, в то время как остальные десорбируются в виде медленных.

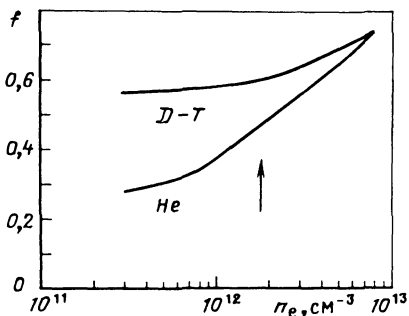


Рис. 13.10. Зависимость доли обратного потока атомов D-T и He от плотности плазмы в диверторе [20, 23]. Стрелка соответствует "стандартному варианту"

В расчетах [2] учитывались детали ионизации и диссоциации молекул водорода электронами (см. гл. 14) диверторной плазмы. Предполагалось, что медленные нейтральные частицы десорбируются в виде молекул при температуре около 300 К, а, как можно видеть из рис. 14.11, при $T_e \gtrsim 50$ эВ основными процессами в столкновениях с электронами являются ионизация H_2 в H_2^+ и последующая диссоциация в протон и атом с энергией диссоциации около 4 эВ. В предположении, что для типичных ожидаемых случаев $T_e \sim 100 \div 500$ эВ и что потенциал слоя составляет около $3 T_e$, ионы водорода, падающие на диверторную пластину, будут иметь энергию около 300–1500 эВ или больше. Из данных по отражению частиц (см. рис. 14.6), ясно, что 60% или более нейтрализующихся ионов покидает поверхность в виде молекул, а не быстрых атомов. При этом 50% атомов водорода в молекулах становятся ионами при первом же столкновении. Эффективность перезарядки в увеличении скорости медленной частицы уменьшается почти на 50% по сравнению с предположением, что весь водород выходит с поверхности в виде атомов.

Включение этих молекулярных эффектов в модель [2] превратило обогащение гелием в обеднение ($R \sim 0,72$). Результаты обоих расчетов ненадежны, так как данные по отражению в значительной мере получены экстраполяцией из эксперимента при высоких энергиях (более 1 кэВ) или основаны на теоретических моделях взаимодействия нейтральной частицы с материалом стенки. Другим серьезным упущением является то, что параметры плазмы в обоих расчетах фиксированы. В самосогласованном расчете плазма была бы, вероятно, более плотной и холодной, чем предполагается здесь, так как нейтральные частицы при ионизации будут увеличивать плотность плазмы.

Таким образом, диверторы не могут существенно (в 5–10 раз) увеличить концентрацию гелия в насосе и помочь в решении проблемы откачки. Однако в [2] указано, что "обогащение" гелием возможно на периферии плазменного шнура. Глубина проникновения гелия меньше, чем водорода, вследствие отсутствия перезарядки для гелия и незначительности молекулярной функции водорода, поскольку нейтральные частицы в основной плазме сталкиваются со стенкой не столь часто, как в диверторе.

При правильной интерпретации результаты [2] показывают, что откачка гелия не будет серьезной проблемой. Наличие плазмы значительно

(в 10–20 раз) снижает обратный поток как H, так и He. Это происходит потому, что большая часть летящих обратно нейтральных частиц ионизуется и возвращается на диверторную пластину в виде ионов, а нейтральные частицы попадают в насос с высокой энергией (около 10–50 эв), и, таким образом, скорость потока через систему откачки оказывается больше, чем при комнатной температуре [в $(E_0/300 \text{ К})^{1/2}$ раз]. Следовательно, даже без обогащения гелием эта модель предсказывает, что требуемая для удаления гелия скорость откачки составляет $(1 - 5) \cdot 10^4$ л/с.

Глава 14. ПРИСТЕНОЧНАЯ ПЛАЗМА

Харрисон

14.1. ОПИСАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ОБЛАСТИ

Термин "пристеночная" или "граничная" плазма используется в исследованиях по термоядерному синтезу для описания довольно неопределенной области, связывающей равновесную плазму со стенкой камеры. Стенка камеры подвергается воздействию потоков частиц и энергии, выходящих из горячей плазмы. Реакция стенки на это облучение зависит от локальных условий на границе плазмы со стенкой и детальной природы взаимодействия плазмы с поверхностью стенки. Заряженные частицы легче всего покидают равновесную плазму, двигаясь вдоль магнитного поля. Поэтому взаимодействие плазмы с поверхностью происходит в основном в области пересечения магнитных силовых трубок с поверхностью, т.е. в области разомкнутых магнитных силовых линий. При удержании плазмы в линейных системах неизбежны потери частиц вдоль открытых магнитных трубок. В замкнутой тороидальной установке, такой, как токамак, неизбежны потери, связанные с диффузией наружу из внутренней области равновесного магнитного поля. Этот поток заряженных частиц и энергии подпитывает пристеночную плазму и переносится преимущественно вдоль магнитного поля. Таким образом, пространственное распределение потоков частиц и тепловой нагрузки на стенке определяется топологией магнитного поля и стенки, а также свойствами переноса плазмы вдоль и поперек магнитного поля.

В данной главе под пристеночной плазмой понимается такая область, в которой доминирующим является перенос плазмы, параллельный магнитному полю. Ниже показано, что время удержания плазмы в пристеночной области τ_{\parallel} обычно много меньше времени удержания основной плазмы τ_{\perp} . В этом параграфе будут рассмотрены условия, при которых атомы, выходящие из стенки в результате бомбардировки ее плазмой, возвращаются обратно на стенку, не проникая существенно в область замкнутого магнитного поля. Сказанное выше можно определить как $\Delta_{\perp} \sim \Delta_0$, где Δ_{\perp} — характерный поперечный размер распределения потока плазмы в пристеночной зоне и Δ_0 — глубина проникновения атомных частиц, выходящих со стенки. Ясно, что это условие ограничивает область пристеночной плазмы и должно быть связано с механизмами, которые управляют переносом частиц и энергии плазмы наружу.

Однако такое упрощение оправдано тем, что позволяет обсудить одновременно многочисленные процессы, происходящие в пристеночной плазме.

Взаимодействие плазмы со стенкой определяется такими параметрами, как энергия и тип атомных частиц, падающих на поверхность стенки, а также объемными и поверхностными свойствами материала стенки. Этот вопрос кратко обсуждается в § 14.4. Здесь принято, что взаимодействие плазмы со стенкой обусловлено обратным рассеянием или отражением атомов и ионов, при котором большинство возвращенных в плазму частиц становятся нейтральными и некоторые сохраняют заметную долю своей первоначальной энергии; десорбцией "водорода"¹ (и примесей, таких, как кислород), который захватывается поверхностью; распылением материала стенки, атомы которой, проникая в плазму, загрязняют ее. Относительный вклад этих разнообразных процессов зависит от параметров плазмы, примыкающей к поверхности. Например, локальная температура ионов и электронов влияет на энергию, с которой частицы плазмы ударяются о стенку, а локальные потоки частиц и энергии, переносимые в плазме, влияют на тепловую нагрузку и полный поток частиц, падающих на стенку.

Электронная температура в термоядерной плазме обычно слишком велика, чтобы в объеме плазмы был существен процесс рекомбинации "протонов" с электронами. Главными источниками нейтральных частиц являются процессы обратного рассеяния и десорбции со стенок камеры. Таким образом, плотность нейтральных частиц оказывается пикированной в пристеночной области. Магнитное поле не препятствует движению этих атомов и молекул, которые могут проникать в глубь горячей плазмы до тех пор, пока не ионизируются под действием электронов и ионов. Образующиеся электронные пары формируют компоненту пристеночной плазмы, однако они в конечном счете диффундируют обратно на стенку камеры, где вновь нейтрализуются. Этот процесс рециркуляции обозначается термином "рециклинг". Он воздействует на градиенты температуры и плотности плазмы и поэтому влияет на диффузионный перенос плазмы вблизи стенки (см. § 14.2). Когда поверхность стенки сильно насыщена газом, каждая электрон-ионная пара, падающая на стенку, может высвободить более чем один атом, и рециклинг будет возрастать до тех пор, пока скорости поступления ионов плазмы и выхода нейтральных частиц не станут равными. Столкновения с ионами порождают также десорбцию примеси со стенки (например, кислорода и оксида углерода), что часто наблюдается на начальной стадии импульсных разрядов. Это побудило развитие многочисленных работ, связанных с приготовлением чистой стенки разрядной камеры.

Важным механизмом при рециклинге частиц является перезарядка "протонов" плазмы с атомами "водорода", вышедшими со стенки. Ско-

¹ Большинство экспериментов на сегодняшний день проводится с водородной и дейтериевой плазмой, хотя в перспективе реактор будет работать на смеси дейтерия с тритием. Кавычки означают, что утверждение справедливо для всех изотопов водорода.

рости перезарядки и ионизации таковы, что в однородной плазме частота перезарядки атомов на "протонах" превышает частоту ионизации электронами плазмы (см. § 14.5). В каждом акте перезарядки протон захватывает электрон, и возникший в результате атом движется беспрепятственно поперек магнитного поля в направлении движения протона. В результате перезарядки протоны рассеиваются как дочерние атомы с энергией, соответствующей температуре ионов, по направлению к стенке и области горячей плазмы. До того как атом ионизуется, он может испытать целый ряд таких перезарядочных столкновений, в каждом из которых атом имеет локальную температуру протона. Поскольку быстрые атомы, образующиеся в процессе перезарядки в горячей области плазмы, имеют большую среднюю длину пробега до ионизации, они могут либо выходить из горячей зоны, либо глубоко проникать в нее. Что касается молекул водорода, то для них сечение перезарядки относительно мало, так что они не играют прямой роли в этом процессе. Тем не менее молекулы, сталкиваясь с электронами, диссоциируют на атомы, которые потом участвуют в перезарядке. Эти атомные процессы определяют распределение по энергии атомов водорода, поступающих обратно на стенку.

Существенной особенностью плазмы является ее электрическая нейтральность в среднем. Для сохранения квазинейтральности переносы в пристеночной плазме должны подстраиваться так, чтобы в среднем потери зарядов в ионах, связанных с их уходом на стенку, были скомпенсированы уходом электронов. Если считать, что рециклинг преобладает в области, где доминируют продольные переносы, то требование амбиполярности потоков вынуждает плазму принимать положительный потенциал относительно стенки. При этом более подвижные электроны, стремящиеся покинуть плазму, должны преодолеть область отталкивающего электрического поля, которое уменьшает поток до значения, примерно равного потоку менее подвижных ионов. Потенциал этого поля U приблизительно равен $3kT_e/e$ для водородной плазмы и распределен вблизи стенки на расстоянии порядка дебаевской длины экранирования λ_D . Эта область, ограничивающая электронный ток из плазмы, называется также плазменным слоем¹. В этом скачке ионы ускоряются по направлению к стенке. В общем случае дебаевская длина меньше средних длин пробега, характерных для атомных процессов. Поэтому слой оказывается бесстолкновительным. Более подробное описание приводится в § 14.3. Здесь же важно отметить, что пристеночный потенциал и, следовательно, энергия ионов, падающих на стенку, чувствительны к значению температуры электронов у стенки и ко всем процессам, охлаждающим электроны. Охлаждение вследствие рекомбинационного излучения, вероятнее всего, происходит вблизи стенки, так как большинство ионов, падающих на стенку, возвращается в виде атомов, которые впоследствии возбуждаются или ионизируются электронами плазмы. В случае водородной плазмы сравнимые радиационные потери могут также возникать вследствие выхода молекул с поверхности стенки. Заметная доля энергии

¹ В русской литературе эта область называется также динамическим дебаевским слоем или ленгмюровским слоем. — *Прим пер.*

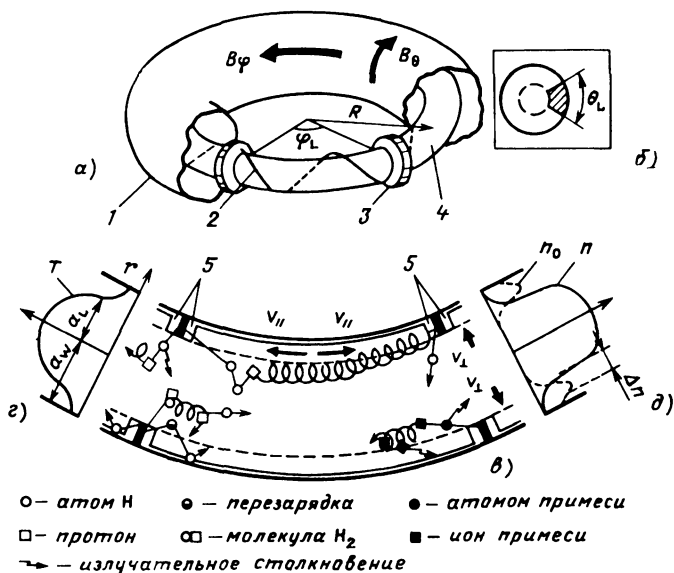


Рис. 14.1. Пристеночный режим плазмы в тороидальной камере:

a — конфигурация магнитных полей, стенка камеры и апертура лимитеров; *б* — отдельный сектор лимитера; *в* — схематическое изображение различных атомных процессов в плазме и радиальных профилей температуры, а также плотности плазмы (*г*) и атомов (*д*):

1 — стенка камеры; 2 — разомкнутые магнитные силовые линии; 3 — апертура лимитеров; 4 — область замкнутых магнитных линий; 5 — дебаевские слои

может быть диссипирована при столкновениях с атомами или ионами, которые имеют несколько связанных электронов. Поэтому наличие даже относительно малой концентрации примеси может охладить электроны пристеночной плазмы. Более подробно атомные процессы обсуждаются в § 14.5. На рис. 14.1 они показаны схематично специально для условий тороидальной установки токамак.

14.2. ПРИСТЕНОЧНАЯ ОБЛАСТЬ ТОРОИДАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Рассмотрим равновесную плазму, которая может как целое дрейфовать со скоростью, почти параллельной направлению равновесного магнитного поля. Однако столкновения (описанные в гл. 2 и 4) вынуждают ионы и электроны плазмы двигаться поперек поля так, что в конечном счете они попадают на стенку. На стенке электроны поглощаются, а большинство ионов возвращается в плазму в виде нейтральных частиц. Таким образом, стенку можно рассматривать как сток для заряженных частиц. Она является также стоком для энергии, поступающей из горячей плазмы из-за теплопроводности и конвекции. Другим каналом является радиационное излучение, обусловленное атомными процессами, связанными со свободно-свободными и свободно-связанными столкновительными переходами. Эти потери в условиях оптически тон-

кой плазмы непосредственно не зависят от величины равновесного магнитного поля. Таким образом, вдоль геометрической оси магнитного поля появляется максимум в распределении плотности и температуры плазмы, а потери частиц и энергии на стенку камеры приводят к установлению таких градиентов, которые выбрасывают плазму наружу от магнитной оси. Выражение для потока из плазмы $\Gamma_{\perp}(r)$ в области между осью и стенкой можно представить в виде

$$\Gamma_{\perp}(r) = -D_{\perp}(r) \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (14.1)$$

где $D_{\perp}(r)$ — коэффициент радиальной диффузии плазмы, перпендикулярной магнитному полю. Соответствующая потоковая скорость

$$v_{\perp} = \Gamma_{\perp}(r)/n(r). \quad (14.2)$$

Коэффициент диффузии $D_{\perp}(r)$ остается неизвестным, так как до сих пор не установлена окончательно природа поперечного выноса плазмы. Очевидно, что характер переносов зависит от особенностей установки. В пристеночной области часто в качестве коэффициента принимают полуэмпирический коэффициент диффузии Бома¹, $\text{см}^2/\text{с}$

$$D_B = \frac{1}{16} \frac{kT_e}{eB} = 6,25 \cdot 10^6 T_e/B, \quad (14.3)$$

который описывает радиальный перенос плазмы в магнитном поле напряженностью B . Этот факт в целом согласуется с экспериментальными данными [1, 2], и это значение коэффициента диффузии будет использоваться в последующих обсуждениях. Подставляя характерные значения B (3 Тл) и T_e (30 эВ) в (14.3), получаем $D_{\perp} = D_B = 6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\Gamma_{\perp} = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} и характерной длине градиента плотности 5 см. Потоковая скорость для этих параметров согласно (14.2) равна $v_{\perp} = 1,2 \cdot 10^3 \text{ см/с}$, что много меньше тепловой скорости частиц.

Пространственное распределение разомкнутых трубок магнитного потока по стенке камеры определяет распределение заряженных частиц и энергии на стенке. Это влияет на выбор конструкции камеры, которая должна выдерживать тепловую нагрузку и противостоять процессам эрозии. Обычно для защиты первой стенки используется лимитер, который представляет собой пластину или некоторую конструкцию, отстоящую от стенки внутрь камеры. Тем самым взаимодействие плазмы с граничной поверхностью оказывается сконцентрированным в окрестности лимитера. Для иллюстрации процессов в пристеночной плазме на рис. 14.1 приведена сильно упрощенная форма лимитера. Здесь R — большой радиус, a — малый, ориентированный вдоль оси r . Равновесное

¹ В настоящей главе в основном используется гауссова система единиц; T — температура, эВ; обозначения e , k и т.д. общеприняты; $m_{e,i}$ и $T_{e,i}$ — масса и температура электронов и ионов соответственно; масса иона D—T-смеси принята равной 1,5 протонной массы; Z — зарядовое состояние иона.

магнитное поле состоит из двух компонент: полоидальной составляющей B_θ и тороидальной B_φ . Магнитные поверхности образуют систему коаксиальных поверхностей, вложенных одна в другую, а магнитные трубки закручены подобно винту вокруг магнитной оси. Угол их наклона связан с критерием удержания. Кручение магнитных силовых линий в полоидальном направлении (θ) создает вращательное преобразование ι , и коэффициент запаса устойчивости

$$q(r) = \frac{2\pi}{\iota} = \frac{r}{R} \left(\frac{B_\varphi}{B_\theta} \right) \quad (14.4)$$

определяется так, что каждая магнитная силовая линия совершает $q(r)$ оборотов вокруг тора, прежде чем возвращается к своему первоначальному положению по полоидальному углу. При этом эффективная длина силовой линии оказывается равной $2\pi R q(r)$. В конфигурации, приведенной на рис. (14.1), показаны два полоидальных лимитера, которые разнесены на угол φ_L в полоидальной плоскости. Считается, что все магнитные силовые линии замкнуты внутри апертуры лимитера (когда $r < a_L$), тогда как для $r > a_L$ все силовые линии пересекают поверхность лимитера. Протяженность разомкнутых силовых линий L_B , расположенных между поверхностями лимитера, можно выразить для одного сектора тора следующим образом:

$$L_{B1} \approx \varphi_L R q(a_L),$$

а для другого

$$L_{B2} \approx (2\pi - \varphi_L) R q(a_L).$$

Радиальная диффузия наружу со скоростью v_\perp поперек магнитного поля способствует переносу плазмы в пристеночную область. Частицы плазмы свободно двигаются вдоль силовых линий, и в целом плазма дрейфует вдоль магнитных силовых трубок со скоростью v_\parallel . Поток плазмы на поверхность лимитера должен быть в среднем амбиполярным, чтобы в целом сохранялась квазинейтральность. Поэтому потоковую скорость можно представить в виде

$$v_\parallel = M c_s = M [(ZkT_e + kT_i) m_i]^{1/2}, \quad (14.5)$$

где c_s — скорость ионного звука; M — число Маха. Продольное течение плазмы вдоль магнитных силовых линий преимущественно дозвуковое, т.е. $M < 1$, за исключением области дебаевского слоя на краю плазмы, примыкающей к лимитеру, где $M \approx 1$. Если среднее число Маха выбрать 0,3, то для водородной плазмы с температурой 30 эВ среднее значение v_\parallel составит около $2,3 \cdot 10^6$ см/с, что на три порядка превышает v_\perp . Время движения плазмы вдоль области разомкнутых магнитных силовых линий

$$\tau_\parallel = L_\parallel / v_\parallel, \quad (14.6)$$

где L_\parallel — эффективная длина потока. В отсутствие продольного тока в пристеночной зоне плазма растекается с равной вероятностью в противо-

положных направлениях вокруг тора, так что в среднем

$$L_{\parallel} \approx \frac{1}{2} L_B. \quad (14.7)$$

Показанная на рис. 14.1 простая геометрия, состоящая из двух лимитерных пластин, по-видимому, не встречается в экспериментах. Более общее представление о природе пристеночной плазмы может быть составлено при рассмотрении одной лимитерной пластины, которая, как показано на вставке к рис. 14.1, не является полоидально симметричной и имеет форму сектора с углом θ_L . В этой геометрии длина силовой трубки

$$L_{\parallel}(\theta_L) = [(2\pi - Q_L)/Q_L] \pi R q(a_L). \quad (14.8)$$

Выберем значения, характерные для современных экспериментов: $R = 150$ см; $q(a_L) \approx 4$. Если принять, что $\theta_L^{60} \approx 60^\circ$, то $L_{\parallel}^{60} \approx 9,4 \cdot 10^3$ см, и в условиях рассматриваемой плазмы $\tau_{\parallel}^{60} = 4 \cdot 10^{-3}$ с. Для характерной длины Δ_n радиального градиента плотности в пристеночной области имеем

$$\Delta_n \approx (D_{\perp} \tau_{\parallel})^{1/2}. \quad (14.9)$$

В приведенных выше условиях $\Delta_n^{60} \approx 5$ см, что справедливо при отсутствии рециклинга. В действительности это полезная оценка нижнего предела толщины пристеночной зоны в данной конкретной конфигурации.

Плазма выносится по трубкам тока к поверхности лимитера. Наглядно это показано в упрощенном виде на рис. 14.2, где потоковый канал представлен в виде ленты, которая намотана на всей поверхности тора, граничащей с равновесной плазмой. Лента покрывает полностью всю поверхность (на рис. 14.2 угол наклона этой намотки сильно преувеличен). В продольном направлении ее длина обозначена z . Длина ленты для произвольной конфигурации равна $2L_{\parallel}$. Толщина ленты равна Δ_n , поскольку она соответствует толщине "канала", связанного с транспортом частиц плазмы, а ширина l_B (нормальная к z) определяется геометрией лимитера. Площадь поперечного сечения A_{\parallel} потокового канала, перпендикулярная к z , однородна по всей длине (при условии сохранения магнитного потока)

$$A_{\parallel} \approx 2\pi^2 R a_L \Delta_n / L_{\parallel}. \quad (14.10)$$

В рассматриваемом случае одного лимитера

$$A_{\parallel}(\theta_L) = \frac{2\pi a_L \Delta_n}{q(a_L)} \frac{\Phi_L}{2\pi - \Phi_L}. \quad (14.11)$$

Взяв $a_L \approx 50$ см, получим $A_{\parallel}^{60} \approx 80$ см², что типично для современных экспериментов.

Диверторы. Стенка тороидальной камеры, малый радиус которой равен a_w , может быть эффективно защищена от прямого воздействия плазмы, если геометрия лимитера такова, что $a_w - a_L \gtrsim \Delta_n$. При этом поток

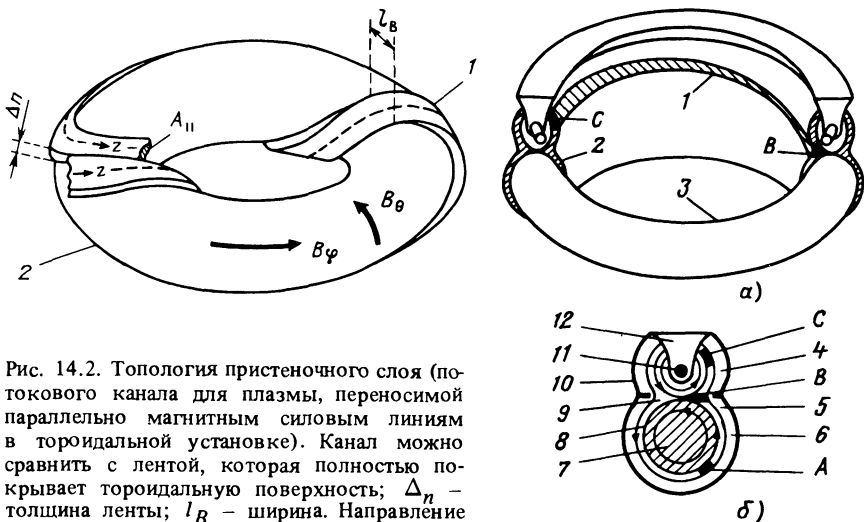


Рис. 14.2. Топология пристеночного слоя (поточкового канала для плазмы, переносимой параллельно магнитным силовым линиям в тороидальной установке). Канал можно сравнить с лентой, которая полностью покрывает тороидальную поверхность; Δ_n — толщина ленты; l_B — ширина. Направление вдоль z выбрано параллельно магнитному полю, а линейная протяженность вдоль этого направления $L_B \approx 2L_{\parallel}$. Угол намотки ленты сильно преувеличен, чтобы проиллюстрировать влияние вращательного преобразования:

1 — поточковый канал; 2 — тороидальная граница замкнутых силовых линий

Рис. 14.3. Схема однонулевого полоидального дивертора. Показана тороидальная симметрия и влияние вращательного преобразования (а). В полоидальной плоскости (б) показана конфигурация поля, граничная поверхности основной камеры, комбинация диверторных обмоток и тока плазмы. Диверторная камера сообщается с основной камерой только через ограниченную поверхность горла. Это обстоятельство и рециклинг плазмы ограничивают обратный поток примесей из диверторной камеры в основную плазму:

1 — трубка потока; 2 — диверторный слой; 3 — сепаратриса; 4 — диверторная камера; 5 — горло дивертора; 6 — сечение тороидального шнура; 7 — плазма; 8 — сепаратриса; 9 — нуль-точка; 10 — стенка; 11 — обмотка; 12 — диверторная пластина

плазмы сконцентрирован на поверхности лимитера, который становится источником примесных ионов в пристеночной плазме. Этот источник примесей внутри тора может быть до некоторой степени подавлен с помощью дивертора, который отклоняет или отводит поток в отдельную камеру, соединенную с основной камерой. Эта идея впервые реализована в стеллараторах [3] и сейчас широко используется в токамаках. Современная библиография по диверторам и физике диверторной плазмы может быть найдена в [4]. Представление о состоянии дел по этому вопросу можно получить из трудов Технического комитета МАГАТЭ, посвященных диверторам и контролю примесей [5]. Здесь мы ограничимся обсуждением в общих чертах двух типов диверторов, а именно полоидального и бандл-дивертора.

Полоидальное магнитное поле в токамаке обусловлено током, индуцированным в плазме. Это поле может быть противоположно направле-

нию некоторой малой окрестности полоидального угла θ , когда дополнительный ток того же направления протекает по расположенному вблизи внешнему проводнику. Полоидальный дивертор связан с созданием локального нуля полоидального поля. Принцип его действия проиллюстрирован на рис. 14.3, где единственная диверторная обмотка показана лежащей сверху, параллельно магнитной оси плазмы. Положение нуля B_θ , или так называемой нулевой точки, в полоидальной плоскости зависит от расстояния между обмотками и плазмой, а также от относительной величины тока. Стенки камеры вокруг нулевой точки сужены, чтобы ограничить сообщение между верхней диверторной и основной камерой. Такая система симметрична в тороидальной плоскости, и введением дополнительных диверторных обмоток можно увеличить число нулевых точек. Поверхность, которая граничит с внутренней областью замкнутого магнитного поля, называется сепаратрисной поверхностью. Нулевые точки лежат на этой поверхности. Трубки магнитного потока, расположенные вне сепаратрисной поверхности, являются незамкнутыми, и в результате вращательного преобразования они оборачиваются вокруг тора (как показано на рис. 14.2) так, что плазма из положения A переходит в положение B и затем C по мере того, как трубка перемещается в тороидальном направлении. Плазма диффундирует наружу через сепаратрису в зону A и уходит из тора на диверторную мишень. Таким образом, граничная область, называемая также диверторным слоем, и диверторная конфигурация играют роль "магнитного лимитера". Эффективная протяженность диверторного слоя равна $\pi Rq(a_s)$, а площадь поперечного сечения можно записать в виде

$$A_{\parallel, \text{pol}} = 2\pi a_s \Delta n / q(a_s), \quad (14.12)$$

где a_s — радиус сепаратрисы (приблизительно равен 50 см в современных экспериментах), так что $A_{\parallel, \text{pol}} \approx 400 \text{ см}^2$. Необходимо отметить, что $A_{\parallel, \text{pol}}$ заметно меньше площади горла диверторной камеры, так что возможность обратного поступления "водорода" и примесей, выходящих с диверторных пластин, сильно зависит от ионизации этих нейтральных частиц в диверторной камере. Другая особенность полоидального дивертора состоит в том, что магнитный поток под малым углом пересекается с мишенью. При этом плазма распределяется по большой поверхности и тепловая нагрузка оказывается меньше. Магнитное поле вблизи пластин является сильным и из-за своей почти параллельной ориентации к мишени может существенно влиять на характер взаимодействия плазмы с поверхностью; например, оно может подавить поступление вторичных электронов, эмитируемых с поверхности мишени (см. § 14.3).

Конфигурация бандл и локального дивертора совершенно другая. На рис. 14.4 показана конфигурация бандл-дивертора, предложенная в [6, 7]. Она состоит из двух внешних катушек, которые расположены почти тангенциально к тороидальной стенке. Токи в катушках создают поле, направленное противоположно тороидальному полю. При этом пучок внешнего магнитного потока отклоняется внутрь через узкое горло другой из катушек во внешнюю диверторную камеру. Оттуда он воз-

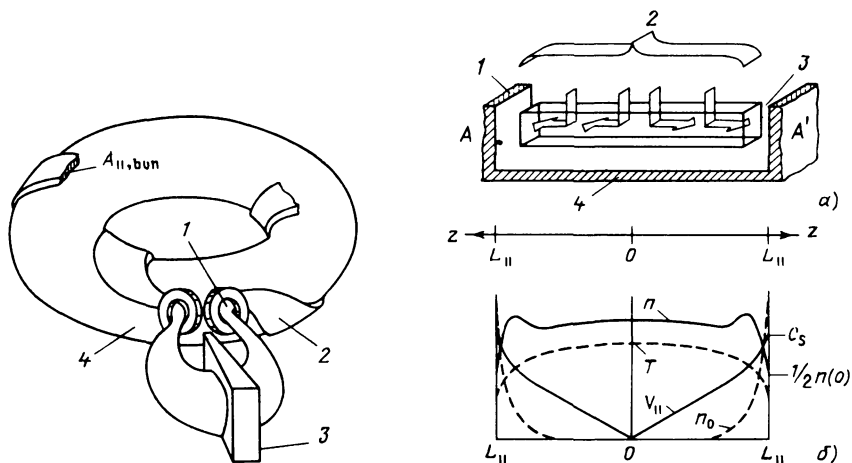


Рис. 14.4. Иллюстрация принципа работы бандл-дивертора. Схематически показаны диверторные катушки и мишень, а также диверторный канал, который сужается по мере прохождения областей магнитных зеркал в горле каждой диверторной катушки. Диверторный канал уширяется по направлению к пластинам:

1 – магнитное зеркало (уменьшенное $A_{\parallel, \text{bun}}$); 2 – пучок отклоненного потока; 3 – мишень; 4 – катушка бандл-дивертора (суженная область горла)

Рис. 14.5. Одномерная модель продольных переносов в пристеночной плазме. Показано однородное распределение плазмы, поступающей в пристеночную область:

a – на тороидальной границе между двумя лицевыми сторонами A и A' одного и того же лимитера. Градиенты вдоль оси z возникают из-за столкновений; б – градиенты плотности плазмы и нейтральных частиц n, n₀, скорости плазмы v_{||} и температуры T. Рециклинг сосредоточен преимущественно в торцевых областях, где плотность нейтральных частиц существенна:

1 – лимитер; 2 – однородные источники плазмы; 3 – дебаевский слой; 4 – стенка

вращается в основную камеру подобным же образом через другое горло. Силовые линии оказываются сконцентрированными на относительно малой поверхности диверторной мишени. Атомарные частицы, поступающие с мишени, могут сообщаться с основной камерой только через ограниченную область горла. Диверторные катушки создают магнитное поле пробочной конфигурации вблизи каждого горла дивертора, и частицы плазмы испытывают отражения от магнитных зеркал. Таким образом, течение плазмы оказывается сильно зависящим от ион-ионных столкновений, которые заполняют конус потерь. При этом число Маха в диверторном слое оказывается меньше, чем при полоидальном диверторе. Площадь сечения канала можно представить в виде

$$A_{\parallel, \text{bun}} \approx 2\pi a_s \Delta n / q_{\text{bun}}, \quad (14,13)$$

где q_{bun} связана с вращательным преобразованием отклоненного плазменного потока. Обычно $q_{\text{bun}} \approx 20$, так что $A_{\parallel, \text{bun}}$ в настоящих экспериментах около 100 см^2 . В диверторном слое $A_{\parallel, \text{bun}}$ всегда меньше

$A_{\parallel \text{pol}}$, и это отличие максимально вблизи катушек бандл-дивертора.

Эксперименты показывают, что дивертор уменьшает концентрацию примесных ионов в плазме токамака, и это особенно важно для больших установок с мощным дополнительным нагревом (около 2 МВт при инжекции нейтральным пучком) [8, 9]. Это может быть вызвано, во-первых, локальным охлаждением пристенной плазмы, вблизи диверторных пластин, что уменьшает поступление примесных атомов с мишени, и, во-вторых, способностью диверторной конфигурации полей препятствовать обратному потоку примесей в основную плазму. В обоих этих случаях важную роль играет перенос плазмы в пристеночной области.

Перенос плазмы. Переносы плазмы в основной и пристеночной областях сильно взаимосвязаны. В условиях пристеночной плазмы процессы переноса оказываются более сложными в силу своей трехмерности. В основной плазме переносы носят преимущественно одномерный характер, что оправдывает их моделирование в радиальном направлении поперек магнитного поля. Эту модель можно модифицировать введением продольных переносов вдоль магнитных силовых линий и использовать для описания переносов в пристеночной области. Примеры такого моделирования можно найти в [45, 47, 51, 70]. Однако такой подход все же не является полностью самосогласованным, поскольку при этом используется нульмерное описание переносов энергии и частиц плазмы в пристеночной области. В настоящее время существует более строгое описание пристеночной плазмы и имеются численные модели, описывающие одномерный перенос электронов и ионов вдоль магнитного поля в гидродинамическом приближении [10, 28]. Имеются также двухмерные численные модели, описывающие течение плазмы вдоль и поперек поля, в которых динамика нейтральных частиц и их взаимодействие с поверхностью описываются методом Монте-Карло [49, 50]. В настоящее время развиты аналитические методы моделирования пристеночной плазмы (см., например, [31–33]). Они менее точны для получения пространственных распределений, однако удобны для исследования различных эффектов взаимодействия в пристеночной плазме. Ниже использована простая аналитическая модель, в которой рассматривается лишь продольный перенос плазмы вдоль магнитного поля (в направлении z , как показано на рис. 14.2). Параметры плазмы рассматриваются как функции лишь z и являются усредненными значениями по сечению поточкового канала A_{\parallel} . Последний показан на рис. 14.2 и может быть представлен в линейной проекции вдоль z . Для лимитера эта конфигурация показана на рис. 14.5, a . В дальнейшем предполагается, что:

- 1) частицы и энергия поступают из основной плазмы в пристеночную область равномерно со всей поверхности канала, граничащей с горячей плазмой;
- 2) плазма растекается вдоль слоя равновероятно на обе поверхности лимитера;
- 3) область сильного рециклинга плазмы расположена вблизи поверхности лимитера.

Считается, что течение плазмы является столкновительным. Это допущение справедливо, если характерные масштабы длин $\Delta_n(z)$ и $\Delta_T(z)$

для градиентов $\partial n/\partial z$ и $\partial T/\partial z$ оказываются значительно больше средних длин пробега λ_{ee} и λ_{ei} относительно электрон-электронных и электрон-ионных столкновений. Средняя длина пробега λ_{ee} , см (приблизительно равная λ_{ei})

$$\lambda_{ee} \approx 4 \cdot 10^{13} T_e^2 / (nZ^2 \ln \Lambda), \quad (14.14)$$

где Z — заряд иона; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм [см. (2.9)]. Для приведенных выше параметров плазмы $\lambda_{ee} = 180$ см, что значительно меньше L_{\parallel}^6 [см. (14.8)]. Предположение о столкновительности плазмы становится неверным при подходе к дебаевскому слою, который характеризуется толщиной λ_D [см. (14.25)]. Поток через слой является бесстолкновительным, так как $\lambda_D \ll \lambda_{ee}$.

Основные закономерности столкновительного течения плазмы описываются уравнением непрерывности

$$\frac{d}{dz} (nv_{\parallel} A_{\parallel}) = SA_{\parallel}, \quad (14.15)$$

где S — объемный источник частиц (число частиц в единице объема и в единицу времени), и соответствующим уравнением переноса импульса

$$mnv_{\parallel} \frac{dv_{\parallel}}{dz} = -\frac{dP}{dz} - mv_{\parallel} S. \quad (14.16)$$

Здесь $m = m_i + m_e$; $P = nT_e + nT_i$ — давление плазмы. Считается, что источники частиц не вносят дополнительного импульса в плазму. После преобразований имеем

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial z} = & -\frac{1}{1-M^2} \frac{1}{A_{\parallel}} \frac{\partial A_{\parallel}}{\partial z} + \\ & + \frac{1+M^2}{1-M^2} \left(\frac{s}{nv_{\parallel}} + \frac{1}{T_i + T_e} \frac{\partial}{\partial z} (T_e + T_i) \right). \end{aligned} \quad (14.17)$$

Здесь все величины являются функциями координаты z . Течение плазмы начинается с точки симметрии ($z = 0$), в которой $v_{\parallel} = 0$ и $\partial v_{\parallel}/\partial z = 0$, так что $M(0) = 0$. Поэтому потоковая скорость плазмы оказывается дозвуковой и течение ускоряется вдоль канала вплоть до значения $M(L_{\parallel}) = 1$ в окрестности дебаевского слоя. Такой характер течения плазмы можно показать из (14.17), предварительно упростив его, предположив, что $M^2 \ll 1$, $\frac{dA_{\parallel}}{dz} = 0$ и $\frac{\partial T_e + T_i}{\partial z} = 0$.

Это приводит к выражению

$$\partial v_{\parallel}/\partial z = S/n, \quad (14.18)$$

из которого следует, что при постоянной плотности градиент скорости прямо пропорционален источнику частиц. Из (14.18) видно, что скорость

v_{\parallel} увеличивается линейно с z вдоль всего канала, как это и должно быть при равномерном поступлении плазмы в слой, т.е. при $S(z) \approx \text{const}$. Однако рециклинг плазмы вблизи лимитера увеличивает $S(z)$, так как плотность нейтральных атомов, поступающих с поверхности лимитера, локализована в этой области. Градиент v_{\parallel} будет соответственно расти вдоль плазменного канала к лимитеру до величины c_s вблизи дебаевского слоя (см. рис. 14.5, б). Таким образом, скорость продольного течения плазмы сильно зависит от прозрачности плазмы по отношению к нейтральным частицам, поступающим с поверхности лимитера. Время течения плазмы в слое

$$\tau_{\parallel} = \int_0^{L_{\parallel}} \frac{dz}{v_{\parallel}(z)} \quad (14.19)$$

зависит от величины и распределения источников частиц вдоль всей длины канала. Уровень источников зависит, во-первых, от поступления плазмы из горячей зоны и, во-вторых, от рециклинга нейтральных частиц, образующихся при взаимодействии плазмы со стенкой и нейтрализации ионов. Значительное число нейтральных частиц, выходящих с поверхности лимитера, движется в радиальном направлении и входит в основную плазму, из которой они могут вносить свой вклад в рециклинг в пристеночной области [см., например, траектории нейтральных частиц, приведенные на рис. 14.1]. Другая ситуация складывается в случае дивертора, так как частицы уже не могут прямо уходить в основную плазму, пока они не выйдут через горло диверторной камеры. Следовательно, член с источником, т.е. $S(L_{\parallel})$, в случае дивертора существенно больше вблизи пластин, чем в случае лимитера. Кроме того, S сильно меняется с z . Поточковая скорость плазмы в диверторном слое оказывается ниже, чем в лимитерном. В проектируемых реакторах-токамаках рециклинг предполагается столь большим (см., например, [32]), что $M \sim 10^{-2}$ в диверторном слое. В этих условиях время течения плазмы $\tau_{\parallel,p}$, которое следует из (14.6), стремится сравняться с поперечным временем удержания частиц $\tau_{\perp,p}$. При этом плазма, по-видимому, диффундирует к стенкам, а не выносится в дивертор. К счастью, это условие не сильно сказывается на переносе энергии в дивертор, и относительно малая доля мощности, поступающей в слой, выходит на стенку камеры, которая защищается от повреждений благодаря эффективной "энергетической разгрузке", осуществляемой дивертором.

Основным механизмом переноса энергии плазмы в столкновительном пристеночном слое является электронная теплопроводность вдоль магнитного поля. Столкновительность электронов играет важную роль, так как большая часть электронов отражается обратно от дебаевского слоя и покидает плазму лишь вследствие рассеяния на электрон-электронных столкновениях. Тепловой поток, идущий вдоль энергетического канала, можно представить в виде

$$-k_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\alpha Q}{[A_{\parallel}]_Q}, \quad (14.20)$$

где $T = T_e = T_i$; Q – общий поток энергии $[A_{\parallel}]_Q$, выражается уравнением (14.10), в котором Δ_n заменяется на Δ_Q ; $k_0 T^{5/2}$ – коэффициент теплопроводности [62] (k_0 измерено в Вт·эВ·см⁻¹), где

$$k_0 = 3,15 \cdot 10^2 / Z_{\text{ef}} \ln \Lambda \text{ (Вт} \cdot \text{эВ} \cdot \text{см}^{-1}\text{)}. \quad (14.21)$$

Здесь Z_{ef} – эффективный заряд плазмы (см. § 4.2). Параметр a зависит от распределения источников и при однородном поступлении энергии в слой равен $Z / [\pi R q(r)]$.

Ясно, что поток энергии в столкновительной плазме сильно зависит от температуры, и трудно представить, что температура плазмы в диверторном слое может превысить 100 эВ даже в условиях реактора. Из (14.20) также следует, что продольный градиент температуры повсюду мал, за исключением области вблизи пластин, где рециклинг охлаждает электроны и уменьшает величину продольной электронной теплопроводности. Типичный профиль температуры показан на рис. 14.5, б. Он согласуется с недавними экспериментальными измерениями [40].

Большая продольная теплопроводность электронов в пристеночной плазме приводит к тому, что эффективная площадь сечения для теплового канала ($A_{\parallel, Q}$) оказывается существенно меньше, чем для частиц ($A_{\parallel, n}$), и, следовательно, характерный масштаб длины для радиального переноса энергии также оказывается меньше по сравнению с Δ_n .

Плотность вблизи пластины можно получить из (14.17) при условии $T_i = T_e$ и когда A_{\parallel} и S не зависят от z :

$$n(0)/n(z) = \frac{1 + M^2(z)}{1 + M^2(0)} \frac{T(z)}{T(0)},$$

и, так как $M(L_{\parallel}) = 1$, находим

$$n(L_{\parallel}) = \frac{1}{2} n(0) T(0) / T(L_{\parallel}). \quad (14.22)$$

Уравнения (14.20) и (14.21) подтверждают сделанное ранее предположение о постоянстве $n(z)$ в большей части потокового канала. Это следует также из вида профиля $n(z)$, показанного на рис. 14.5, б.

Энергия, поступающая в дебаевский слой, выносится из плазмы на стенку посредством конвекции, так как слой является бесстолкновительным. Конвективный поток энергии через слой можно представить в виде

$$\Psi_s = n(L_{\parallel}) v(L_{\parallel}) E_{ie} = n(L_{\parallel}) c_s E_{ie}, \quad (14.23)$$

где E_{ie} – энергия, выносимая из плазмы каждой электрон-ионной парой. Поступление частиц на поверхность может вызвать вторичную электронную эмиссию с поверхности. Однако если она подавлена, то $E_{ie} \approx 6T_e/e$ для D–T-плазмы, в которой $T_i \approx T_e$ [см. (14.28)]. С учетом вторичной электронной эмиссии E_{ie} может достигать предельных значений порядка $20 T_e/e$ (см. § 14.3). Однако не вся эта энергия передается стенке,

а часть уносится обратно в плазму горячими атомами в процессе рециклинга. Этот вопрос обсуждается в § 14.4.

Как следует из уравнений (14.23) и (14.28), конвективный поток энергии на поверхности пропорционален $(nT^{3/2})_L$. При условии постоянства потока энергии увеличение плотности плазмы должно сопровождаться соответствующим уменьшением температуры плазмы на краю слоя. Величина $T(L_{\parallel})$ оказывается зависящей от уровня рециклинга во всей области $z \rightarrow L_{\parallel}$. Температура плазмы вблизи дебаевского слоя влияет на скорость поступления примесей со стенки, как описано в § 14.4. Она так же влияет на способность плазмы диссипировать энергию в атомных столкновениях. Такой механизм контроля примесей (см. [29]) может быть осуществлен в диверторной конфигурации, для которой естествен высок уровень рециклинга. Рециклинг чувствителен к балансу давления во всем диверторном слое и может регулироваться откачкой нейтральных частиц из диверторной камеры. Откачка гелия в условиях реактора-токамака сильно зависит от возможности установления локального рециклинга в пристеночной зоне, совместимого с внешней вакуумной откачкой. Этот вопрос обсуждается в гл. 13. Приведенный выше упрощенный анализ относится к дозвуковому течению столкновительной плазмы в однородном по сечению канале. Однако такое течение должно быть чувствительно к изменению площади канала (например, при изменении напряженности магнитного поля). Эта более сложная ситуация была проанализирована в [54]. Бесстолкновительность течения должна сильно сказываться на характере переносов в диверторном слое. Однако даже с учетом бесстолкновительности энергию переносят в основном электроны благодаря своей большой подвижности. Поток энергии, переносимый электронами в бесстолкновительном режиме, можно представить в виде

$$Q_e \approx \frac{1}{4} \bar{n}_e A_{\parallel} \Omega k T_e \left(\frac{8 k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (14.24)$$

где Ω — численная константа ($\Omega \lesssim 2$), зависящая от вида функции распределения электронов в пространстве скоростей. Бесстолкновительное течение может также иметь место в относительно коротком потоковом канале бандл-дивертора, в котором должны быть приняты во внимание дополнительные эффекты, связанные с существенным изменением напряженности магнитного поля [2, 19, 20].

Управление примесями. Важно знать, что происходит с примесью в плазме, которая поступает с диверторных (лимитерных) пластин и со стенки тороидальной камеры. Обычно примесь выходит с поверхности в виде атомов, которые ионизируются при столкновении с электронами. Уровень зарядового состояния зависит от времени жизни примесного иона (см. § 14.5). Увеличение примесных ионов плазмой возникает преимущественно благодаря двум силам. Первая зависит от скорости передачи направленного импульса плазмы примесному иону. Вторая связана с электростатическими силами, вызванными дальнедействующими электрическими полями в плазме, ускоряющими ионы вблизи дебаев-

ского слоя. В некоторых случаях эти дальнедействующие поля могут отталкивать ионы¹. Очевидно, это электростатические силы зависят от зарядового состояния иона Z_{imp} , а скорость передачи импульса в столкновениях от Z_{imp}^2 [это следует из выражения для времени обмена импульсом $\sqrt{\frac{3}{2\pi}} t_T$, см. [61], где t_T определяется уравнением (14.59)].

Показано, что перенос примесей определяется в основном столкновениями даже при наличии отталкивающего ионы электрического поля [28, 46]. Примеси, поступающие с диверторных пластин и лимитера, вероятнее всего, возвращаются обратно в относительно низком зарядовом состоянии (типичные значения $Z_{\text{imp}}(L_{\parallel}) = 3 \div 5$). Что же касается примесей, поступающих со стенки тороидальной камеры в область $z < L_{\parallel}$ то они достигают высоких зарядовых состояний не только из-за большой протяженности их пути, но также из-за замедления в отталкивающем электрическом поле. Скорости, с которыми примесные ионы приходят на пластины при $z = L_{\parallel}$, зависят от их температуры в этой точке, ускорения в дебаевском потенциале и потоковой скорости. Примеси, вышедшие с поверхности пластины, возвращаются обратно, приобретая лишь малую долю потоковой скорости плазмы, которая считается равной c_s при $z = L_{\parallel}$. Ионы, идущие со стенки тороидальной камеры, приобретают относительно малые потоковые скорости в плазме при $z < L_{\parallel}$. Однако остается открытым вопрос об импульсе, который передается плазмой примесям в области $z \rightarrow L_{\parallel}$, где плазменный поток сильно ускоряется. Маловероятно, чтобы примесные ионы ускорялись вблизи дебаевского слоя до скоростей, сравнимых с плазменной скоростью звука. Из обсуждения следует, что импульс, переносимый плазмой в диверторную камеру, препятствует обратному потоку примесных ионов из дивертора. Более того, высокий уровень рециклинга приводит к уменьшению поступления этих примесей с пластин. Таким образом, дивертор является достаточно эффективным средством контроля и управления примесью.

Лимитер не обладает в полной мере всеми преимуществами, так как лимитерная поверхность находится в контакте с основной плазмой и примеси могут проникать в горячую плазму. Это в особенности справедливо для атомов,двигающихся поперек направления магнитного поля. Более того, локальный рециклинг вблизи лимитера из-за открытой его конфигурации оказывается менее сильным, чем в случае дивертора, и

¹ Основную компоненту дальнедействующего поля ($\partial U'/\partial z$) можно представить в виде

$$en_e \left(\frac{\partial U'}{\partial z} \right) = - \frac{\partial P_e}{\partial z} - 0,71 n_e \frac{\partial T_e}{\partial z} .$$

Первый член — градиент электронного давления, который в условиях сильного рециклинга отрицателен. Второй член существен в режимах с рециклингом, так как из-за ионизации увеличивается поступление в плазму холодных электронов.

$T(L_{\parallel})$ не может эффективно контролироваться рециклингом. Другой подход (см., например, [24]) связан с уменьшением мощности, переносимой к лимитеру в заряженных частицах. Этого можно достичь, если образовать тонкий, но достаточно мощный излучающий слой плазмы у кромки лимитера. Излучающий слой должен содержать примесные ионы, но они не должны приводить к неприемлемым радиационным потерям энергии из внутренней области горячей плазмы. Возможно, в этом случае могли бы установиться самоподдерживающиеся условия, так как излучательные потери приводят к уменьшению $T(L_{\parallel})$, величина которой в свою очередь определяет поступление примесей в таком количестве, которое необходимо для поддержания соответствующей концентрации в излучательном слое. Эти условия зависят не только от параметров пристеночной плазмы, но также от свойств радиального переноса. Результаты последних исследований по этому вопросу можно найти в работах [45, 70].

14.3. ДЕБАЕВСКИЕ СЛОИ И ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ

Плазма, окруженная проводящей стенкой, в отсутствие магнитного поля приобретает положительный потенциал относительно стенки при условии, что $T_e \gtrsim T_i$. Потенциал приводит к тому, что поток быстрых электронов к стенке уменьшается и становится равным ионному потоку. Все это относится и к продольному течению плазмы в пристеночной области. При этом суммарные потери заряда из плазмы равны нулю и около стенки устанавливается электростатический потенциал, который определяется экранирующими свойствами плазмы. Масштаб длины градиента потенциала характеризуется дебаевской длиной экранирования λ_D , см, которую можно представить в виде

$$\lambda_D = \left(\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} = 7,43 \cdot 10^2 \left(\frac{T_e}{n} \right)^{1/2}. \quad (14.25)$$

Потенциал слоя можно найти из уравнения Пуассона, в которое подставляются значения плотности электронов и ионов вблизи стенки [9]. Для ионов с единичным зарядом, падающих на поверхность стенки, потенциал

$$U = \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \quad (14.26)$$

и не зависит от магнитного поля. Для водородной плазмы $U = 3T_e/e$.

Существует также протяженная область в плазме, так называемый предслой, в котором происходит ускорение ионов. В этой области устанавливается такая разность потенциалов, которая ускоряет ионы по направлению к дебаевскому слою. Это обеспечивает поступление в слой ионов с такими скоростями, при которых баланс отрицательных и положительных зарядов в электростатическом поле вблизи от поверхнос-

ти оказывается выполненным. В действительности ситуация сложная, так как протяженность и природа предлоя и области дальнедействующих полей являются довольно неопределенными — они зависят от механизмов столкновений (от столкновений частиц друг с другом и от их рассеяния в магнитных пробках), а также от характера локализации рециклинга в слое (см. § 14.2). Кроме того, вблизи приемных пластин плазма оказывается бесстолкновительной, и возникают сложности, связанные с бесстолкновительным течением плазмы в этих областях [80]. Несмотря на существующую неопределенность, можно утверждать, что суммарный эффект дальнедействующих полей сводится к действию ускоряющего потенциала $U' \gtrsim \frac{1}{2} \frac{kT_e}{e}$ на ионы. Если ионы имеют мак-

свелловское распределение по скоростям, то ионы, входящие в дебаевский слой, несут в среднем энергию, равную $2kT_i$, поскольку в одностроннем потоке быстрые частицы преобладают над частицами со средней энергией $\frac{3}{2} kT_i$. Если ионы имеют заряд Z , то они сталкиваются с поверхностью с энергией

$$E_i = 2kT_i + Z_e (U + U'). \quad (14.27)$$

Горячие электроны их хвоста максвелловского распределения проходят через дебаевский слой на стенку. Поскольку электроны отталкиваются в электрическом поле слоя, их распределение по энергии на поверхности такое же, как и тепловых электронов в плазме. Таким образом, энергия, выносимая на поверхность каждым электроном, оказывается равной около $2kT_e$, и основное влияние слоя заключается в уменьшении плотности электронов в потоке плазмы у поверхности. В отсутствие вторичной электронной эмиссии полную энергию, переносимую к поверхности каждым ионом с зарядом Z и соответствующим числом электронов, можно представить в виде

$$E_{ie} = 2kT_i + Ze (U + U') + \chi_i + 2ZkT_e, \quad (14.28)$$

где χ_i — энергия ионизации. В случае водорода (когда $Z = 1$) уравнение (14.28) показывает, что кинетические (тепловые) потери энергии из плазмы на поверхности оказываются меньше диссипативных потерь в атомных процессах, когда $8kT_e \leq \chi_i$. В действительности необходимо учитывать такие процессы, как обратное рассеяние энергетичных частиц с поверхности (см. § 14.4), а также потери энергии, связанные с линейчатым излучением на атомах и с перезарядкой. С учетом этих эффектов оказывается возможным установление в плазме переходного режима при $T_e \sim 10$ эВ, когда излучательные потери сравниваются с кинетическими. Если поток тепла в пристеночной плазме недостаточен для поддержания температуры $T_e (L_{\parallel}) > 10$ эВ, то температура в слое оказывается ограниченной, поскольку энергия плазмы затрачивается на полную ионизацию атомов в зоне рециклинга. Этот режим был недавно обнаружен экспериментально [40]. В этих режимах создаются благоприятные условия для откачки гелия [30], поскольку эффективность

откачки возрастает с уменьшением вероятности ионизации атомов гелия в плазме с температурой электронов, не превышающей нескольких электрон-вольт.

Поступление примесных атомов в плазму сильно зависит от энергии ионов, падающих на поверхность (см. § 14.4). В этом смысле желательно иметь минимальное значение дебаевского потенциала вблизи пластины. Уменьшение потенциала может быть вызвано охлаждением электронов из-за радиационных потерь. Другой механизм — это вторичная электронная эмиссия с поверхности. Вторичные электроны ускоряются в дебаевском поле слоя и входят в плазму, где термализуются, а затем возвращаются обратно на поверхность. Суммарные потери заряда из плазмы должны быть равны нулю. Это обеспечивается тем, что электронный поток, текущий через слой из плазмы на поверхность, оказывается больше ионного тока на величину, равную току вторичной эмиссии. Потенциал слоя должен при этом уменьшиться, чтобы поддержать это неравенство токов. Выражение для дебаевского потенциала с учетом вторичной электронной эмиссии с пластин получено в [35]

$$U = \frac{k T_e}{2e} \ln \frac{m_i (1 - \gamma_s)^2}{2 \pi m_e}, \quad (14.29)$$

где

$$\gamma_s = \frac{\gamma_e + \gamma_i + j}{1 + \gamma_i + j}. \quad (14.30)$$

Здесь γ_e и γ_i — коэффициенты вторичной электронной и ионной эмиссии; $j = J (nkT_e/m_i)^{-1/2}$, где J — эмиссионный поток, обусловленный другими процессами, например фотоэмиссией. Существует ограничение на значение коэффициентов эмиссии, связанное с насыщением пространственного заряда в электрическом поле на поверхности (аналогично ограничению пространственного заряда в плоском диоде). В случае водорода

$$(\gamma_s)_{\text{lim}} = 1 - 8,3 \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \approx 0,81.$$

Сравнительный анализ, проведенный в [27], показал важность учета вторичной электронной эмиссии при проектировании термоядерного реактора. Однако необходимо отметить, что топология магнитного поля сильно влияет на вторичную эмиссию. В частности, если силовые линии пересекают поверхность под малым углом, вторичная эмиссия может быть подавлена, так как электронный циклотронный радиус меньше толщины дебаевского слоя.

Уменьшение вторичной эмиссии из-за малого угла наклона магнитных силовых линий является проблемой, с которой в значительной степени связаны вопросы управления примесями. Согласно [10] потенциал слоя малочувствителен к углу наклона магнитного поля, однако исследования показали, что при этом разность потенциалов распростра-

няется на заметно большую длину, чем λ_L . Уменьшение выхода вторичных электронов не происходит, если угол наклона поля превышает примерно 5° . При меньших углах, как показано Ю.Л. Игитхановым и В.А. Пожаровым [37], имеет место сильное ослабление вторичной электронной эмиссии с пластин. В условиях термоядерного реактора необходимо обеспечить косое пересечение магнитных силовых линий с приемной поверхностью пластин для уменьшения тепловой нагрузки и термических напряжений. При этом также подавляется вторичная электронная эмиссия. Такая ситуация может реализовываться в современных экспериментах, однако электронная эмиссия с поверхности соответствующих металлов не будет насыщаться при $T_e < 80$ эВ [26]. Характерное значение λ_D в условиях пристеночной плазмы тороидальной установки составляет примерно 10^{-3} см и, следовательно, область дебаевского слоя очень мала по сравнению с характерными длинами пробегов для атомных столкновений. Нейтральные атомы, выходящие с поверхности, беспрепятственно проходят область дебаевского слоя, не испытывая в нем ионизации и перезарядки. Ионный циклотронный радиус больше λ_D , так что падающие ионы стремятся двигаться по нормали к поверхности. Однако детальные численные расчеты для протон-электронной плазмы, выполненные в [10], показывают, что средняя скорость протонов ориентирована по направлению магнитного поля. Вопросы, связанные с взаимодействием частиц с поверхностью, обсуждаются в § 14.4.

14.4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Как поверхностный слой, так и весь материал стенки участвуют в реакциях под воздействием падающих заряженных частиц, нейтральных частиц и фотонов. В действующей термоядерной установке с D-T-топливом стенка будет подвержена воздействию значительных потоков нейтронов. Удобно рассматривать разнообразные процессы в соответствии с уровнем энергии, которым обмениваются частицы в этих процессах. Наименьшей энергии соответствует процесс термической десорбции захваченного стенкой газа, а также испарение материала с поверхности, которое в условиях локального нагрева может приводить к возникновению униполярных дуг в электрическом поле дебаевского слоя. Далее следует процесс десорбции газа, захваченного поверхностью под действием частиц или фотонов. Этот процесс в определенной степени можно рассматривать как противоположный процессу образования химических связей. В области умеренной энергии взаимодействия падающие частицы проникают на короткое расстояние в глубь твердого тела и могут вновь вернуться на поверхность из-за начилия обратного рассеяния. Кроме того, передача импульса решетке может приводить к распылению атомов с поверхности. В высокоэнергетичном режиме нейтроны (и в меньшей степени α -частицы) могут инициировать ядерные реакции по всей толщине материала. Таким образом, эрозия стенки происходит в результате распыления и дугообразования. Структурные свойства поверхности стенки сильно меняются при по-

вреждении кристаллической решетки, и стенка может испытывать значительные термические напряжения при больших тепловых нагрузках. Для успешного конструирования реактора необходимо одновременное решение всех этих проблем, которые, за исключением ядерных процессов, сильно зависят от условий внутри пристеночной плазмы. Решение этих проблем представляет интерес и для существующих установок, поскольку распыление примесей и водорода при взаимодействии плазмы со стенкой играет важную роль в современных исследованиях. Исчерпывающий обзор механизмов взаимодействия плазмы со стенкой и данных, относящихся к экспериментам на токамаках, представлен в [42]. К сожалению, рассмотрение этих вопросов оказывается сильно ограниченным, если не учитывать переходные процессы. В действительности это означает, что захваченный в стенке газ десорбирует с поверхности, когда его концентрация в твердом теле достигает равновесного значения. Такое стационарное описание является удобным при рассмотрении атомных процессов. Оно будет положено в основу изложения, в котором мы опустим ядерные процессы и процессы дугообразования.

Обратное рассеяние при взаимодействии атомов и ионов с поверхностью. Атомы и ионы, падающие на поверхность с небольшой энергией (порядка сотни электрон-вольт), могут проникать в глубь твердого тела и рассеиваться на кристаллической решетке. Некоторые из них отражаются обратно к поверхности и выходят из нее с меньшей кинетической энергией по сравнению с первоначальной энергией падения. Остальные частицы релаксируют до тепловой энергии и захватываются в решетке. Согласно [41], как пробег, так и потери энергии падающих частиц можно выразить через приведенную энергию

$$\epsilon = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{a}{A_1 A_2 e^2} E, \quad (14.31)$$

где M_1 , A_1 , M_2 , A_2 — соответственно массы и атомные номера падающей частицы атома и мишени; E — энергия падающей частицы. Параметр a [41] считается равным длине экранирования Томаса—Ферми

$$a = a_{TF} = 0,4685 (A_1^{2/3} + A_2^{2/3})^{-1/2},$$

так как $e^2 = 14,39 \text{ эВ} \cdot \text{Å}$, приведенную энергию в килоэлектрон-вольтах можно представить в виде

$$\epsilon = 32,55 \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{E}{A_1 A_2 (A_1^{2/3} + A_2^{2/3})^{1/2}}. \quad (14.32)$$

Вероятность рассеяться назад или "отразиться" для каждой падающей частицы выражается через коэффициент отражения R_N . Как экспериментальные данные, так и теоретические расчеты вероятности рассеяния частиц (последние основываются на методе Монте-Карло) показывают, что функция R_N от ϵ не зависит от природы падающих частиц и мишени и может быть представлена в виде некоторой универсальной кривой,

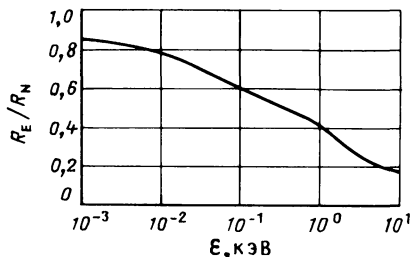
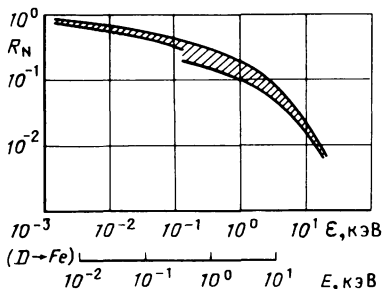


Рис. 14.6. Зависимость коэффициента отражения R_N атомов и ионов, падающих нормально к поверхности. Зависимость от приведенной энергии ϵ [см. (14.32)]. Указан также масштаб энергии падения E дейтронов на атомы железа

Рис. 14.7. Зависимость отношения R_E/R_N коэффициентов отражения энергии и частиц от приведенной энергии ϵ [42]

показанной на рис. 14.6. Заштрихованная область на рисунке соответствует разбросу данных, взятых из подборки, приведенной в [17] для легких ионов ($M_1 = 1 \div 4$ и $A_1 = 1,2$) в области энергии меньше 20 кэВ.

Данные относятся к случаю нормального падения частиц. Учитывается, что выходящие с поверхности частицы имеют угловое распределение, близкое к косинусоидальному, и проводится интегрирование по всем отраженным углам. Очевидно, что ионы с малой энергией падения легче рассеиваются обратно, чем захватываются и что обратное рассеяние тем больше, чем больше атомный номер мишени. Коэффициент отражения для атомов должен быть таким же, как для ионов, так как зарядовое состояние падающей частицы, взаимодействующей с кристаллической решеткой, несущественно.

Выходящие с поверхности частицы являются преимущественно нейтральными вследствие захвата электрона в твердом теле. Согласно экспериментальным данным вероятность падающему иону отразиться обратно в виде иона почти не зависит от материала мишени, а определяется главным образом энергией частицы. Около половины протонов с энергией падения 40 кэВ рассеиваются обратно в заряженном состоянии, тогда как в интересующем нас интервале энергий меньше 1 кэВ, таких частиц оказывается меньше 1%. Энергетическое распределение частиц, испытавших обратное рассеяние, изучалось как экспериментально, так и теоретически. Для описания той доли падающей энергии, которая отражается с поверхности, используется коэффициент R_E . Ожидается, что значение коэффициента R_E для разных ϵ будет также лежать приблизительно на универсальной кривой. Формально в определении R_E должна быть включена и та часть энергии, которая уносится из кристаллической решетки распыленными атомами. Однако легкие частицы, падающие на поверхность, мало распыляют, и в наиболее интересных режимах с рециклингом коэффициент R_E описывает долю энергии, уносимую рас-

сеянными частицами. Отношение коэффициентов отражения энергии и частиц R_E/R_N приведено на рис. 14.7. Использовались данные из [42]. Доля энергии, уносимая отраженными частицами, тем больше, чем меньше энергия падающей частицы. Это связано с тем, что медленные частицы проникают слабее и теряют меньше энергии при столкновении с кристаллической решеткой.

Частицы захватываются в решетке, когда они теряют значительную часть своей кинетической энергии. Однако при этом глубина их проникновения мала, $\lambda_W \sim 10^{-6}$ см. Потоки падающих частиц из плазмы велики (около 10^{19} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ на поверхность лимитера или диверторной пластины в типичных режимах в токамаках), так что максимальное значение плотности частиц на глубине проникновения в твердое тело быстро сравнивается с концентрацией атомов в кристаллической решетке (к примеру, средняя плотность увеличивается до значений 10^{23} атомов в 1 см 3 на длине около 10^{-6} см за время порядка 10^{-2} с). Коэффициент диффузии водорода в большинстве металлов велик, и система быстро достигает равновесия. Однако градиент концентрации частиц значительно круче в направлении к поверхности, чем в глубь металла. Поэтому захваченные частицы охотнее диффундируют к стенке. В равновесии каждая падающая частица рассеивается назад или выбивает захваченную частицу. При этом чистого накопления частиц в металле не происходит, и отношение потока обратно рассеянных частиц к потоку частиц, вышедших из металла, можно представить в виде $R_N/(1 - R_N)$. Механизмами высвобождения захваченных частиц из кристаллической решетки металла, по-видимому, являются комбинации термического выхода и выхода, инициированного энергетичными частицами. Тем не менее некоторые указания о времени достижения равновесия можно получить из работ по термическому выходу частиц [22]. В этом случае поток выходящих частиц в каждый момент времени можно представить в виде

$$\Gamma_W(t) = \Gamma_W(0) \operatorname{erf} [\lambda_W (4D_W t)^{-1/2}], \quad (14.33)$$

где D_W — коэффициент диффузии захваченных атомов. Если принять, что в равновесии $\Gamma_W(t)/\Gamma_W(0) \approx 0,1$, то $\lambda_W (4D_W t)^{-1/2} \approx 0,1$, и подстановка характерного значения для металлов при комнатной температуре показывает, что $t \sim 10$ с.

Температуру вышедших на поверхность частиц, по-видимому, можно аппроксимировать температурой поверхности, однако нет ясных доказательств, выходит ли "водород" в виде атомов или молекул. С точки зрения поверхностной энергии связи более благоприятным оказывается выход молекул, и это предположение часто делается при моделировании пристеночной плазмы. Однако падающие и отраженные обратно частицы являются энергетичными, и они могут выбить связанный на поверхности атом прежде, чем он станет мигрировать по поверхности и сформировать молекулу. Имеются доказательства, что при большой концентрации водорода, сорбированного на поверхности, выходят в основном атомы [68]. Однако в нормальных температурных режимах поверхностная концентрация невелика и предположение о выходе молекул является правдоподобным.

Детали процессов обратного рассеяния и высвобождения частиц зависят от того, является ли падающая частица ионом или атомом. В условиях нормального падения частиц с энергией E в обоих случаях доля отраженных частиц равна $R_N(E)$ со средней энергией $E(R_E/R_N)_E$, а доля высвобожденных с поверхности низкоэнергетичных частиц равна $(1 - R_N)_E$. Однако дочерние атомы, возникающие при перезарядке, возвращаются на стенку не под прямым углом, а с хаотически распределенными углами падения и с максвелловским распределением по скоростям. Ионы под действием ускоряющей разности потенциалов в дебаевском слое приобретают скорость по направлению к пластине, и, как видно из (14.27), поток их энергии близок к моноэнергетическому.

Распыление. Распыление связано с вылетом поверхностного атома, получившего каким-либо способом импульс от падающей частицы. Распыление под действием тяжелых ионов достаточно хорошо изучено, и результаты описываются существующей теорией [60]. В этой теории распыление обусловлено передачей импульса налетающей частицы атому в твердом теле с последующим переносом импульса к поверхности в результате каскадных столкновений атомов решетки. Однако эта теория неверна при обмене импульсов в случае легких частиц, таких, как D^+ и T^+ . Распыление легкими ионами недавно было детально описано в [56]. Не вдаваясь в подробности, отметим, что в этом случае существенны два механизма: один, связанный с прямой передачей импульса от иона к атому на поверхности, и второй — с потерей импульса отраженной обратно частицы при выходе через поверхность. Первый механизм справедлив при наклонном падении. Он приводит к анизотропному распылению частиц в конусе с осью вдоль направления движения. Второй механизм, более характерный в условиях нормального падения и больших энергий, приводит к косинусоидальному распределению распыляемых атомов. Коэффициент распыления (атом на ион) наибольший при скользких углах падения. Он может быть в 20 раз больше, чем при нормальном падении. Имеется порог по энергии, ниже которого переданной атомам кристаллической решетки энергии недостаточно, чтобы произошло распыление. Значение порога E может быть связано с энергией сублимации твердого тела E_W

$$E_{th} \approx E_W / [\xi (1 - \xi)], \quad (14.34)$$

где

$$\xi = 4M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2.$$

Значения E приведены в сборнике данных по распылению легких ионов низких энергий [57]. К примеру, пороги распыления протонов на алюминии и других материалах равны: $H \rightarrow Al = 53$ эВ; $H \rightarrow C = 9,9$ эВ; $H \rightarrow Fe = 64$ эВ; $H \rightarrow Mo = 164$ эВ; $H \rightarrow Ni = 47$ эВ; $H \rightarrow Ta = 460$ эВ; $H \rightarrow Ti = 43,5$ эВ; $H \rightarrow V = 76$ эВ; $H \rightarrow W = 400$ эВ. Эти значения оказываются несколько заниженными по сравнению с данными по термическому распылению. Разницу можно объяснить тем, что при ионной бомбардировке кристаллическая структура поверхности разрушается и поверхность становится аморфной. Оценки коэффициента распыления низкоэнергети-

ческих частиц H^+ , D^+ , ${}^3He^+$ и ${}^4He^+$ на большом числе различных материалов мишени приводят к некоторой универсальной кривой, которая при нормальном падении имеет следующий вид:

$$Y = 6,4 \cdot 10^{-3} M_2 \zeta^{5/3} \left(\frac{E}{E_{th}} \right)^{1/4} \left(1 - \frac{E_{th}}{E} \right)^{7/2} \quad (14.35)$$

(здесь Y измерены в атомах на 1 ион).

Выражение (14.35) определяет коэффициент распыления¹ с точностью до двойки при $M_1/M_2 \leq 0,4$ и $1 < E/E_{th} < 20$.

Считается, что (14.35) в равной мере описывает распыление и под действием падающих атомов, однако отличия в углах падения и энергии, о которых говорилось в отношении обратного рассеяния, будут также относиться к распылению атомами.

Коэффициент распыления никеля некоторыми ионами показан на рис. 14.8. (Использованы данные [57]. Для иллюстрации выбрана мишень из никеля, так как для никеля измерены коэффициенты самораспыления Ni^+ на Ni .) Кривые, проведенные на графике, соответствуют (14.35) и дают хорошее согласие с измеренными значениями. Видно, что распыление ионами "водорода" незначительно для энергий, характерных в пристеночной плазме. Однако коэффициент самораспыления Y_{self} может превышать единицу. Когда $Y_{self} \rightarrow 1$, может устанавливаться самоподдерживающийся режим, в котором распыление осуществляется в основном самими ионами распыленного материала, а энергия, необходимая для поддержания этого процесса, черпается из плазмы в разнообразных процессах столкновений. При моделировании граничных условий у стенки удобно ввести в качестве эффективного коэффициента распыления величину

$$Y' = \frac{Y_{pl}}{1 - Y_{self}}, \quad (Y_{self} < 1). \quad (14.36)$$

Нужно отметить, что значение Y_{self} сильно зависит от энергии падающей частицы, которая в свою очередь определяется дебаевским потенциалом, зарядовым состоянием и скоростью. В определении зарядового состояния примеси важную роль играют атомные процессы. В настоящее время имеется мало атомных данных, полученных экспериментально. Некоторые сечения ионизации получены в экспериментах методом скрещенных пучков [44].

Распыленные атомы выходят с малыми скоростями. Распределение скоростей атомов железа, распыленных при нормальном падении ионами дейтерия с энергией 10 кэВ, показаны на рис. 14.9 [18]. Значение скорости в максимуме эквивалентно энергии 2,2 эВ. Это распределение похоже на распределение, предсказываемое моделью Томсона [69], которая описывает распыление тяжелыми ионами. Однако эта аналогия

¹ Более точное выражение получено в [6].

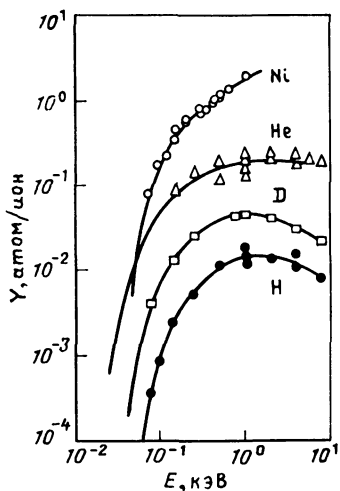


Рис. 14.8. Зависимость коэффициента распыления Y от энергии падающих ионов (нормальное падение) [57]

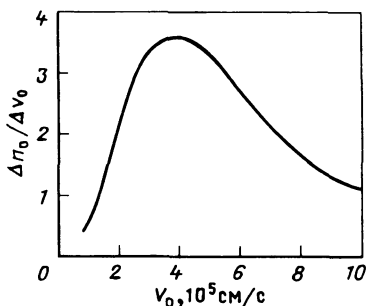


Рис. 14.9. Распределение по скоростям распыленных атомов железа при нормальном падении ионов дейтерия с энергией 10 кэВ [18, 56]

не распространяется на распределение в области больших скоростей из-за малой эффективности передачи импульса между падающим ионом с малой массой и тяжелым атомом мишени. Эрозия поверхности происходит также из-за процессов химического распыления, которые возникают, когда падающие частицы химически связываются с одним или несколькими атомами на поверхности и возвращаются в плазму в составе молекулы.

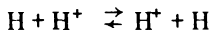
Такой механизм распыления оказывается существенным, если в плазме содержится примесь кислорода или поверхность углерода бомбардируется "водородной" плазмой. Химическое распыление оказывается чувствительным к температуре поверхности из-за относительно малой энергии химических связей. Недавние исследования температурной зависимости коэффициентов распыления графита как водородом, так и гелием [58] показывают заметное увеличение распыления при температуре свыше 1000 К. Этот эффект связан с испарением атомов графита. Уровень распыления столь велик, что возникают сомнения относительно возможности использования лимитерных или диверторных пластин из графита. Эрозия, вызванная распылением, в некоторой степени компенсируется перераспределением распыленного вещества по стенке. Численный анализ процесса перераспределения был предпринят в [7], в которой прослеживалась траектория примесей. Эта и другие модели показывают, что многие атомы возвращаются на поверхность лимитера или диверторной пластины, хотя происходит перераспределение вещества и по другой поверхности. В настоящее время основные свойства перераспределенного вещества в пристеночной плазме остаются неисследованными.

14.5. АТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

Атомные процессы в пристеночной плазме обусловлены преимущественно столкновениями, сопровождающимися свободно-связанными переходами. В плазме наиболее широко представлены атомы и молекулы водорода. Имеются также примесные атомы и ионы в меньшей концентрации. Легкие элементы, такие, как кислород и углерод, являются типичными продуктами выхода захваченного поверхностью газа. Присутствие в плазме частиц с большой массой обусловлено эрозией поверхности камеры. Например, железо поступает со стенки камеры, сделанной из стали, а вольфрам (или другие тугоплавкие материалы) — из лимитера. В плазме работающего реактора на смеси дейтерия с тритием будут присутствовать также атомы гелия. Начальные скорости большинства атомов этих элементов в пристеночной области зависят от процессов взаимодействия с поверхностью. Столкновения этих атомов с заряженными частицами плазмы описываются выражением

$$K = nn_0 \langle \sigma \bar{v} \rangle, \quad (14.37)$$

где n и n_0 — плотность соответственно плазменных и нейтральных частиц; \bar{v} — их относительная скорость. Здесь σ — сечение, а $\langle \sigma \bar{v} \rangle$ — скорость процесса, усредненная по максвелловскому распределению скоростей. Столкновения с электронами являются обычно более частыми благодаря их сравнительно большим тепловым скоростям, однако резонансная перезарядка типа



может быть также существенна из-за большого значения сечения этого процесса при малых скоростях столкновений. Имеются несколько других процессов, которые, по-видимому, могут играть определенную роль в пристеночной области¹. Плазма может рассматриваться прозрачной для излучения, обусловленного свободно-связанными переходами, поэтому реакциями, связанными с возбуждением фотонами, можно пренебречь.

Электронные столкновения способствуют выносу тепловой энергии из плазмы из-за ионизации или индуцированных радиационных переходов в водороде, атомах и не полностью ионизованных примесных ионах. Излучение из плазмы в принципе может быть также связано с электрон-ионной рекомбинацией. Однако электронная плотность недостаточно велика для поддержания трехчастичных процессов. Если считать, что атомные процессы локализованы за сепаратрисой, то можно показать, что характерное время двухчастичной рекомбинации в этой области

$$\tau_{\alpha} = [n_e \alpha(T_e)]^{-1} \quad (14.38)$$

значительно превышает время продольного дрейфа $\tau_{\parallel} = L_{\parallel} / v_{\parallel}$. Здесь

¹ Ситуация оказывается более сложной, когда для нагрева плазмы используется инжекция нейтрального пучка. Горячие атомы пучка могут перезарядаться с примесными ионами в пристеночной плазме, и скорость этого процесса будет значительной.

$\alpha(T_e)$ – коэффициент рекомбинации. Приведем оценку для частично ионизованных ионов кислорода. В условиях, типичных для пристеночной плазмы токамака $T_e \approx 30$ эВ, $n_e \approx 10^{13}$ см⁻³ главную роль для этих ионов играет процесс диэлектронной рекомбинации. Коэффициенты рекомбинации оказываются порядка 10^{-11} см³/с [66], и из (14.38) получаем, что характерное значение $\tau_\alpha \sim 10^{-2}$ с.

Если считать, что примесные ионы дрейфуют со скоростью, сравнимой с потоковой скоростью основной дейтерий-тритиевой плазмы (продольная скорость плазмы считается равной $0,3c_s$), то характерная длина рекомбинации составит около $1,5 \cdot 10^4$ см, что много больше соответствующей длины канала. Этот факт подтверждает, что объемная рекомбинация примесных ионов несущественна по сравнению с процессами захвата электронов на граничных поверхностях. Выделенным случаем является случай протонов и водородоподобных ионов, так как для них нет диэлектронной рекомбинации. Для этих ионов при умеренных значениях плотности пристеночной плазмы единственным альтернативным процессом остается двухчастичная радиационная рекомбинация, для которой скорости процессов малы. Рекомбинацией протонов можно в основном пренебречь во всей плазме, но любые примесные ионы, которые проникают в горячую область, будут находиться там относительно долго и могут участвовать в процессах рекомбинации. Однако, основываясь на сказанном в § 14.2, можно думать, что малая доля полного числа примесных атомов, выходящих в пристеночную плазму, проникнет в горячую область разряда.

Потери энергии при столкновении электронов с атомами "водорода". В соответствии с изложенным выше наиболее важными атомными процессами, связанными со столкновениями электронов с атомами водорода, по-видимому, являются следующие.

1) Возбуждение атома с уровня p на верхний уровень q



с последующим спонтанным радиационным распадом



Другой процесс связан со столкновительным возбуждением, который обратен процессу (1'). При таком ударе второго рода энергия передается электронной компоненте.

2) Ионизация атома с уровня p



Однако обратной реакцией – трехчастичной рекомбинацией в условиях пристеночной плазмы можно пренебречь, поскольку плотность электронов невелика, а температура относительно большая.

Роль этих процессов обсуждается подробно в гл. 3, а которой они рассматриваются в свете работ [3, 4, 36, 43]. Достаточно отметить, что процессы, связанные с электронными столкновениями, приводят к ионизации либо прямо, посредством перехода связанного электрона в континуум, либо косвенно, путем каскадных переходов, переводящих элек-

троны в континуум. Сечение таких переходов может быть большим (оно пропорционально четвертой степени главного квантового числа). Таким образом, даже в условиях умеренной электронной плотности времена столкновений

$$\tau_p = (n_e \langle \sigma_p v_e \rangle)^{-1} \quad (14.39)$$

оказываются меньше, чем радиационные времена жизни для всех возбужденных состояний, кроме слабовозбужденных. Поэтому число излучающих каналов уменьшается. При этом возрастает роль ионизации посредством цепочки переходов в верхние состояния и перераспределения заселенности основного состояния посредством дополнительной цепочки безызлучательных переходов в низшие состояния. Показано, что эта цепочка безызлучательных столкновений играет существенную роль. В условиях пристеночной плазмы τ_p заметно меньше времени жизни частиц, и член с ионизацией можно представить в виде

$$K_i = n_e [n(g)S_{C-R} - n_e a_{C-R}], \quad (14.40)$$

где $n(g)$ — плотность в основном состоянии; S_{C-R} — эффективный коэффициент столкновительно-излучательной (ступенчатой) ионизации, который учитывает описанные выше процессы (на рис. 14.12 приведено сравнение S_{C-R} с коэффициентом ионизации с основного состояния). Выражение (14.39) включает в себя также столкновительно-излучательную рекомбинацию, которой обычно можно пренебречь в условиях пристеночной плазмы.

Изложенное выше сводится к тому, что электроны, сталкиваясь в частично ионизованной "водородной" плазме, теряют энергию в процессах ионизации и излучения с нескольких низколежащих уровней. При этом средняя величина энергии, расходуемой на образование одной протон-электронной пары (цена ионизации), ξ_i должна учитывать потери по обоим каналам. Величина ξ_i была вычислена в [43] для водородоподобных ионов в условиях, когда рекомбинацией можно пренебречь ($T_e \gg 2$ эВ). Цену ионизации для атомарного водорода можно представить в виде

$$\xi_i = (X_i S_{C-R} + P_{\perp} n_e^{-1}) / S_{C-R}. \quad (14.41)$$

где $P_{\perp}(T_e, n_e)$ — коэффициент, учитывающий вклад каскадных процессов. Зависимость цены ионизации водорода¹ ($Z = 1$) от температуры электронов для значений $n_e = 10^{12}$, 10^{13} и 10^{14} см⁻³ показано на рис. 14.10 сплошными кривыми. Однако эти значения относятся к столкновению электронов с водородоподобными ионами. При их вычислении используются кулон-борновские сечения, которые в условиях не очень высоких температур завышают ионизацию и возбуждение при

¹ Для водородоподобных ионов с зарядовым состоянием Z параметры меняются согласно соотношениям

$$[T_e]_Z \equiv Z^2 T_e; \quad [\xi_i]_Z \equiv Z^2 [\xi_i]_H \quad [n_e]_Z \equiv n_e Z^{-7}.$$

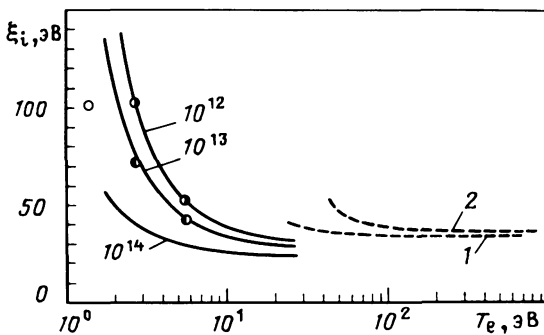
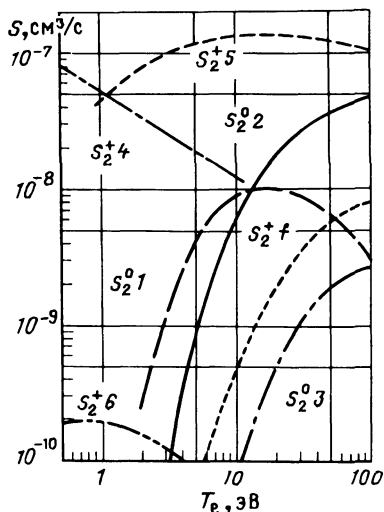


Рис. 14.10. Зависимость цены ионизации атомов водорода от электронной температуры. Кружки относятся к водородоподобным ионам с $Z = 1$ [3, 4]. Данные соответствуют значениям $n_e = 10^{12}$, 10^{13} и 10^{14} см^{-3} . Штриховые кривые взяты из [13]. Вклад вторичных электронов в ионизацию виден из сравнения штриховых кривых, полученных с учетом (1) и без учета (2) вторичных электронов

столкновениях электронов с атомами водорода. Чтобы продемонстрировать сказанное выше для атомов водорода (14.41), были подставлены значения S_{C-R} и P из [4] и [3] соответственно, и результат представлен на рис. 14.10 в виде кружков. Из рис. 14.10 видно, что отличие между кривыми мало, за исключением области малых температур и больших плотностей электронов, где использование сечения для ионов (вместо сечений для атомов) занижает ξ_i . В высокотемпературных режимах цена ионизации слабо зависит от температуры. При низких температурах она увеличивается с ростом температуры вследствие увеличения радиационных потерь, так как энергия электронов оказывается недостаточной для прямой ионизации атома. Однако этот рост уменьшается с увеличением электронной плотности из-за подавления излучательных каналов и увеличения ударов второго рода сопровождающихся девозбуждением. При больших плотностях (не показанных на рис. 14.10) цена ионизации перестает расти и принимает значение, равное энергии ионизации $\chi_i = 13,6$ эВ. Независимые расчеты цены ионизации в области больших энергий были проведены в [13] для моноэнергетических электронов, проходящих через мишень, состоящую из атомов водорода в основном состоянии. Они показаны на рис. 14.10 штриховыми кривыми и подтверждают сказанное выше о характере зависимости цены ионизации от параметров плазмы. Однако, поскольку в этих расчетах не учитывались столкновительно-излучательные эффекты, цена ионизации оказывается несколько завышенной. Численный алгоритм для расчета по данным [43] приведен в [32, 33].

Цену ионизации в условиях пристеночной плазмы, когда $T_e \gtrsim 20$ эВ, разумно считать равной 25–30 эВ. Следует отметить, что в условиях рециклинга в пристеночной плазме в каждом акте ионизации электроны теряют энергию, равную $\xi_i - \chi_i$, которая излучается из плазмы. При этом энергия ионизации χ_i , затрачиваемая электронами, запасается в ионах в виде потенциальной энергии. Энергия ионов, образующихся при перезарядке, равна энергии атомов, участвующих в перезарядке, тогда как

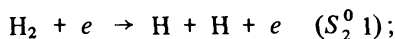
Рис. 14.11. Зависимость скорости процессов, связанных со столкновениями электронов с H_2 и H_2^+ , от температуры электронов T_e . Величины $S_2^0 1$, $S_2^0 2$ и $S_2^0 3$ относятся к столкновениям электронов с молекулами H_2 , тогда как $S_2^+ 4$, $S_2^+ 5$, $S_2^+ 6$ и $S_2^+ 7$ связаны со столкновениями с молекулярными ионами H_2^+ . Процессы 1, 2 и т.д. описаны в тексте



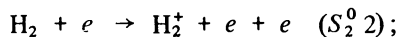
большинство освободившихся электронов имеет низкую энергию (обычно несколько электрон-вольт). В процессе кулоновских столкновений с основной плазмой энергия и скорость этих частиц приходят в равновесие с температурой плазмы и дрейфовой скоростью, однако возможность такой термализации зависит от локальных параметров плазмы в пристеночной области.

Влияние молекулярного водорода. Столкновения электронов с молекулами водорода сопровождаются ионизацией и излучательными потерями энергии, а также образованием "протонов" и атомов "водорода" в процессах диссоциации. Этим вопросам уделялось относительно мало внимания при изучении термоядерной плазмы, и, кроме того, они оказываются сильно усложнены влиянием колебательных возбуждений на скорости реакций в условиях низких температур. В последующем изложении излучательные процессы будут опущены и внимание будет уделено процессам, которые ведут к захвату "протонов" и формированию атомов "водорода" в пристеночной плазме. Наиболее важными реакциями, связанными с нейтральными молекулами "водорода", являются:

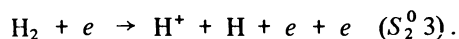
диссоциация



ионизация



диссоциативная ионизация

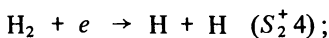


Существуют экспериментальные данные, относящиеся к нейтральным молекулам водорода, находящимся в основном колебательном состоянии. Сечения и соответствующие скорости реакций (значения $S_2^0 1$, $S_2^0 2$, $S_2^0 3$) можно найти в [38]. Скорости процессов приведены на рис. 14.11, из которого видно, что при всех значениях электронных температур $S_2^0 3$ значительно меньше, чем $S_2^0 2$. Таким образом, прямая

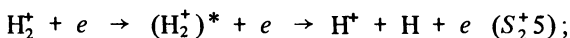
ионизация нейтральной молекулы H_2 дает преимущественно H_2^+ . Когда электронная температура превышает 10 эВ, полный коэффициент ионизации $S_2^0 + S_2^0 3$ превосходит коэффициент диссоциации на атомы $S_2^0 1$. Однако при низких температурах преобладает диссоциация молекул.

Распределение колебательных состояний среди молекул водорода, поступающих со стенки под воздействием падающих частиц, в условиях пристеночной плазмы изучено еще недостаточно. Известно, что образованные при ионизации возбужденных молекул водорода ионы H_2^+ имеют распределение по возбужденным колебательным уровням, которые достаточно хорошо определяются соответствующими факторами Франка—Кондона [16]. Также показано, что распределение колебательных уровней в целом хорошо согласуется с измеренными значениями сечений [48]. Более того, это распределение, по-видимому, не искажается сильно в последующих столкновениях H_2^+ с частицами плазмы [14]. Процессы, в которых электроны сталкиваются с молекулярными ионами водорода H_2^+ , включают:

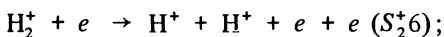
диссоциативную рекомбинацию



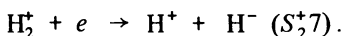
диссоциативное возбуждение



диссоциативную ионизацию



диссоциативное прилипание



Экспериментальные данные по этим процессам представлены в [15]. На рис. 14.11 показаны скорости процессов, взятые из [38], за исключением значений $S_2^+ 5$ и $S_2^+ 7$, которые были специально рассчитаны¹. Из рис. 14.11 видно, что при $T_e \gtrsim 5$ эВ диссоциативное возбуждение способствует разрушению ионов водорода H_2^+ , в результате чего они быстро диссоциируют на протоны и атомы водорода.

Образование протонов в процессах диссоциативной ионизации молекул водорода и диссоциативного прилипания и ионизации молекулярных ионов водорода относительно мало. К тому же сравнение процессов $S_2^+ 4$ и $S_2^+ 5 + S_2^+ 6$ показывает, что разрушение H_2^+ при диссоциативной рекомбинации, по-видимому, будет существенным лишь при очень низких электронных температурах. Аналогичное ограничение имеет

¹ В [38] при расчете $S_2^+ 5$ предполагалось, что колебательные уровни H_2^+ не возбуждены. Однако как теория, так и эксперимент показывают, что это маловероятно. Поэтому коэффициент $S_2^+ 5$ на рис. 14.11 определялся непосредственно из измеренных сечений. Эти значения можно сравнить с другими коэффициентами, которые получены таким же образом.

место и для диссоциативного прилипания, так что обоими процессами можно пренебречь в настоящем рассмотрении. Сейчас существуют экспериментальные значения сечений диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов дейтерия D_2^+ . Отсутствуют данные для молекул дейтерия и трития, которые могут иметь другие колебательные уровни из-за своей молекулярной асимметрии. Нет данных и для молекул трития.

Учитывая сказанное выше о различных механизмах образования протонов, скорость этого процесса в условиях пристеночной плазмы запишем в виде

$$S_2^0(H^+) \approx S_2^2 2 [(S_2^+ 5 + 2S_2^+ 6) / (S_2^+ 5 + S_2^+ 6)] + S_2^0 3, \quad (14.42)$$

где $S_2^0(H^+)$ – скорость образования протона из молекулы водорода; $S_2^0(H)$ – скорость образования атомов водорода,

$$S_2^0(H) \approx 2S_2^0 1 + S_2^0 3 + S_2^0 2S_2^+ 5 / (S_2^+ 5 + S_2^+ 6). \quad (14.43)$$

Время столкновений электронов с молекулами водорода в пристеночной плазме $\tau(H_2) \approx (n_e S_2^0 2)^{-1}$, вообще говоря, превышает время релаксации атомных уровней. В этих условиях, вероятно, будет устанавливаться равновесие, подобное равновесию в случае изолированных атомов. К сожалению, данные по столкновительно-излучательным состояниям молекул также отсутствуют. Поэтому при моделировании пристеночной плазмы вклад молекул в излучение считается равным излучению от двух изолированных атомов [32].

Столкновениями, приводящими к образованию H_3^+ , можно пренебречь, так как скорость реакции



не превышает 10^{-9} см³/с, что почти на два порядка меньше скорости реакции распада H_2^+ при электронном ударе. В этом отношении пристеночная плазма заметно отличается от плазмы, создаваемой в ионных источниках, в которой плотность H_2 может быть увеличена за счет принудительной подпитки молекулярного газа.

Концентрация молекул в пристеночной плазме зависит преимущественно от значения коэффициента отражения "протонов" и "водородных" атомов от поверхности. Если принять, что вероятность образования молекул равна $1 - R_N$, то становится ясным (см. § 14.4), что источник молекул мал в условиях низкой температуры и велик при высоких температурах, так как R_N уменьшается с увеличением энергии падающих частиц. Вообще говоря, около половины всех продуктов диссоциации этих молекул захватывается в плазме в виде "протонов". Другая половина состоит из атомов, которые вовлекаются в перезарядочные столкновения и ионизируются под действием электронов плазмы.

Рециклинг и захват атомов "водорода". О важности резонансной перезарядки протонов с атомами водорода вкратце говорилось выше. Динамика нейтралов в пристеночной плазме может быть описана достаточно точно с помощью метода Монте-Карло, который учитывает изменение как импульса, так и энергии атомов при их взаимодействии с "прото-

нами» плазмы и поверхностью стенки [12]. Другой подход связан с использованием аналитических методов описания в рамках диффузионной модели. Здесь, однако, мы ограничимся простейшей моделью, которая позволит оценить влияние атомных процессов на параметры нейтральных частиц. Рассмотрим два случая: 1) атомы обладают скоростью v_0 , с которой они выходят со стенки; 2) скорости атомов в результате перезарядки равны тепловой скорости v_{th} . В случае 1 длину пробега атома Δ_a можно записать в виде

$$\Delta_a^{-1} = \frac{1}{\lambda_{cx}^a} + \frac{1}{\lambda_i^a}, \quad (14.45)$$

где λ_{cx}^a — длина перезарядки,

$$\lambda_{cx}^a = v_0 / n_i \langle \sigma_{cx} \bar{v}_{op} \rangle,$$

а λ_i^a — длина ионизации под действием электронов,

$$\lambda_i^a = v_0 / n_e \langle \sigma_i \bar{v}_{oe} \rangle.$$

Здесь \bar{v}_{op} — относительная скорость "протон"-атомных столкновений и $\bar{v}_{oe} \approx \bar{v}_e$. Введем параметр

$$G_a = \frac{\lambda_{cx}^a}{\lambda_{ei}^a} = \frac{S_{cx}^a}{S_{ix}^a}. \quad (14.46)$$

Тогда (14.45) принимает вид

$$\lambda_a = \lambda_{cx}^a / (1 + G_a). \quad (14.47)$$

В случае 2 описание атомов сводится к диффузионной задаче. Распределение атомов характеризуется диффузионной длиной, равной длине перезарядки λ_{cx}^b .

$$\lambda_{cx}^b = v_{th} / n \langle \sigma_{cx} \bar{v}_b \rangle, \quad (14.48)$$

где \bar{v}_b — относительная скорость сталкивающихся частиц. Для атомов с массой m_0 в плазме с одним сортом ионов с массой m_i относительная скорость

$$v_b = \left(\frac{8kT_i}{\pi} \frac{m_0 + m_i}{m_0 m_i} \right)^{1/2}. \quad (14.49)$$

Поскольку диффузия атомов считается одномерной, диффузионную длину представим в виде

$$\Delta_b \approx \left(\frac{N_b}{3} \right)^{1/2} \lambda_{cx}^b. \quad (14.50)$$

Здесь N_b — среднее число перезарядок, испытанных атомом до ионизации. Оно равно отношению столкновительных времен:

$$N_b \approx \frac{\tau_{ei}^b}{\tau_{cx}^b} \approx \frac{S_{cx}^b}{S_{C-R}^b} \approx \frac{1}{G_b}. \quad (14.51)$$

Подставляя N_b в (14.50), получаем

$$\Delta_b \approx \frac{1}{3} G_b^{1/2} \lambda_{cx}^b. \quad (14.52)$$

Рассмотрим теперь однородную плазму, простирающуюся от некоторой поверхности до бесконечности, и рассмотрим движение атомов только по направлению оси x , нормальной к поверхности. В случае 1 поток атомов Γ^a в точке x представим в виде

$$\Gamma^a(x) = \Gamma^a(0) \exp(-x/\Delta_a).$$

При этом число рассеянных атомов в элементе dx в точке x в единицу времени

$$K_x^a \approx \Gamma_x^a(dx/\lambda_{cx}^a).$$

В результате рассеяния атомы либо двигаются с равной вероятностью в глубь плазмы (где они ионизируются), либо отражаются назад к стенке. Атомы, возвращающиеся назад из точки x , расположенной в интервале dx , находятся в состоянии 2, и их поток на стенку можно записать в виде $\Gamma^b(x) \approx \frac{1}{2} K^a(x) \exp(-x/\Delta_b)$. Проведя некоторое преобразование и проинтегрировав, получаем

$$\frac{\Gamma^b}{\Gamma^a} \approx \frac{1}{2} \frac{1}{\lambda_{cx}^a} \frac{\Delta_a \Delta_b}{\Delta_a + \Delta_b}, \quad (14.53)$$

где отношение Γ^b/Γ^a представляет долю вышедших со стенки атомов, которые в результате рециклинга попадают обратно на поверхность.

Выражение (14.53) можно представить в виде

$$\Gamma^b/\Gamma^a \approx \frac{1}{2} \left[1 + G_a + (3G_b)^{1/2} \frac{\lambda_{cx}^a}{\lambda_{cx}^b} \right]^{-1}. \quad (14.54)$$

Значения G_b приведены на рис. 14.12, а именно: скорость перезарядки S_{cx}^b для D + D-, T + T- и D + T-столкновений¹, а также скорость электрон-

¹ В некоторых моделях используются сечения перезарядки, приведенные в [23]. Нужно отметить, что эти данные относятся к H + H⁺-столкновениям, в которых $v_0 = 0$. Случай D + D⁺-столкновений, о котором речь шла выше для (σ_{cb}) , приводит к численным значениям [как следует из (14.49)] таким же, как и для H + H⁺, когда $v_0 = 0$. Аналитические выражения, используемые здесь для сечения перезарядки, взяты из [55].

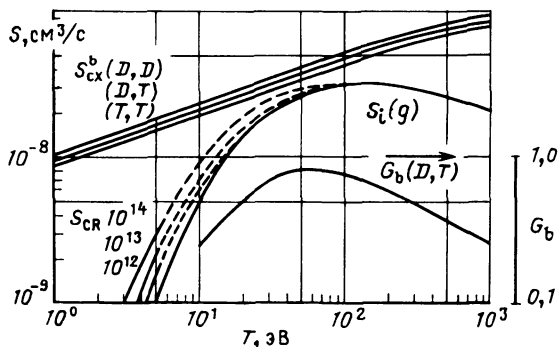


Рис. 14.12. Зависимость скоростей перезарядки и электронной ионизации от температуры плазмы. Кривые S_{CX}^b для различных процессов (D, D), (D, T) и (T, T) описывают зависимость скорости перезарядки ионов плазмы с термализованными атомами от массы изотопов водорода. Приведена зависимость $S_i(g)$ для скорости ионизации "водородного" атома из основного состояния, а также отношение $G_b = S_i(g)/S_{CX}^b(D-T)$ – коэффициент ступенчатой ионизации для водородной плазмы при $n_e = 10^{12}, 10^{13}$ и 10^{14} см⁻³. Сплошные кривые взяты из [4], штриховые – экстраполяции в области высоких температур

ной ионизации $S_i(g)$; последняя не зависит от массы иона, так как $\bar{v}_{oe} \approx v_e$. Приведены также значения эффективного коэффициента ступенчатой ионизации S_{CR} , однако ступенчатая ионизация более существенна при низких электронных температурах. В настоящем рассмотрении этим процессом пренебрегаем и считаем, что $S_{CR}^a = S_{CR}^b = S_i(g)$. Величина G_b малочувствительна к температуре в условиях пристеночной плазмы (в интервале от 20 до 100 эВ). В качестве типового значения можно взять $G_b \approx 0,6$. Параметр G_a не отличается заметно от G_b , так как, во-первых, $\bar{v}_{op} < v_{th}$ и, во-вторых, \bar{v}_{op} для атомов, участвующих в рециклинге, не может сильно превышать v_b . Если считать, что $G_a \rightarrow G_b \rightarrow 0,6$ и по аналогии $S_{CX}^a \rightarrow S_{CX}^b$ то (14.54) можно свести к виду

$$\Gamma^b/\Gamma^a = \frac{1}{2} (1,6 + 1,3 v_0/c_i). \quad (14.55)$$

Типичное значение Γ^b/Γ^a , соответствующее быстрым атомам, испытавшим обратное рассеяние ($v_0 \rightarrow v_{th}$), оказывается равным 0,17. Однако это значение увеличивается с уменьшением скорости выходящих атомов и стремится к предельному значению около 0,3 при $v_0 \rightarrow 0$. Это значение отношения Γ^b/Γ^a надо рассматривать как нижний предел, поскольку в действительности плазма не является однородной. Оно также несправедливо, если все отраженные вглубь атомы ионизируются в плазме. Нужно также отметить, что ситуация оказывается несколько иной, когда в пристеночную область проникают быстрые атомы пучка, используемого для нагрева центральной плазмы.

Столкновения электронов с ионами примеси. Чтобы определить мощность излучательных потерь, связанных с ионизацией примесных атомов,

поступающих с граничных поверхностей, необходимо знать характер движения примесей в плазме. В общем случае можно считать, что каждый атом примеси ионизируется вблизи стенки¹. При этом время жизни примесного иона и его зарядовое состояние зависят от параметров плазмы и поверхности, а также от атомного номера примеси. Каждому зарядовому состоянию примесного иона соответствуют характерные излучательные потери энергии ξ_Z^r . В случае ступенчатого процесса ионизации полные потери энергии ξ_{imp} , эВ/атом, связанные с ионизационным циклом каждого вышедшего с поверхности атома, можно представить в виде

$$\xi_{\text{imp}} = P_{01} (\xi_0^r + \chi_0) + P_{01} P_{12} (\xi_1^r + \chi_1) + P_{01} P_{12} (\xi_2^r + \chi_2) + \dots, \quad (14.56)$$

где верхний предел по зарядовому состоянию определяется временем жизни или условием полной ионизации атома. Параметры P_{01} , P_{12} и т.д. обозначают вероятности того, что примесный атом пройдет через эти зарядовые состояния в течение времени своего пребывания в плазме. Считается, что $P_{01} = 1$. Если время жизни известно, то выражение

$$P_{Z \rightarrow Z+1} = 1 - \exp\left(-\frac{\tau_{\text{imp}}}{\tau_i}\right)_Z \quad (14.57)$$

можно использовать для определения соответствующих вероятностей в (14.56).

Считается, что объемный рекомбинацией можно пренебречь. При этом энергию, теряемую электронами плазмы в каждой стадии ионизации, можно найти из выражения

$$\xi_Z = \chi_Z + [P_{LZ} (n_e, T_e) / S_{C\alpha} (n_e, T_e)]_Z, \quad (14.58)$$

в котором P_{LZ} — коэффициент мощности потерь на линейчатое излучение; $S_{C\alpha}$ — коэффициент столкновительной диэлектронной ионизации, который аналогичен S_{CR} , рассмотренной в § 14.5. Как следует из § 14.2, в общем случае определить время жизни примеси τ_{imp} не представляется возможным. Тем не менее, чтобы описать механизм потерь энергии из плазмы, связанный с примесями, примем, что τ_{imp} сравнимо с временем термализации примесного иона в ион-ионных столкновениях в потоке дейтерий-третиевой плазмы. Этот поток взаимодействует с поверхностью, в результате чего с поверхности выходят примесные атомы. Можно показать, что время термализации соответствует времени t_T , необходимому для увеличения примесного иона потоком дейтерий-третиевой плазмы и выносом его обратно на поверхность стен-

¹ Это не вполне справедливо в области откачивающих устройств, используемых, в частности, для откачки атомов гелия, которой благоприятствует то, что $S_i(g)$ и перезарядка атомов гелия в дейтериевой плазме невелики (см. гл. 13).

ки. Согласно [62] имеем

$$t_T = \frac{7,34 \cdot 10^6 MM'}{n' Z^2 Z'^2 \ln \Lambda} \left(\frac{T_i}{M} + \frac{T_i'}{M'} \right)^{3/2}. \quad (14.59)$$

Здесь t_T измерено в секундах, а величины без индексов обозначают параметры пробной частицы (иона примеси), которая движется через ансамбль полевых частиц дейтерий-третиевой плазмы. Параметры последних обозначены штрихом. Очевидно, что время жизни зависит от скорости, с которой атомы покидают поверхность. Чтобы показать, как t_T зависит от начальной скорости, положим $T = 0$ в (14.59) в случае малых начальных скоростей и $T_i = 4ZT$ в случае больших скоростей. Последний случай соответствует обратному рассеянию атомов, возникающих в результате падения на стенку примесных ионов в зарядовом состоянии Z (см. § 14.3 и 14.4). Таким образом,

$$T_i \approx \frac{R_E}{R_N} [2kT_i' + (4kT_e')Z],$$

где $T_e' = T_i'$ и $R_E/R_N \approx 0,7$.

Величины $P_L(n_e, T_e, Z)$ и $S_{C_\alpha}(n_e, T_e, Z)$ определены в [67] для ряда известных примесей¹. Для настоящего обсуждения выбран кислород в качестве примеси, так как имеются детальные данные для ионов кислорода малой кратности (в отличие от металлической примеси, например железа). Параметры в выражении (14.58) почти не зависят от плотности в диапазоне $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, так что значения ξ_Z , вычисленные при $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, применимы и для всей области параметров пристеночной плазмы. Результаты представлены на рис. 14.13, а для $T_i = 4ZT_i'$ и на рис. 14.13, б для $T_i = 0$. Ясно, что ξ_{imp} сильно зависит от температуры плазмы. Она меняется почти на два порядка величины при изменении температуры от 5 до 100 эВ. Однако в этой конкретной модели изменение скорости атомов, выходящих с поверхности, сказывается слабо. Полные потери энергии почти удваиваются, когда скорости выходящих с поверхности атомов малы. Показан также вклад каждого зарядового состояния вплоть до $Z = 5$. Ясно, что вклад зарядовых состояний с $Z \geq 3$ в энергетические потери несущественны при $T_e \lesssim 30$ эВ. Более того, этот вывод мало зависит от выбора соответствующего значения τ_{imp} . Можно было бы принять, что энергия, затрачиваемая на ионизацию атомов кислорода, участвующих в рециклинге вблизи поверхности, в условиях низкотемпературной пристеночной плазмы почти втрое превосходит потери энергии, связанные с ионизацией атомов "водорода". Однако при высоких температурах происходит существенное увеличение радиационных потерь, связанных с зарядовыми состояниями с $Z > 2$.

¹ Кроме того, были получены детальные значения $P_L(n_e, T_e, Z)$ и $S_{C_\alpha}(n_e, T_e, Z)$. Эти расчетные значения S_{C_α} сравнимы с коэффициентами, полученными из экспериментов на пучках [5].

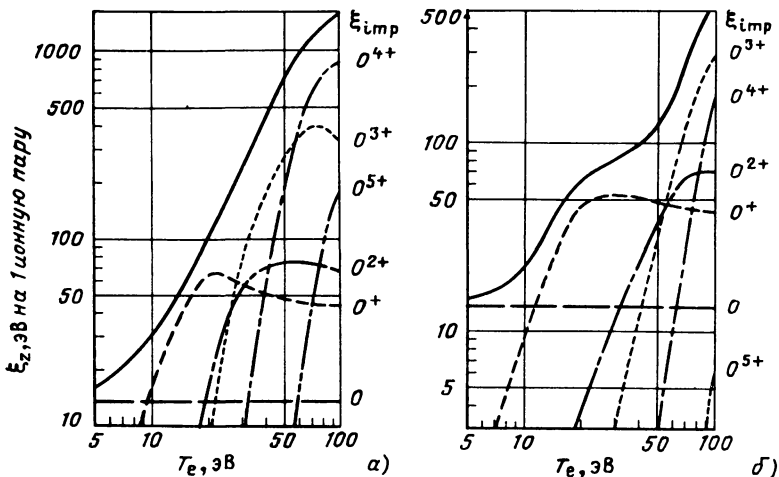


Рис. 14.13. Зависимость средней энергии электрона ξ_z , теряемой при ионизации атома кислорода до зарядового состояния Z в условиях пристеночной плазмы, от электронной температуры T_e . Данные потерь энергии, для линейчатого излучения взяты из [67], а время жизни иона в каждом зарядовом состоянии считается равным времени термализации при ион-ионных столкновениях согласно (59). Энергия, диссипируемая при образовании каждого зарядового состояния иона, показана вместе с суммарными затратами ξ_{imp} , связанными с полной ионизацией атома:

a — данные для атомов, выходящих со стенки с энергией, соответствующей $T_i = 4Z T_i'$; b — те же данные для $T_i \rightarrow 0$

При этом результат начинает сильно зависеть от предположений, касающихся выбора значения τ_{imp} . Тем не менее предыдущие результаты указывают на слабую зависимость потерь от характерных параметров.

Приведенное выше упрощенное рассмотрение является нульмерным. Оно не учитывает пространственного распределения стоков энергии и источников частиц, которые возникают в потоке пристеночной плазмы из-за примесей. Один из подходов к этой проблеме основывается на использовании модифицированной модели коронального равновесия для описания влияния примесей. Используется обычное уравнение баланса заряженных частиц с учетом дополнительных членов, описывающих потери ионов на граничных поверхностях:

$$n_e n (Z-1) S_{(Z-1)} - n_e n_Z S_Z + n_e n (Z+1) a_{(Z+1)} - n_e n_Z a_Z - n_Z \tau_{imp}^{-1} = 0, \quad (14.60)$$

где S и a — скорости ионизации и рекомбинации. Зависимость распределения зарядовых состояний от температуры электронов можно определить из (14.60) для различных значений $n_e \tau_{imp}$ и затем использовать вместе с коэффициентами потерь в корональной модели (см. § 3.7) для определения излучательных потерь из плазмы. Эта процедура была использована в условиях пристеночной плазмы в [1, 59].

Детальное поведение ионов примеси в потоке пристеночной плазмы, текущей параллельно магнитному полю, было рассмотрено в [46]. Использовалась одномерная модель для основной плазмы наряду с исчерпывающим некорональным описанием процессов ионизации. Результаты расчетов по этим моделям, о которых кратко говорилось в § 14.2, дают детальную информацию о распределении зарядовых состояний. Поскольку, однако, рассматриваются лишь пробные концентрации примесей, характер переносов в самой плазме остается неизменным.

Существенное влияние примесей на характер продольного переноса в пристеночной плазме обусловлено не только излучательными потерями [29]. Большое влияние на характер переносов оказывают холодные электроны, возникающие в процессе ионизации. Последние охлаждают плазменные электроны вследствие электрон-электронных столкновений. Дополнительные потери вызваны ускорением многозарядных примесных ионов в поле дебаевского слоя, который поддерживается за счет энергии электронов основной плазмы. Наконец, энергия теряется также из ионной компоненты основной плазмы при ион-ионных столкновениях, в результате которых тяжелые примесные ионы ускоряются до плазменных скоростей.

14.6. ЗНАЧЕНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Проведенное выше рассмотрение не касалось той важной роли, которую играет взаимодействие пристеночной плазмы с центральной горячей плазмой. В целом граничную область можно рассматривать как сток энергии, выносимой плазмой из центральной области шнура на стенки камеры. Эта область должна рассматриваться также в качестве источника примесных ионов, которые могут поступать в основную зону разряда. Кроме того, это источник атомов "водорода", участвующих в рециклинге. От параметров плазмы в пристеночной области зависит возможность организации подпитки основной плазмы нейтральными частицами "водорода" и откачки нежелательных атомов, таких, как атомы гелия, наличие которых неизбежно в D-T-плазме термоядерного реактора. Соответствующим отклонением силовых линий магнитного поля в пристеночной области можно локализовать место преимущественного поступления примесей внутри изолированной камеры дивертора. В альтернативной конфигурации основная плазма ограничена лимитером и место контакта плазмы с материальной поверхностью оказывается смежным с горячей плазмой. Преимущество диверторной конфигурации зависит от того, в какой степени удастся уменьшить обратный ток примесей в основную плазму. Успешная работа лимитера в значительной мере определяется возможностью поддержания на достаточно низком уровне концентрации примесей в центральной плазме, куда она поступает в результате диффузии поперек магнитного поля. В настоящее время вопрос о преимуществе дивертора или лимитера для управления примесями остается предметом интенсивного изучения, которое включает не только физические вопросы, обсужденные здесь, но и инжекторные проблемы, связанные с различными аспектами термоядерного реактора на основе токамака.

Вайсхайд

15.1. ВВЕДЕНИЕ

Наше понимание атомных процессов, играющих существенную роль в плазме, обусловлено в основном работами физиков и астрономов, которые анализировали и связывали между собой процессы излучения в космической и лабораторной плазме, происходящие в сходных условиях. Плотность типичной лабораторной плазмы находится в интервале $10^7 - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эта область, как показано на рис. 15.1, характерна для газовых туманностей и атмосфер звезд, и она интенсивно изучалась в течение нескольких десятилетий.

В течение нескольких последних лет исследования в области инерционного управляемого термоядерного синтеза (как лазерного, так и пучкового) привели к созданию горячей лабораторной плазмы с плотностью, близкой или даже превосходящей плотность твердого тела, $N \gtrsim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Конечно, неудивительно, что в экспериментах по инерционному УТС создается плазма с плотностью и температурой, типичными для плазмы внутри звезд. Однако в отличие от внутренности звезд, которые (за исключением измерений потока нейтрино) недоступны для прямых измерений, можно провести детальное изучение свойств плазмы в экспериментах по инерционному УТС (см., например, обзор

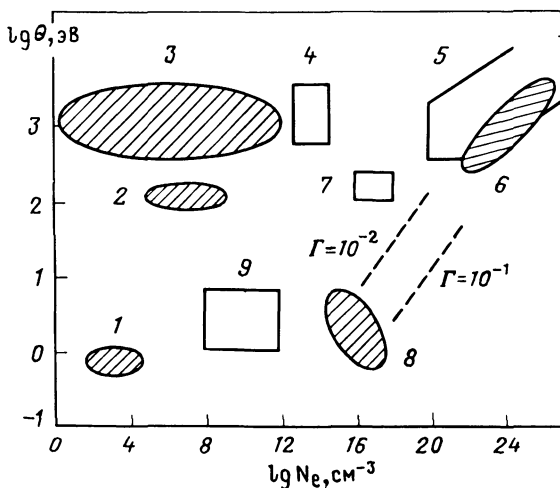


Рис. 15.1. Характерные значения плотности и температуры для астрофизической и лабораторной плазмы. Штриховые линии – значения N_e, θ , соответствующие различным значениям кулоновского параметра Γ [см. (15.1)] для водородной плазмы:

1 – газовые туманности; 2 – солнечная корона; 3 – космические источники рентгеновского излучения; 4 – токамаки; 5 – ядерные взрывы и плазма в экспериментах по инерционному удержанию; 6 – внутренность звезд; θ -пинчи; 8 – атмосферы звезд; 9 – тлеющий разряд

[39]). Помимо интегральных спектральных данных, полученных с помощью обычных методов, параметры плазмы с пространственным и временным разрешением определяются по рентгеновским фотографиям, полученным с помощью камеры-обскуры и скоростного фоторегистратора [5, 109, 117, 193].

Большой характерный временной масштаб эволюции звезд приводит к тому, что плотный газ внутри звезд почти всегда находится в локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), тогда как для времени порядка наносекунд, характерных для плазмы в инерционном УТС, заселенности атомных состояний оказываются далекими от значений, достигаемых в ЛТР. В настоящем обсуждении атомных явлений в первую очередь будет рассмотрен неравновесный режим для такой плотной ($10^{18} \leq N \leq 10^{24} \text{ см}^{-3}$) и горячей ($kT \geq 100 \text{ эВ}$) плазмы. В такой плазме размеры ионных орбит можно сравнить с расстоянием между ионами, что приводит к сильному влиянию окружающей плазмы на квантовые состояния. С плотной плазмой кроме физики звезд и физики инерционного УТС приходится встречаться при изучении твердого тела и термоядерной детонации. Коллективные явления, однако, представляют основной интерес в холодной плазме металлов и полупроводников, а многое в физике термоядерного взрыва представляет предмет засекреченных исследований. Поэтому здесь не будут рассматриваться аспекты настоящего предмета исследований, важные для этих областей. Другой областью исследований, часто имеющей дело с плотной плазмой, является создание и развитие коротковолновых лазеров. Из-за очень малых значений радиационных времен жизни атомов, обладающих лазерными переходами, требуется очень быстрая накачка, и для многих лазерных сред такую накачку легче всего обеспечить при очень больших плотностях [34]. В этой главе не рассматриваются специальные схемы лазеров, но многие обсуждаемые здесь явления могут в значительной степени повлиять на индуцированное излучение в лазерной среде большой плотности.

Этот обзор включает только исследования, результаты которых опубликованы до 1983 г. В некоторых других главах настоящей книги обсуждаются более поздние результаты, посвященные рассматриваемым вопросам. По связанным вопросам имеется несколько монографий [13, 89, 124, 130]. В этих работах обсуждаются либо атомные процессы, происходящие в плазме малой плотности, либо вопросы, связанные с взаимодействием лазерного излучения с плазмой в УТС. В [36] рассмотрена атомная физика внутри звезд. И, наконец, в трудах конференции "Радиационные свойства горячего плотного вещества" содержатся некоторые статьи, на которые мы ссылаемся в настоящем обзоре.

15.2. ПЛАЗМЕННАЯ СРЕДА

Удобной одномерной характеристикой свойств плазмы является параметр ион-ионного кулоновского взаимодействия [41]

$$\Gamma = \langle Z_i e \rangle^2 / (R_i \theta) = \langle Z_i \rangle^{5/3} [N_e / (8,00 \cdot 10^{19})]^{1/3} / \theta, \quad (15.1)$$

где $\langle Z_i e \rangle$ — средний заряд всех ионов плазмы; $\theta = kT$ — температура плазмы¹, эВ, N_e — в см^{-3} ; R_i — радиус ионной сферы (близкий к расстоянию между ионами). Величину R_i можно выразить через плотность электронов N_e с помощью соотношения

$$R_i = [3\langle Z_i \rangle / (4\pi N_e)]^{1/3} = [(1,61 \cdot 10^{24} \langle Z_i \rangle / N_e)]^{1/3} a_0, \quad (15.2)$$

где $a_0 = 0,5 \cdot 10^{-8}$ см — боровский радиус; N_e — в см^{-3} . При $\Gamma \gg 1$ поведение частиц определяется кулоновским взаимодействием, а при $\Gamma \ll 1$ главную роль играет тепловое движение. На диаграмме $N_e - \theta$ (рис. 15.1) показаны две линии $\Gamma = \text{const}$ для водородной плазмы с $\langle Z_i \rangle = 1$. Очевидно, что наибольший интерес для нас представляют значения $\Gamma \gtrsim 10^{-2} \langle Z_i \rangle^{5/3}$.

Другим важным параметром является электронная плазменная частота ω_e , которая является частотой колебаний возмущений пространственного заряда. При больших плотностях энергию коллективных колебаний (плазмонов), эВ

$$\hbar \omega_e = \hbar (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2} = [N_e / (7,21 \cdot 10^{20})]^{1/2} \quad (15.3)$$

можно сравнить с разностью энергий атомных уровней, и электрические поля, связанные с такими колебаниями, могут сильно возмущать состояние ионов плазмы.

Электростатический потенциал иона в плазме. Дальнодействующий характер кулоновских сил приводит к тому, что плазма оказывается электрически нейтральной в макроскопических масштабах. Однако имеют место малые отклонения от нейтральности, и масштаб таких отклонений можно оценить, зная характерный масштаб изменения электростатического потенциала $\varphi(r)$ голгого пробного заряда, помещенного в однородную плазму. Такой потенциал можно в первом приближении использовать для оценки влияния плазмы на ядро с несколькими связанными электронами, если ввести упрощающее предположение, что многочастичная волновая функция, описывающая фоновую плазму и интересующий нас ион, является разделяемой.

При помещении в начало координат пробного заряда Ze плотность каждого (невырожденного) сорта частиц p отклоняется от постоянной величины N_p в соответствии с формулой Больцмана

$$\tilde{N}_p(r) = N_p g_p(r) = N_p \exp[-Z_p e \varphi(r) / \theta_p]. \quad (15.4)$$

Функция φ удовлетворяет уравнению Пуассона. Функцию g_p называют радиальной функцией распределения. В предельном случае больших температур θ (т.е. $\Gamma \ll 1$) линейная аппроксимация $g_p(r)$ приводит к

¹ На протяжении всей главы считается, что каждому сорту зарядов можно приписать равновесную температуру. Параметр Γ полезен, если все сорта ионов имеют одинаковую температуру, и в дальнейшем, если не будет указано противное, будет использовано это допущение.

известному результату

$$\varphi = \varphi_{DH} = (Ze/r) \exp(-r/D), \quad (15.5)$$

где D — радиус Дебая—Хюккеля,

$$\begin{aligned} D &= (4\pi e^2 \sum_p Z_p^2 N_p / \theta_p)^{-1/2} = \\ &= \left\{ \sum_p Z_p^2 N_p / [1,97 \cdot 10^{22} \theta_p] \right\}^{-1/2} a_0, \end{aligned} \quad (15.6)$$

где N_p — в см^{-3} ; θ_p — в эВ. Такое статистическое описание экранирующих свойств плазмы применимо только в том случае, если внутри дебаевской сферы имеется много экранирующих частиц, т.е. если выполняется условие $(4/3) \pi D^3 N \gg 1$. Если главную роль играет только экранировка электронами, то дебаевский радиус, вычисленный с учетом только одного сорта частиц, обозначают D_e .

Дополнительное описание можно получить в пределе низких температур $\Gamma \gg 1$. Если предположить, что ядра являются фиксированными и каждое ядро с зарядом Ze полностью экранировано от действия других ядер однородным облаком Z электронов, то уравнение Пуассона можно решить и получить следующее выражение для потенциала:

$$\varphi(r \leq R_i) = \varphi_{IS}(r) = Ze \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{2R_i} \left(3 - \frac{r^2}{R_i^2} \right) \right], \quad (15.7)$$

где R_i — радиус ионной сферы (15.2). Для $r > R_i$ $\varphi_{IS} = 0$.

На достаточно больших расстояниях от пробного заряда отношение $e\varphi/\theta_p \ll 1$ не зависит от температуры, так что дебаевский потенциал описывает асимптотическое (при $r \rightarrow \infty$) экранирование, обусловленное наличием плазмы, а при очень маленьких r при любых значениях температуры адекватным является использование потенциала в модели ионной сферы. Если все частицы имеют одинаковую температуру, то справедливо следующее соотношение:

$$R_i/D_e = (3\Gamma/\langle Z_i \rangle)^{1/2}. \quad (15.8)$$

Для случая однотемпературной плазмы соотношение между этими двумя модельными потенциалами детально рассматривалось в [174], где получена простая интерполяционная формула, справедливая при условии $\langle Z_i^2 \rangle \gg \langle Z_i \rangle$.

Ранее было рассмотрено влияние связанных электронов на $\varphi(r)$. В статистической модели Томаса—Ферми [16] связанные состояния в явном виде не рассматриваются, но эта модель позволяет получить выражение для электростатического потенциала φ_{TF} , которое оказывается самосогласованным с функцией распределения Ферми для вырожденных электронов ($\theta_e = 0$) вблизи ядра. Для иона с зарядом ядра $Z_n e$ этот потенциал удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$x^{1/2} U''(x) = U^{3/2}(x), \quad (15.9)$$

где

$$U = r(e\varphi_{TF} + \zeta)/(Zne^2); \quad (15.10)$$

ζ — химический потенциал электронного газа; $x = r/\xi$, а

$$\xi = (3\pi/4)^{2/3} a_0/2Zn^{1/3}. \quad (15.11)$$

В начале координат $U(0) = 1$; выбор различных выражений для второго граничного условия приводит к выражениям для потенциала атома и иона.

Модель Томаса—Ферми была обобщена для учета обменного взаимодействия между электронами [45] и конечности температуры электронов [35, 53]. Более того, в [30, 200] было приближенно учтено влияние оболочечной структуры атома на вид φ_{TF} . В [42, 73, 75] с помощью теории функционала плотности при конечных температурах рассматривается плазменная экранировка в режиме промежуточного вырождения — между предельными случаями, описываемыми моделями Дебая—Хюккеля и Томаса—Ферми. Проведенные для водорода или водородоподобных ионов расчеты показывают, что учет обмена электронов несуществен, если только температура плазмы не оказывается меньше чем $(3/4)\theta_F$, где θ_F — температура Ферми. Однако, если $\theta \geq 10\theta_F$, корреляция между связанным и свободными электронами существенно понижает эффективный потенциал вблизи иона.

В [150] проведены расчеты для сложных ионов в горячем плотном веществе. Для функции распределения свободных электронов использовались релятивистские расчеты в модели Томаса—Ферми—Дирака. Эта же модель использовалась для нахождения пробного потенциала в релятивистских расчетах Хартри—Фока—Слэтера для связанных электронов.

В [32] развита статистическая или усредненная модель атома (АА) с целыми числами заполнения. Полный потенциал φ_{AA} , обусловленный ядром и нейтрализующим облаком связанных и свободных электронов, заключенных в ионной сфере, является самосогласованным с полной плотностью заряда тех же частиц.

Потенциалы Томаса—Ферми и Хартри—Фока не выражаются в замкнутой форме даже для изолированного атома. На рис. 15.2 представлены результаты численных расчетов для ионов неона в неоновой плазме, находящейся в ЛТР, при $\theta = 100$ эВ и плотности ядер $N_{Ne} = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, которые иллюстрируют различия между некоторыми модельными потенциалами. В рассмотренной плазме наиболее представительными являются ионы Ne^{8+} , так что параметр ион-ионного кулоновского взаимодействия $\Gamma = 1,36$. На рис. 15.2 отложена зависимость эффективного заряда ядра, который "чувствует" один из связанных электронов, от радиуса: $Z_{ef}(r) = (r/e)\varphi(r)$. Для модели ионной сферы, модели Томаса—Ферми и модели усредненного атома значения рассчитывались уменьшением вклада десяти нейтрализующих электронов в $\varphi(r)$ (результат умножался на 0,9). Для модели Дебая—Хюккеля значение Z_{ef} рассчитывалось по уравнению (15.5) для точечного заряда (+9); такой подход вносит определенные различия при малых значениях r вследствие полного экранирования другого связанного электрона. В области больших r рас-

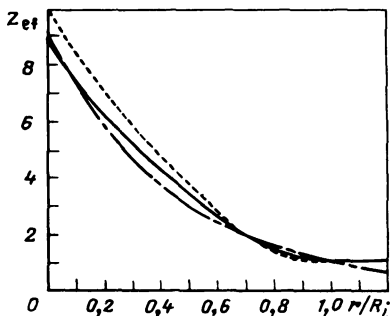


Рис. 15.2. Зависимость величины эффективного заряда Z_{ef} , который "чувствует" связанный электрон в Ne^{8+} , находящемся в неоновой плазме с $\theta = 100$ эВ и $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ от r/R_i . Радиус ионной сферы $R_i = 11,8 a_0$; дебаевский радиус $D = 5,24 a_0$:

штрихпунктирная кривая – модель Дебая–Хюккеля; штриховая – модель ионной сферы; сплошная кривая – модель Томаса–Ферми и модель усредненного атома (Хартри–Фока–Слэтера)

хождения связаны с тем, что в модели ионной сферы, модели Томаса–Ферми или модели усредненного атома частичное экранирование другими ионами и их электронами не учитывается. (Для всех этих моделей характерно то, что каждый ион удерживается в конечном объеме.) В масштабах рис. 15.2 нельзя различить результаты расчетов эффективного заряда для модели Томаса–Ферми и модели усредненного атома. Хотя согласие между результатами расчетов обычно не является таким хорошим, как для рассмотренного частного случая плазмы с умеренными температурой и плотностью, эти две модели часто приводят к достаточно близким результатам (частное сообщение).

В дополнение к рассмотренным потенциалам для расчета макроскопических характеристик (уравнение состояния) вещества при больших плотностях недавно предложены некоторые другие модельные потенциалы [121, 128]. Эти потенциалы не использовались для рассмотрения атомных задач.

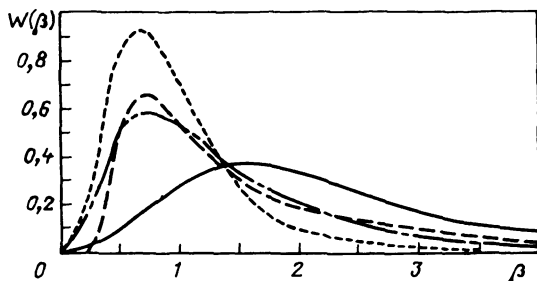
Распределение электрических микрополей. Так как плазма является хорошим проводником, то в объеме, занятом плазмой, не существует стационарных электрических полей. Однако при движении неполностью экранированных зарядов генерируются переходные поля $F(t)$. Возмущения атомов и ионов при движении электронов обычно кратковременны, и их можно рассматривать как столкновения. Эти столкновения в основном вносят вклад в высокочастотную ($\omega > \omega_e$) часть спектра мощности $F(t)$. Но характерный временной масштаб флуктуаций, пропорциональный $|F|/|F|$, связанных с медленным движением ионов, оказывается во многих случаях большим по сравнению с временами жизни атомных состояний, и, следовательно, эти низкочастотные микрополя ионов можно рассматривать в рамках квазистатического подхода (см. [66], раздел II.2).

1. *Однокомпонентная плазма.* Задача о расчете полного электрического поля $F = \sum_j F_j$ в ансамбле покоящихся, некоррелированных точечных зарядов Ze впервые была рассмотрена в работе [85], в которой показано, что распределение приведенной напряженности поля $\beta = |F|/F_0$, где F_0 – в В/см и N_e – в см^{-3} :

$$F_0 = \sqrt{\frac{8\pi}{25}} Ze/R_i = Z^{1/3} [N_e/(4,35 \cdot 10^9)]^{2/3} \quad (15.12)$$

Рис. 15.3. Распределение нормированного электрического микрополя $\beta = F/F_0$ [см. (15.2)]:

сплошная кривая — $\Gamma = 0$ [85]; штриховая кривая — $\Gamma = 0$ (однородная плотность, приближение ближайшего соседа); штрихпунктирная — $\Gamma = 0,2$ [87]; пунктирная — $\Gamma = 2,0$ [186]



определяется выражением

$$W_H(\beta) = \frac{2\beta}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-x^{3/2}) \sin(\beta x) x dx \quad (15.13)$$

с условием нормировки $\int_0^{\infty} W_H(\beta) d\beta = 1$. Это распределение, которое табулировано, например, в [10], представлено на рис. 15.3. Для сравнения представлено также распределение напряженности поля, рассчитанное в приближении ближайшего соседа (1NN) в однородной плазме [123], которое имеет вид

$$W_{1NN}(\beta) = \left(\frac{3}{2} \beta^{5/2} \right) \exp(-1/\beta^{3/2}). \quad (15.14)$$

Оба распределения напряженности полей практически совпадают при $\beta \gg 1$, но в других случаях приближение ближайшего соседа плохо аппроксимирует распределение Хольцмарка.

При конечных температурах кулоновское взаимодействие вносит вклад в корреляции между ионами и электронная экранировка уменьшает напряженность полей отдельных ионов F_j . Для изучения влияния конечной температуры на вид распределения микрополей используются два совершенно различных метода. Первый метод, развитый в [10, 11, 86, 87, 95], является в основном аналитическим, и он аналогичен подходу, использованному Хольцмарком. При этом подходе используется кластерное разложение, коллективные координаты и функция корреляции частиц. В большинстве опубликованных расчетов в рамках этого подхода используется линейризованное приближение Дебая—Хюккеля для корреляций между парами ионов. Другими словами, радиальное распределение ионов на расстоянии $r = xR_i$ от выделенного иона дается выражением [см. (15.4)]

$$g(x) \rightarrow g_{DH}(x) = \exp \left[- \frac{Z^2 e^2}{r\theta} \exp \left(- \frac{r}{D_e} \right) \right] \approx \\ \approx 1 - \frac{\Gamma}{x} \exp(-\sqrt{3\Gamma}x). \quad (15.15)$$

В (15.15) учитывается только электронное экранирование отталкивания ионов [10] (используется D_e). Использование линеаризации ограничивает область применимости результатов [10] только случаем малых значений Γ . Однако метод, развитый в [86, 87], где для рассмотрения по отдельности области малых и больших расстояний произведено разделение взаимодействия между многими частицами, можно использовать для определения микрополей в плазме при $\Gamma \sim 1$. Учет членов 2-го и 3-го порядка в разложении $g(x)$ [79] также позволяет использовать формализм Баранже—Мозера для точного расчета ионных микрополей в плазме при $\Gamma \sim 1$.

Во втором подходе, не ограниченном областью малых значений Γ , используется численное моделирование (метод Монте-Карло или методы молекулярной динамики) плазмы как классической системы n -тел [22, 76]. Проведено прямое сравнение различных распределений микрополей, но в общем полагают, что при $\Gamma \leq 0,2$ эти различные схемы дают почти идентичные распределения [86]. Были проведены более обширные сравнения для радиальной функции распределения $g(x)$. В [22] $g(x)$ определялась методом Монте-Карло для плазмы с $0,05 \leq \Gamma \leq 100$. Показано, что даже полное выражение для g_{DH} в приближении Дебая—Хюккеля оказывается неточным, когда Γ превосходит несколько десятых. (Аппроксимация полиномами для рассчитанных значений g рассмотрена в [41, 101].) В [96] получены квантовые поправки к классическому, дебай-хюккелевскому электронному экранированию. Показано, что такие поправки очень малы, если только выполняется условие $\theta_e \geq \theta_F$.

На рис. 15.3 показаны два распределения микрополей для однокомпонентной плазмы с представляющими для нас интерес значениями Γ . Ясно, что вероятность существования сильных полей, встречающихся в плотной плазме, оказывается много меньше, чем это следует из распределения Хольцмарка для плазмы с $\Gamma = 0$, но даже при $\Gamma > 1$ характерная напряженность ионного микрополя оказывается порядка F_0 . Интересно сравнить напряженность этого поля с напряженностью поля, связанного с продольными плазменными волнами с частотой ω_e . Среднеквадратичная напряженность поля этих волн F_W пропорциональна F_0 [66]:

$$\frac{F_W}{F_0} = \frac{25}{8\pi^2 Z} \left(\frac{3\Gamma}{Z} \right)^{1/2} = 0,551 Z^{-3/2} \Gamma^{1/2}. \quad (15.16)$$

Из результатов, представленных на рис. 15.1, можно определить, что в большинстве интересных (для настоящей главы) случаев $F_W < F_0$.

2. *Многокомпонентная плазма.* Анализ, проведенный Хольцмарком, можно обобщить на случай плазмы, содержащей ионы с различными зарядами. Согласно результату, полученному в [33], для этого необходимо только переопределить нормальное поле F_0 , обусловленное действием ионов с эффективным зарядом $\langle Z_i^{3/2} \rangle^{2/3} e$. Для ионных смесей в [186] получены формулы, обобщающие приближение ближайшего соседа (с учетом двухчастичных корреляций).

Для рассмотрения многокомпонентной плазмы в [134, 176, 177] обобщен превоначальный формализм Хупера путем введения коллективных координат. В [186] представлены результаты расчетов распределения микрополей в водородной плазме, содержащей примеси с большими Z , методом молекулярной динамики. Проведение таких расчетов для многокомпонентной плазмы с $\Gamma > 0$ требует большого количества машинного времени. Поэтому в настоящее время разрабатываются приближения, позволяющие описать распределение микрополей в различных плазмах с разумной точностью. В [186] предложен метод двух ближайших соседей, который дает достаточно точное распределение микрополей для плазмы с $\Gamma \leq 2$, и в качестве входного параметра требуется только знание радиальной функции распределения для смесей [102]. [Следует отметить, что кулоновский параметр, определяемый по (15.1), слегка отличается от параметра, используемого в [102].]

15.3. ВОЗМУЩЕНИЯ СТРУКТУРЫ АТОМА

Изменение потенциала кулоновского взаимодействия существенно влияет на структуру атома, а это в свою очередь имеет важные следствия для статистическо-механических свойств плазмы [144, 175, 199]. Для любого иона в плазме из-за конечного радиуса экранированного электростатического потенциала реализуется только конечное число связанных состояний. Кроме того, окружающая плазма снимает вырождение водородоподобных состояний по орбитальным угловым моментам, а также в некоторой мере меняет собственные энергии и собственные функции всех атомных систем. Для проверки моделей потенциалов и диагностики параметров плазмы можно использовать наблюдаемые изменения сдвигов и интенсивностей спектральных линий, которые и являются доказательством существования этих возмущений.

Снижение границы непрерывного спектра и сдвиги уровней. 1. *Теория.* Уравнение Шредингера для связанного электрона в потенциале Дебая–Хюккеля для ядра с зарядом $Z_n e = (Z + 1)e$ нельзя решить аналитически¹. Однако из теории возмущений 2-го порядка можно найти, что энергия связи уровня (nl) уменьшается на величину $\Delta E_{ДН}$, определяемую соотношением

$$\Delta E_{ДН}(nl) = -(Z + 1) e^2 \langle nl | (e^{-r/D} - 1) / r | nl \rangle. \quad (15.17)$$

Главное квантовое число самого верхнего связанного состояния грубо можно определить по формуле $n_b \approx [(Z + 1)D/a_0]^{1/2}$. Такое снижение границы непрерывного спектра меняет равновесные заселенности состояний ионов и ведет к более высокой степени ионизации в плазме. В [145, 147] для широкого интервала радиуса экранирования $1 \leq (Z + 1)D/a_0 \leq 10^3$ проведены расчеты значений энергий уровней $E_{ДН}(nl)$ для водородоподобных ионов с учетом дебаевской экраниров-

¹ Такой выбор заряда ядра согласуется с определениями и формулами, введенными в § 15.2, где Ze описывает полный заряд иона.

Таблица 15.1. Критические радиусы экранирования $(Z + 1) \hat{D}/a_0$ для одноэлектронных состояний $|nl\rangle$

n	l								
	0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0,8399	—	—	—	—	—	—	—	—
2	3,223	4,541	—	—	—	—	—	—	—
3	7,171	8,872	10,947	—	—	—	—	—	—
4	12,687	14,731	17,210	20,068	—	—	—	—	—
5	19,772	22,130	24,985	28,257	31,904	—	—	—	—
6	28,423	31,079	34,285	37,950	42,018	46,458	—	—	—
7	38,64	41,581	45,122	49,159	53,630	58,500	63,730	—	—
8	50,44	53,641	57,501	61,894	66,752	72,028	77,691	83,720	—
9	63,81	67,258	71,426	76,162	81,392	87,064	93,143	99,604	106,43

ки потенциала. Показано, что число связанных состояний с $l = 0$ достигает $1,126 [(Z + 1)D/a_0]^{1/2}$, и минимальный радиус экранирования, для которого еще существует связанное состояние, определяется соотношением $\hat{D}(ls) = 0,8399 a_0 / (Z + 1)$. В табл. 15.1 представлены критические радиусы экранирования для существования 45 низших состояний [145].

В [62] предложена простая формула, достаточно точно воспроизводящая эти значения $\hat{D}(nl)$.

Уравнение Шредингера не допускает аналитического решения при использовании потенциала ионной сферы, но снижение границы непрерывного спектра для этой модели $\Delta E_{IS}(nl)$ можно оценить, используя теорию возмущений. В [201] для потенциала ионной сферы вариационным методом проведены расчеты энергий и волновых функций для состояний с $n = 1, 2$. Результаты затабулированы в виде функции от параметра $(Z + 1)R_i$. Поскольку этот потенциал позволяет учесть более сильные эффекты экранирования, то при использовании φ_{IS} существует меньше связанных состояний, чем при использовании потенциала Дебая—Хюккеля φ_{DH} . Другое различие между потенциалами Дебая—Хюккеля и ионной сферы заключается в том, что они предсказывают различные значения усредненной степени ионизации Z_i [196]: поскольку в дебаевском экранирующем облаке имеется несколько ионов и очень много электронов, модель Дебая—Хюккеля приводит к тому, что атомы в плазме становятся менее ионизованными при возрастании температуры.

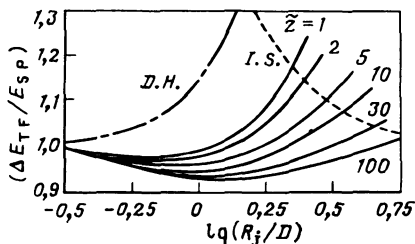
В [174] изучалась связь между предсказаниями величины снижения границы непрерывного спектра, следующими из моделей Дебая—Хюккеля, ионной сферы и Томаса—Ферми. На рис. 15.4 представлены результаты, полученные в [174]. Как и ожидалось, в предельных случаях малых и больших Γ получают значения снижения границы ΔE , вытекающие из модели Дебая—Хюккеля и ионной сферы. При промежуточных значениях Γ модель Томаса—Ферми приводит к величине ΔE , которая всегда меньше ΔE_{DH} ; таким образом, в (невырожденном) потенциале Дебая—Хюккеля реализуется меньшее число связанных состояний, чем в (вырожденном) потенциале Томаса—Ферми. Этот вывод авторов

Рис. 15.4. Снижение потенциала ионизации в модели Томаса–Ферми для иона с полным зарядом Ze в плазме с $\langle Z_i^2 \rangle / \langle Z_i \rangle = Z$.

Энергия измеряется в единицах

$$\Delta E_{s-p} = \frac{3}{2} \left\{ [(R_i/D)^3 + 1]^{2/3} - 1 \right\} \times$$

$\times (D/R_i)^3 (Ze^2/D\theta)$ [174]. При $R_i/D \ll 1$ $\Delta E_{sp} \rightarrow \Delta E_{DH}$; при $R_i/D \gg \Delta E_{sp} \rightarrow \Delta E_{IS}$



[174] согласуется с результатами недавнего рассмотрения в [73, 74], где рассчитывались собственные значения энергии для многозарядных водородоподобных ионов в частично вырожденной плазме.

В [116] представлены результаты численного решения уравнения Шредингера с потенциалом Томаса–Ферми–Дирака ($\theta_e = 0$). Полученные собственные значения энергии для изолированного нейтрального атома согласуются с экспериментальными значениями энергии ионизации с той же точностью, что и результаты расчетов методом Хартри–Фока. Вариант потенциала Томаса–Ферми, который учитывает самовоздействие электронов, предложен в [159, 160], где обобщены результаты [116] с учетом этого эффекта; рассмотрены также некоторые положительные ионы. В [200] описан модельный потенциал, свойства которого подобны свойствам потенциала Томаса–Ферми, который можно использовать для описания оболочечной структуры в плотном, частично ионизованном веществе, хотя и не были проведены обширные расчеты собственных значений энергий, аналогичные полученным в [116, 159, 160].

Для нескольких различных ионов расчеты собственных значений энергий в модели усредненного атома проведены в [150, 151]. При низкой плотности и температуре результаты согласуются с результатами расчетов по стандартной схеме Хартри–Фока, а для плотной горячей плазмы собственные значения в модели усредненного атома в общем согласуются с результатами, полученными в модели Томаса–Ферми.

Имеются также более детальные исследования для частного случая частично ионизованной водородной плазмы.

В [175] свободные частицы плазмы рассматриваются классически, но с учетом того, что функция распределения свободных электронов вблизи нейтрального атома не совпадает с функцией распределения электронов вблизи точечного заряда. В [43] проведено квантовомеханическое рассмотрение связанных и свободных электронов в водородной плазме и найден спектр элементарных (одночастичных) возбуждений такой многочастичной системы. Из результатов [43, 175] следует, что сдвиги уровней энергии нейтрального атома оказываются меньше, чем это следует из модели Дебая–Хюккеля.

2. *Эксперимент.* В принципе возмущение уровня отдельного иона регистрируется по смещению границы рекомбинационного излучения,

но на практике различные эффекты могут компенсировать этот сдвиг. Для водородоподобного уровня n отношение доплеровской ширины $\Delta E_D(n)$ на границе рекомбинационного излучения к дебаевскому сдвигу в первом порядке теории возмущений задается формулой

$$\frac{\Delta E_D(n)}{\Delta E_{DH}(n)} \approx \frac{\theta}{n^2} \left(\frac{2,16 \cdot 10^{13}}{N_e} \right)^{1/2}, \quad (15.18)$$

где θ – в эВ; N_e – в см^{-3} . Это отношение не зависит от заряда иона. Таким образом, тепловое движение оказывается существенным в основном в разреженной плазме. В плотной плазме истинный эффект снижения границы непрерывного спектра маскируется уширением и слиянием спектральных линий вблизи границы серии – так называемый эффект Инглиза–Теллера [97] – если только не остается несколько хорошо разделенных линий. Процесс образования отрицательного иона при радиационном прилипании ведет к формированию “рекомбинационного” континуума при отсутствии серии линий. В экспериментах [132], где изучалось влияние плазмы на сродство электронов к атомам, обнаружены сдвиги, которые или пренебрежимо малы, или по крайней мере гораздо меньше, чем сдвиги, следующие из модели Дебая–Хюккеля. Обнаружено также снижение границы континуума, которое согласуется с возмущениями плазменными микрополями.

Можно ли определить относительные сдвиги¹ пары уровней путем измерений смещения спектральных линий $\Delta\lambda$ относительно вакуумных значений длин волн λ_0 ?

Для большинства ионов ответ отрицательный, поскольку ударное электронное уширение спектральных линий сопровождается сдвигом, который нельзя рассчитать с очень большой точностью. Однако линии водородоподобных ионов не испытывают штарковского сдвига при столкновении ионов с электронами плазмы. В [15] впервые измерен сдвиг линии 4686 Å иона He^+ . Этот сдвиг авторы [15] связывают с поляризацией плазмы вблизи каждого излучающего иона. Основная идея в [15] состоит в том, что для связанного электрона, находящегося в состоянии с главным квантовым числом n , учет экранировки свободными электронами приводит к уменьшению заряда ядра на величину, определяемую соотношением

$$e \Delta Z(n) = -4\pi e \int_0^{r_n} \tilde{N}_e(r) r^2 dr. \quad (15.19)$$

Результирующее изменение энергии $\Delta E(n) = -(Z+1)e^2 \Delta Z(n)/(n^2 a_0)$, так что плазменный поляризационный сдвиг (PPS) длины волны, испускаемой при переходе $n \rightarrow m$,

$$\Delta\lambda_{PPS} = -\frac{2\lambda_0}{Z+1} \left(\frac{\Delta Z(n)}{n^2} - \frac{\Delta Z(m)}{m^2} \right) \Big/ \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (15.20)$$

¹ Здесь не рассматриваются формальные различия между сдвигом уровней и линией, которые отмечались в [43].

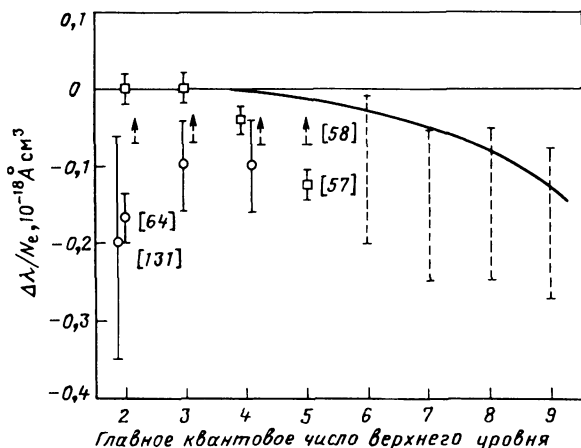


Рис. 15.5. Измеренный поляризационный плазменный сдвиг $\Delta\lambda$ для главной серии He^+ . Все величины зависят линейно от N_e вплоть до $N_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Сплошная кривая – результат теории [27]

Не существует единого способа определения концентрации свободных электронов внутри эффективного радиуса r_n в (15.19). В первом приближении [64] эффективный радиус приравнивается величине $(n|r(n)) \approx n^2 a_0 / (Z + 1)$, а влияние связанных электронов на радиальное распределение свободных электронов можно учесть, заменив $\tilde{N}_e(r) = N_e g_e(r)$ на $N_e \exp(V_n/\theta)$, где $V_n > 0$ – постоянная, описывающая среднюю энергию взаимодействия между излучающим ионом в состоянии n и плазмой. Если $V_n = V_m$, то такое приближение приводит к плазменному поляризационному сдвигу, который оказывается отрицательным (синий сдвиг) и пропорциональным величине $m^2 n^2 (n^2 + 1) N_e$. Наоборот, расчет собственных значений энергии в моделях Дебая–Хюккеля и ионной сферы предсказывает красный сдвиг, хотя в низшем порядке этот сдвиг также пропорционален N_e . Причиной такого различия знака сдвига является то, что свободные электроны, находящиеся вне r_n , т.е. при $r > r_n$, также вносят свой вклад, но с противоположным знаком, в величину сдвига, индуцированного плазмой и рассчитываемого для экранированного кулоновского потенциала; фактически эффект этих наружных электронов оказывается большим [31, 139].

С 1962 г. проведено несколько измерений сдвига резонансных линий He^+ , обусловленного плазмой, и опубликованные данные представлены на рис. 15.5. Все измеренные смещения длин волн нормированы на плотность электронов N_e (в единицах 10^{18} см^{-3}). Имеется согласие для знака сдвига, а именно $\Delta\lambda(np \rightarrow 1s) < 0$; но в тех случаях, когда имеется больше одного измерения, согласие между различными значениями оказывается плохим. Более запутанной ситуацию делает то, что данные для других ионов и (или) других спектральных серий не свидетельствуют о наличии сдвига [133, 179] или даже красного сдвига [139]! Очевидно, простые модели экранирования слишком грубы для

того, чтобы описать взаимодействие между ионом и плазмой с такой степенью детализации. Для лучшего понимания этого эффекта необходимы данные для различных серий спектральных линий, полученные в широком интервале плотности и температуры плазмы, а также дополнительные исследования градиентов микрополя ионов, которые приводят к сдвигу водородоподобных линий [40]. Здесь следует отметить, что теория усредненного атома в приближении Хартри—Фока предсказывает красный сдвиг для некоторых спектральных линий и синий сдвиг для других спектральных линий; кроме того, знак сдвига для некоторых переходов меняется при изменении параметров плазмы [151].

В [165] высказано предположение, что плазменный поляризационный сдвиг линий примесей с большим Z в водородной плазме помимо чисто научного интереса как многочастичное явление можно использовать как полезный диагностический инструмент в экспериментах по инерционному УТС, где $\Delta\lambda_{\text{PFS}} \sim N_e$. Однако ввиду неудовлетворительного современного состояния теории любые такие измерения плотности оказываются ненадежными. Наконец, в [26] было обращено особое внимание на то, что существование плазменного поляризационного сдвига накладывает (еще неизвестное) ограничение на точность измерения длин волн в спектрах излучения плазмы.

Силы радиационных переходов. Поскольку экранировка влияет на собственные функции, так же как и на собственные значения энергии ионов, силы радиационных переходов в плазме меняются по сравнению с их вакуумными значениями. Здесь будут обсуждаться только разрешенные переходы, так что только матричные элементы оператора электрического дипольного момента d представляют интерес.

1. *Связанно-связанные переходы.* Сила осциллятора при поглощении $f(b \rightarrow a)$ и коэффициент спонтанного испускания $A(a \rightarrow b)$ для переходов между атомными состояниями a и b со статическими весами $w(a)$ и $w(b)$, подсостояния которых задаются совокупностью квантовых чисел q_a и q_b , пропорциональны силе линии:

$$S(a, b) = S(b, a) = \sum_{q_a, q_b} |\langle aq_a | d | bq_b \rangle|^2. \quad (15.21)$$

Имеют место известные соотношения

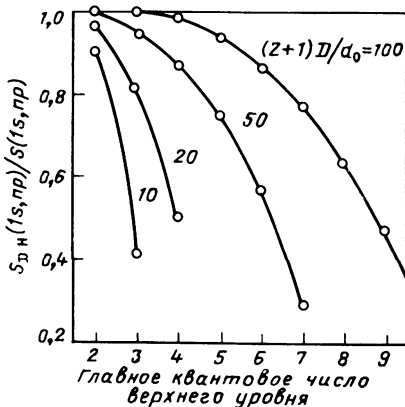
$$f(b \rightarrow a) = \frac{2m_e}{3\hbar^2 e^2} \frac{\Delta E(a, b)}{w(b)} S(a, b); \quad (15.22)$$

$$A(a \rightarrow b) = \frac{4 [\Delta E(a, b)]^3}{3\hbar^4 c^3 w(a)} S(a, b). \quad (15.23)$$

Малость плазменного поляризационного сдвига предполагает, что какие-либо существенные изменения f и A в плазме будут обусловлены изменением силы перехода, а не энергии перехода $\Delta E(a, b) = |E(a) - E(b)|$.

Дипольные переходы в водородоподобной системе с дебаевским экранированием изучались в [81, 147, 188]. Общий вывод состоит в том,

Рис. 15.6. Отношение силы линии перехода, рассчитанной для модели Дебая–Хюккеля, к силе перехода, рассчитанной для модели незранированного потенциала, S_{DH}/S для главной серии водородоподобного иона с зарядом ядра $(Z + 1)e$. Сплошные кривые связывают величины при заданном радиусе экранирования D



что сила перехода начинает уменьшаться по сравнению с вакуумным значением, если радиус экранирования уменьшается и в несколько раз превышает критический радиус экранирования для верхнего уровня (см. табл. 15.1), а затем при достижении критического радиуса экранирования сила перехода резко падает. Такая тенденция, проиллюстрированная для резонансных линий водородоподобного иона на рис. 15.6, имеет два важных следствия [188]. Во-первых, уменьшается поглощение излучения вблизи предела серии, что может повлиять на результаты расчетов непрозрачности плазмы¹ (см. [126], раздел 7.2). Во-вторых, все труднее регистрировать более высокие линии в эмиссионных спектральных сериях, что может мешать использованию эффекта Инглиза–Теллера для определения плотности плазмы [178].

Не опубликованы результаты расчетов сил переходов для потенциала ионной сферы или потенциала Томаса–Ферми, но некоторое качественное представление о поведении силы осциллятора для модели усредненного атома в приближении Хартри–Фока–Слэтера можно получить из результатов [151].

2. *Свободно-связанные переходы.* Больше уменьшение силы осциллятора по сравнению с вакуумным значением при приближении к серийному пределу для перехода $nl \rightarrow n'l'$ формально связывается с поведением сечения фотоионизации $\sigma(nl \rightarrow E l')$, где E – энергия фотозлектрона в области малых энергий $E (E \geq 0)$ [164]. Сечение фотоионизации обращается в нуль при пороговом значении энергии из-за конечного радиуса взаимодействия между выбитым электроном и его экранированным родительским ионом [192]. В этой работе показано, что при энер-

¹ Это утверждение оспаривалось недавно в [84], где показано, что для экранированных ионов уменьшение энергии перехода $\Delta E(1s, np)$ таково, что плотность

силы осциллятора $\frac{df}{dE} = f(1s, np) [d\Delta E(1s, np)/dn]^{-1}$ не меняется по сравнению

с результатом для незранированного потенциала. Хотя этот вывод правилен, при расчете непрозрачности плазмы в спектральных линиях определяющей величиной является сечение поглощения, которое пропорционально f , а не df/dE .

гиях, несколько превышающих пороговое значение, $\sigma \sim E^{l'+1/2}$. Такое поведение следует также из расчетов [84, 188], где показано, что выше порога сечения описываются формулами, полученными в водородоподобном приближении. Численные результаты достаточно точно можно аппроксимировать, сшивая при энергии $E = \hbar^2/(2m_e D^2)$ выражения, полученные в предельных случаях больших и малых энергий. Во всех этих расчетах для экранированного иона выполняется правило сумм для сил осцилляторов: уменьшение силы осцилляторов для связанно-связанных переходов компенсируется увеличением вклада связанно-свободных переходов из-за снижения потенциала ионизации.

В [151] представлены результаты расчетов в модели усредненного атома сечений фотоионизации ионов в плотной горячей плазме, но результаты не обсуждаются детально. Точно так же в [30] при расчете непрозрачности звезд для расчета сил радиационных переходов используется потенциал Томаса—Ферми—Дирака, но конкретные результаты не приводятся. Недавно в [51, 161] исследовалась чувствительность сечений фотоионизации железа в плазме к выбору различных вариантов потенциала Томаса—Ферми. Для валентных электронов результаты не приводятся, но делается вывод, что для внутренних электронов в широком интервале температур и плотностей сечения фотоионизации меняются мало.

3. *Свободно-свободные переходы.* В нерелятивистском приближении сечения тормозного излучения (или излучения при свободно-свободных переходах) в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$ при рассеянии электрона с начальным импульсом $\hbar k_1$ на неподвижном точечном заряде Ze определяется выражением [17]

$$\frac{d\sigma(\omega)}{d\omega} d\omega = G_C \frac{d\sigma_k(\omega)}{d\omega} d\omega = G_C \frac{16\pi\alpha^3 Z^2}{3\sqrt{3}\omega k_1^2} d\omega, \quad (15.24)$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c)$ — постоянная тонкой структуры; $\frac{d\sigma_k(\omega)}{d\omega}$ — формула

Крамерса; G_C — Гаунт-фактор для кулоновского потенциала, который является сложной функцией начального $\hbar k_1$ и конечного $\hbar k_2$ импульсов электрона. Имеются простые приближенные выражения для Гаунт-фактора в различных предельных случаях [169] и обширные таблицы численных значений [108]. Если выполняются неравенства $Z/(k_1 a_0) \gg 1$ и $Z/(k_2 a_0) - Z/(k_1 a_0) \ll 1$, то $G_C = 1$, за исключением области вблизи порога ($\omega \approx 0$). В другом предельном случае $Z/(k_1 a_0) \ll 1$ справедливо приближение Борна—Эльверта, G_C^{BE} при этом определяется выражением

$$G_C^{\text{BE}} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left(\frac{k_1}{k_2} \frac{1 - \exp[-2\pi Z/(k_1 a_0)]}{1 - \exp[-2\pi Z/(k_2 a_0)]} \right) \ln \left(\frac{k_1 + k_2}{k_1 - k_2} \right). \quad (15.25)$$

Борновское приближение справедливо, если k_1 и $k_2 \gg Z/a_0$. В этом случае член в скобках в (15.25) стремится к единице, и получается обыч-

ный борновский результат для тормозного излучения в кулоновском поле.

В (нерелятивистском) борновском приближении общее выражение для G можно представить в виде интеграла, в который входит Фурье-преобразование электрон-ионного взаимодействия φ_x [59]:

$$G_{xB}(k_1, k_2) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} k_1 k_2 \int_{-1}^{+1} dy \left| \int_0^{\infty} dr \frac{r \varphi_x(r)}{Z_n e} \sin Kr \right|^2, \quad (15.26)$$

здесь K определяется из соотношения

$$\hbar^2 K^2 = \hbar^2 |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|^2 = \hbar^2 (k_1^2 + k_2^2 - 2k_1 + k_2 y),$$

где $\hbar^2 K^2$ – квадрат импульса, потерянного электроном при рассеянии, $Z_n e$ – заряд ядра иона-мишени. Таким образом, в предельном случае высоких энергий использование (15.26) обеспечивает последовательный способ изучения эффекта экранирования свободными или связанными электронами.

Если для φ использовать выражение, полученное в модели Дебая–Хюккеля, то в борновском приближении для G имеем [55]

$$G_{DH}^B(k_1, k_2, D) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left[\ln \left(\frac{1 + (k_1 + k_2)^2 D^2}{1 + (k_1 - k_2)^2 D^2} \right)^{1/2} + \frac{1}{2 [1 + (k_1 + k_2)^2 D^2]} - \frac{1}{2 [1 + (k_1 - k_2)^2 D^2]} \right]. \quad (15.27)$$

Из (15.27) видно, что при конечном радиусе экранирования G , а следовательно, и сечение излучения при свободно-свободных переходах уменьшаются для всех частот ω . В предельном случае $D \rightarrow \infty$, когда экранированием можно пренебречь, вновь получается формула борновского приближения для кулоновского поля. В [59, 152] реальный потенциал вблизи частично ободранного иона моделировался линейной комбинацией потенциалов Дебая–Хюккеля с различными радиусами экранирования, и затем для расчета сечения тормозного излучения при столкновении электрона с экранированным ионом использовалось обобщенное выражение (15.27).

В плазме с $\Gamma > 1$ для модели ионной сферы можно рассчитать Гаунт-фактор в борновском приближении с учетом следующего выражения:

$$G_{IS}^B(k_1, k_2, R_i) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \int \frac{(k_1 + k_2) R_i}{(k_1 - k_2) R_i} \left[1 + \frac{3}{x^2} \left(\cos x - \frac{\sin x}{x} \right) \right]^2 \frac{dx}{x}. \quad (15.28)$$

На рис. 15.7 представлены Гаунт-факторы, рассчитанные в борновском приближении для различных случаев, для электрона с начальным

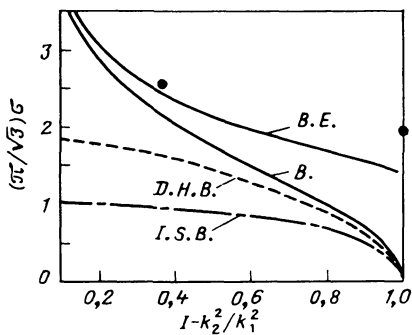


Рис. 15.7. Гаунт-фактор G для свободно-свободных переходов для электрона с начальным импульсом $\hbar k_1 = 5\hbar/a_0$, рассеивающегося в водородной плазме с $\theta = 340$ эВ и $N_e = 3,4 \cdot 10^{24}$ см $^{-3}$; конечный импульс электрона $\hbar k_2$; B – борновское приближение для рассеяния в кулоновском потенциале; $B.E.$ – борновское приближение с поправкой Эльверта; $D.H.B.$ – борновское приближение для рассеяния в потенциале Дебая–Хюккеля; $I.S.B.$ – борновское приближение для рассеяния в потен-

циале ионной сферы. Кружки – значения кулоновского Гаунт-фактора, рассчитанные в [108]

импульсом $\hbar k_1 = 5\hbar/a_0$ (начальная энергия 340 эВ), рассеивающегося в водородной плазме с $N_e = 3,4 \cdot 10^{24}$ см $^{-3}$ и $\theta = 340$ эВ. В такой плазме радиусы экранирования $D = a_0$ и $R_i = 0,78 a_0$, а кулоновский параметр $\Gamma = 0,1$.

В [115] рассчитаны точные значения Гаунт-фактора для плотной цезиевой плазмы с использованием потенциала Томаса–Ферми и Хартри–Фока. Показано, что различия результатов для двух моделей экранирования оказываются существенно меньше, чем различия между точными значениями и значениями, рассчитанными для этих потенциалов в борновском приближении. Точные результаты качественно имеют тот же вид, что и кривая для борновского приближения в модели ионной сферы (рис. 15.7). Следует упомянуть о том, что в [201] представлено несколько таблиц для Гаунт-факторов для свободно-свободных переходов в потенциале ионной сферы; для рассеянного электрона в этих расчетах используются грубые вариационные волновые функции (учтен только один член). Для случая, когда экранирование важно, классическое рассмотрение излучения при свободно-свободных переходах дается в [104]. Детальное рассмотрение релятивистских эффектов при электронном тормозном излучении проведено в [178]. Эти эффекты становятся существенными при $k_1 \geq 60/a_0$, т.е. когда энергия налетающего электрона превосходит 50 кэВ.

Для связи сечений тормозного излучения и обратного тормозного излучения используется принцип детального равновесия. Следовательно, на процессы поглощения, которые играют важную роль при нагреве плазмы лазерным излучением, также влияет экранирование ионов плазмой. Этот вопрос был недавно исследован в [122], где показано, что скорость набора энергии электронами при обратном тормозном излучении существенно уменьшается, если только частота лазерного излучения ω не близка к плазменной электронной частоте ω_e ; в этом резонансном случае ($\omega \approx \omega_e$) поглощение возрастает.

Наряду с уже цитированными работами, где используется тот или иной экранированный потенциал, имеется работа [183], в которой изучается влияние ион-ионных корреляций в плотной плазме на Гаунт-фактор. Показано, что в вырожденной плазме, характерной для внутрен-

них слоев некоторых звезд, полная непрозрачность вследствие этого эффекта уменьшается в типичных случаях меньше чем на 10%, тогда как в невырожденной плазме это уменьшение еще меньше.

Для многих приложений, связанных с рассмотрением лабораторной или астрофизической плазмы, требуется Гаунт-фактор, усредненный по функции распределения налетающих электронов по скоростям. Результаты такого усреднения для максвелловской функции распределения можно найти в [59, 61, 108, 152, 201] для чисто кулоновского потенциала, потенциалов Дебая–Хюккеля, ионной сферы, Томаса–Ферми и усредненного атома соответственно.

15.4. ВОЗМУЩЕНИЯ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Хорошо известно, что вследствие бесконечного радиуса кулоновского взаимодействия полное сечение упругого рассеяния двух точечных зарядов расходится при всех энергиях столкновения, и полное сечение возбуждения ионов заряженными частицами оказывается конечным при пороговом значении энергии. Помимо модификации собственных состояний системы учет плазменного экранирования меняет и эти общие черты атомных столкновений. Более того, если плотность плазмы очень велика, происходит перекрытие столкновений во времени, и, вместо того чтобы рассчитывать скорость бинарных столкновений в экранированном потенциале, необходимо определить скорости "столкновений", обусловленных стохастическим полем плазмы $F(t)$ [162]. Режим бинарных столкновений ограничен плотностями, для которых выполнено условие $N < R_{\sigma}^{-3}$, где R_{σ} – эффективный радиус взаимодействия сталкивающихся частиц.

Пусть v_* – постоянная скорость заряда Z_* , движущегося в однородной плазме, и $s_*(t)$ – положение заряда в момент времени t . В таком нестационарном случае для количественного описания экранирования с использованием формализма диэлектрической проницаемости [113] можно использовать представления о движении пробной частицы в плазме [146]. Для потенциала взаимодействия $\varphi_*(r)$ в заданной точке s имеем

$$\varphi_*(r) = \frac{4\pi Z_* e}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\{i k[s - s_*(t)]\} d^3 k}{k^2 \mathcal{D}(k, k \cdot v_*)}, \quad (15.29)$$

где $r = |s - s_*(t)|$ – мгновенное расстояние между пробной частицей и рассматриваемой точкой. Такой подход, который основывается на модели Дебая–Хюккеля для плазменного экранирования, приводит к следующему результату. Только те частицы плазмы, которые движутся со скоростями, по крайней мере сравнимыми со скоростью v_* , поляризуются за малые времена, так что они вносят эффективный вклад в экранирование потенциала движущегося заряда. В различных предельных случаях имеем:

- 1) если v_* много меньше средней тепловой скорости всех сортов

частиц плазмы, то $\mathcal{D} \rightarrow 1 - (k^2 D^2)^{-1}$ — потенциал пробного заряда и

$$\varphi_*(r) = \frac{Z_* e}{r} \exp(-r/D); \quad (15.30)$$

2) если v_* много больше средней тепловой скорости ионов всех сортов, но много меньше средней тепловой скорости электронов, то $\mathcal{D} \rightarrow 1 - (k^2 D_e^2)^{-1}$ и φ_* определяется выражением (15.30) с заменой D на D_e ;

3) если v_* много больше средней тепловой скорости всех сортов частиц плазмы, то $\mathcal{D} \rightarrow 1$ и потенциал пробного заряда оказывается незранированным.

Даже для покоящейся мишени такая модель экранирования справедлива только в том случае, если характерное время поляризации окружающей плазмы (порядка ω_e^{-1}) мало по сравнению с длительностью столкновения, скажем, величиной R_G/v . В противном случае в течение времени столкновения реализуется только одна или несколько конфигураций экранирующих частиц, и плазменные эффекты необходимо рассматривать в квазистатическом приближении (см. § 15.5). Такое рассмотрение наряду с использованием бинарного приближения ограничивает плотность плазмы. В настоящем обсуждении считается, что выполнены оба неравенства:

$$NR_G^3 < 1 \text{ и } v/R_G < \omega_e \sim N^{1/2}, \quad (15.31)$$

так что влияние плазмы на столкновения частиц можно рассматривать, используя экранированный кулоновский потенциал.

Имеется обширная литература, посвященная формальным аспектам теории рассеяния систем частиц с потенциалом взаимодействия Дебая—Хюккеля (см. [107, 158] и цитированную там литературу). Частично это связано с тем, что потенциал типа $\exp(-r/D)/r$ также используется при анализе ядерных столкновений. Однако мало что известно о рассеянии с использованием потенциала ионной сферы. Эта модель не имеет аналога в схеме пробных частиц, но она также может быть удобной для изучения рассеяния ионов в плазме с $\Gamma > \langle Z_i \rangle$.

Упругое рассеяние. В общем виде задача о расчете упругого рассеяния заряда $Z_* e$ центральным потенциалом не решается точно, за исключением случая высоких энергий, когда применимо (первое) борновское приближение. В борновском приближении дифференциальное сечение рассеяния на неподвижном центре на угол θ определяется выражением

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_B = \left(\frac{2m_* Z e}{\hbar^2} \right)^2 \left| \int_0^\infty r^2 \varphi(r) \frac{\sin K_* r}{K_* r} dr \right|^2, \quad (15.32)$$

где m_* — масса рассеивающейся частицы; $\hbar k_*$ — ее импульс; $K_* = 2k_* \sin(\theta/2)$. Для бинарного столкновения m_* и $\hbar k_*$ заменяются на приведенную массу μ двух частиц и их относительный импульс $\hbar k$, а θ является углом рассеяния в системе центра масс.

В приближении пробной частицы формула для дифференциального сечения упругого рассеяния быстрого (неэкранированного) заряда Z_*e на заряде Z с учетом дебаевской экранировки непосредственно следует из (15.30) и (15.32)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B^{\text{DH}} = \left(\frac{2\mu Z_* Z e^2 D^2 / \hbar^2}{1 + (KD)^2}\right)^2, \quad (15.33)$$

где D – соответствующий радиус экранирования; $K = 2k \sin(\theta/2)$. В пределе $D \rightarrow \infty$ это выражение непрерывно переходит в формулу Резерфорда для рассеяния на кулоновском центре

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_C = \left(\frac{2\mu Z Z_* e^2}{\hbar^2 K^2}\right)^2 = \frac{1}{16} r_0^2 \sin^{-4}(\theta/2). \quad (15.34)$$

Здесь $r_0 = 2\mu |Z Z_*| e^2 / (\hbar^2 k^2)$ – расстояние наибольшего сближения для лобового столкновения частиц с отталкивательным потенциалом взаимодействия. Проинтегрировав (15.33) по телесному углу, получим выражение для полного конечного сечения рассеяния

$$\sigma_B^{\text{DH}} = \frac{4\pi (2\mu Z Z_* e^2 D^2 / \hbar^2)^2}{1 + 4k^2 D^2} = \frac{4\pi r_0^2 (kD)^4}{1 + 4k^2 D^2}. \quad (15.35)$$

Сравнение (15.35) с сечением σ^{DH} , рассчитанными без использования борновского приближения, показывает, что борновское приближение обеспечивает точность в пределах 10% даже при $kD \sim 1$ [107].

В плазме с большими значениями Γ упругое рассеяние быстрой частицы на медленно движущихся (тепловых) ионах с разумной точностью можно описать с помощью (15.32), если в качестве $\varphi(r)$ использовать φ_{IS} , φ_{TF} или φ_{AA} . Подставляя φ_{IS} в (15.32), после некоторых преобразований получаем

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B^{\text{IS}} = \left(\frac{2\mu Z_* Z n e^2 R_i^2}{\hbar^2}\right)^2 \left| 6 \sum_{l=0}^{\infty} x \right. \\ \left. \times \frac{(-1)^l (2+l)(KR_i)^{2l}}{(2l+5)!} \right|^2, \quad (15.36)$$

где $Z_n e$ – заряд ядра экранированного иона-мишени. Интегрируя по телесному углу, получаем выражение для полного сечения упругого рассеяния на потенциале ионной сферы

$$\sigma_B^{\text{IS}} = \pi (2\mu Z_* Z_n e^2 R_i^2 / \hbar^2) Y(2kR_i) = \\ = \pi r_0^2 (kR_i)^4 Y(2kR_i), \quad (15.37)$$

где функция $Y(x)$, значения которой приведены в табл. 15.2, является функцией, медленно спадающей от значения $Y(0) = 0,04$.

Таблица 15.2. Функция $Y(x)$

x	$Y(x)$	x	$Y(x)$
0,0	0,0400	7,5	0,0310
0,5	0,0393	10,0	0,0286
1,0	0,0386	12,5	0,0265
1,5	0,0379	15,0	0,0246
2,0	0,0373	17,5	0,0230
3,0	0,0360	20,0	0,0214
4,0	0,0348	22,5	0,0201
5,0	0,0336	25,0	0,0188

Общую формулу для дифференциального борновского сечения упругого рассеяния на потенциале Томаса–Ферми можно представить в виде функции от безразмерных переменных U и ξ , определенных формулами (15.10) и (15.11):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B^{TF} = \left| \frac{2\mu Z_* Z_n e^2 \xi}{\hbar^2 K} \int_0^\infty U(x) \sin(K \xi x) dx \right|^2. \quad (15.38)$$

Для нейтральных атомов дифференциальное сечение пропорционально квадрату универсальной функции от произведения $K\xi$, которая табулирована в книге [169]. Представляется возможным, хотя это и не было сделано, рассмотреть упругое рассеяние на ионах плазмы, подставляя в (15.38) потенциальную функцию U , рассчитанную для среды с конечными плотностью и температурой.

Коэффициенты переноса в ионизованном газе определяются отклонениями на малый угол при столкновении заряженных частиц. Для иллюстрации влияния экранировки на коэффициенты переноса сравним формулы для потери энергии, рассчитанные с использованием сечений рассеяния в борновском приближении для кулоновского потенциала и потенциала Дебая–Хюккеля; используя (15.36) и (15.38), трудно получить простые выражения для скорости потерь энергии.

Если в однокомпонентной плазме с плотностью ионов N , имеющих заряд Ze и массу M , движется заряд Z_*e с массой m_* , то потери энергии на единицу длины пути определяются выражением

$$-\left(\frac{dE_*}{ds}\right) = N \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} [-\Delta E(\Omega)], \quad (15.39)$$

где

$$-\Delta E(\Omega) = \frac{4m_*M}{(m_* + M)^2} E_* \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (15.40)$$

есть потери энергии при однократном рассеянии. Если не учитывать экранировку ионов плазмы, то из (15.39) и (15.40) получаем кулоновское

выражение

$$-\left(\frac{dE_*}{ds}\right)_C = \frac{\pi N}{M} \left(\frac{2\mu Z Z_* e^2}{\hbar k}\right)^2 \ln \left(\frac{\hbar^2 k^2 \rho_{\max}}{\mu e^2 |Z Z_*|}\right). \quad (15.41)$$

Здесь $\mu = (M^{-1} + m_*^{-1})^{-1}$; ρ_{\max} — в определенной степени произвольный максимальный прицельный параметр, для которого еще имеется сколько-нибудь существенная передача энергии при отдельном кулоновском столкновении. Предположим, что замедляющейся частицей является заряд, выбранный из теплового распределения частиц в плазме. Тогда, подставляя вместо ρ_{\max} величину D_e и используя приближение $\hbar^2 k_*^2 = 3\mu\theta$ под знаком логарифма, получаем хорошо известное выражение для кулоновского логарифма [171]

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{3\theta D_e}{|Z Z_*| e^2}\right) = \ln \left(\frac{3Z^3}{Z_*^2 \Gamma^3}\right)^{1/2}. \quad (15.42)$$

В [171] приведена таблица значений $\ln \Lambda$ для широкого интервала параметров плазмы. Для водородной плазмы в режимах, характерных для экспериментов с инерционным удержанием плазмы, имеем $\ln \Lambda \sim 3 \div 10$.

Формулу (15.33) вследствие ее особенной простоты можно использовать для получения борновской формулы для скорости потерь энергии частиц с потенциалом взаимодействия Дебая–Хюккеля [аналогичной формуле (15.41)]

$$-\left(\frac{dE_*}{ds}\right)_B^{\text{DH}} = \frac{\pi N}{M} \left(\frac{2\mu Z_* Z e^2}{\hbar k_*}\right)^2 L_B^{\text{DH}}(2k_* D), \quad (15.43)$$

где

$$L_B^{\text{DH}}(x) = \frac{1}{2} [\ln(1+x^2) - x^2/(1+x^2)]. \quad (15.44)$$

При электронной экранировке плазменных ионов $D \rightarrow D_e$. Если k_* вновь заменить на его среднеквадратичное тепловое значение, то аргумент функции L принимает вид

$$\Upsilon = \frac{2D_e \sqrt{3\mu\theta}}{\hbar} = \frac{\theta}{\hbar \omega_e} \sqrt{\frac{12\mu}{m_e}}. \quad (15.45)$$

В горячей плазме обычно $\Upsilon \gg 1$. Таким образом, отношение скорости потерь энергии, рассчитанной для кулоновского потенциала, к скорости потерь, рассчитанной для потенциала Дебая–Хюккеля, равно $\ln \Lambda / \ln \Upsilon$. Заметим, что в отличие от кулоновского логарифма величина Υ зависит от масс рассеивающихся частиц.

Приведем специальный численный пример для рассеяния частиц с $|Z_*| = 1$ в водородной плазме с $N_e = 3,4 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $\theta = 340 \text{ эВ}$; для такой плазмы $\ln \Lambda = 4,0$. Из (15.45) получаем, что при $m_* = m_e \ln \Upsilon = 2,8$ и $m_* = 1836 m_e \ln \Upsilon = 6,6$.

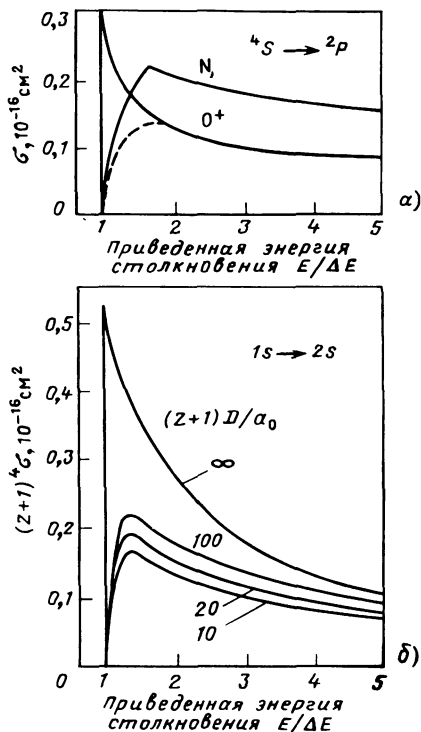
Все результаты этого параграфа применимы к невырожденной плазме. Вопрос о скорости потерь энергии заряженной частицей, движущейся в Ферми-газе, детально рассматривался в некоторых работах (например, [52, 138, 143]) и здесь дополнительно рассматриваться не будет. Интересно отметить, что в очень плотной плазме логарифмическая расходимость dE/ds , обусловленная малой передачей энергии при отдельных столкновениях, устраняется учетом не плазменной экранировки [переходом $\rho_{\max} \rightarrow D$ в (15.41)], а того обстоятельства, что имеется минимальная энергия, которая может быть передана вырожденной плазме. Эта энергия является минимальной из двух значений энергии: энергии, необходимой для перевода рассеянного электрона в незанятую область пространства скоростей (в среднем это $1/3$ энергии Ферми), и энергии $\hbar\omega_i = (Z_i m_e / M_i)^{1/2} \hbar\omega_e$, т.е. энергии плазмона, отвечающего коллективным движениям ионов.

Неупругое рассеяние. О влиянии плазмы на неупругие процессы, такие, как возбуждение, ионизация, известно немного. Однако некоторые качественные эффекты, связанные с экранировкой плазменными электронами, при возбуждении медленных (тепловых) ионов электронным ударом можно оценить, сравнивая сечения для двух изоэлектронных систем: одной нейтральной и одной заряженной. Для отдельного перехода можно показать, что экранировка влияет на акт рассеяния, если не учитывать дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия. (Сравнение сечений столкновительной ионизации для нейтральной и заряженной изоэлектронной мишени не очень подходит для иллюстрации эффекта плазменной экранировки, поскольку в обоих случаях выбитый электрон взаимодействует с исходным ионом и рассеянной заряженной частицей благодаря кулоновскому потенциалу.) Для такого сравнения на рис. 15.8 представлены результаты расчетов сечений для перехода $(2p^3)^4S \rightarrow (2p^3)^2P$ для столкновений электронов с O^+ и N . Для облегчения сравнения теоретические кривые представлены как функции энергии электрона, выраженной в пороговых значениях энергии E для каждой системы. Конечный радиус электрон-атомного взаимодействия приводит к тому, что сечение возбуждения атома азота обращается в нуль при $E = \Delta E$, и плазменная экранировка приводит к такому же поведению сечения возбуждения иона электронным ударом. Рассмотрение на основе модельного потенциала [77] подтверждает, что порядок эффекта близок к тому, что показан на рис. 15.8, а. На рис. 15.8, б представлены некоторые результаты других авторов, которые использовали первое борновское приближение для расчета различных сечений возбуждения при столкновении электрона с одноэлектронным ионом с учетом дебаевской экранировки.

Борновское приближение часто неприменимо вблизи порога, и, к сожалению, это как раз та область энергий, которая вносит основной вклад при расчете многих усредненных по тепловым скоростям электронов коэффициентов:

$$C_{ab} = \langle \nu \sigma(a \rightarrow b) \rangle = [8\theta / (\pi\mu)]^{1/2} \int_{x_0}^{\infty} x \sigma(x) e^{-x} dx, \quad (15.46)$$

Рис. 15.8. Рассчитанное сечение возбуждения электронным ударом для перехода $(2p^3)^4S \rightarrow (2p^3)^2P$ в N и O^+ [80]. Приведенное значение сечения для азота хорошо согласуется при больших энергиях с сечением для кислорода; штриховой кривой показано поведение сечения при малых энергиях. Для азота пороговая энергия $\Delta E = 3,58$ эВ; для кислорода $\Delta E = 5,02$ эВ (а). Рассчитанное сечение возбуждения электронным ударом для перехода $1s \rightarrow 2s$ в одноэлектронном ионе с зарядом ядра $(Z+1)e$. Представлены результаты расчета в борновском приближении для рассеяния в потенциале Дебая–Хюккеля [77] и в кулон-борновском приближении для рассеяния на незранированном ионе [135]. Пороговая энергия $\Delta E = 10,2 (Z+1)^2$ эВ (б)



где $x = E/\theta$ и $x_0 = \Delta E(a, b)/\theta$ – безразмерные отношения. Это обстоятельство связано с тем, что основным ионом в плазме является ион, потенциал ионизации которого примерно в 10 раз превышает температуру плазмы, так что наиболее вероятен процесс возбуждения с $x_0 \sim 1$. В [37] представлены результаты расчетов методом искаженных волн сечений возбуждения водородоподобного иона неона в плотной плазме. Использовался экранированный потенциал взаимодействия с учетом обменных и корреляционных членов, полученный методом функционала плотности, но фактически этот потенциал был весьма близок к потенциалу Дебая–Хюккеля. В [190] представлены результаты расчетов методом искаженных волн и методом сильной связи с учетом нескольких состояний сечений возбуждения ионов He^+ , Ne^{+9} , Ar^{+17} в плотной плазме; были рассмотрены модели Дебая–Хюккеля и ионной сферы. Из этих новых результатов вытекает следующее:

1) как и при расчетах в борновском приближении, учет экранировки существенно уменьшает сечение для дипольных (разрешенных) переходов при всех энергиях столкновений. Однако в отличие от предсказаний, сделанных в борновском приближении, сечения запрещенных (не дипольных) переходов не очень чувствительны к учету плазменной экранировки;

2) модификация траектории налетающего электрона из-за учета экранировки не имеет значения; главную роль играет экранировка электрон-

электронного взаимодействия, которое входит в матричный элемент перехода.

В [28] разработана схема эксперимента по измерению скоростей неупругих столкновений электрон—атом в водородной плазме. Из анализа данных об интенсивностях бальмеровских линий делается вывод, что скорости неупругих столкновений с возбужденными ($n = 2$) атомами водорода оказались по крайней мере в 5 раз меньше, чем теоретические значения (для незранированных атомов). Для того чтобы определить, в какой мере этот удивительный результат, полученный в [28], обусловлен переносом частиц в плазме, требуется проведение детальных расчетов с использованием умеренного радиуса экранирования, ожидаемого для нейтрального атома ($D_e = 5000 a_0$). В противоположность этому результату в [114] из анализа интенсивностей спектральных линий иона C^{+4} в плазме θ -пинча с малой плотностью ($N_e \gtrsim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) делается вывод, что сечения возбуждения иона углерода находятся в хорошем согласии с результатами расчетов для незранированного потенциала.

В [112] представлены результаты нового эксперимента по определению скоростей возбуждения иона He^+ в плазме с параметрами, близкими к параметрам плазмы, изучающейся в [28]. В этом случае не было обнаружено существенных отклонений скоростей от результатов расчета для незранированного потенциала. Конечно, по этому вопросу необходимо получить большую экспериментальную информацию, но в плотной плазме очень трудно извлекать точные значения скоростей электрон-ионных столкновений из спектроскопических данных. Кроме того, необходим анализ влияния плазменной экранировки на сечения ионизации электронным ударом и значительно меньшие сечения неупругого возбуждения ионов при столкновении с ионами; эти процессы также играют важную роль при расчете заселенностей атомных уровней в плотной плазме.

15.5. ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

На линейчатое излучение плотной плазмы сильно влияет штарковское уширение, т.е. уширение давлением, связанное с заряженными возмущающими частицами. На интенсивности спектральных линий, образующихся в плотной плазме, влияют также эффекты радиационного переноса, обусловленные большой оптической толщиной плазмы. Кроме того, электрические микрополя в плазме смешивают атомные состояния различной четности, что ведет к появлению "запрещенных компонент" линий, соответствующих разрешенным переходам. Прежде чем кратко обсудить эти вопросы, полезно суммировать сведения о других механизмах уширения, существенных при анализе спектров плотной плазмы. К числу таких механизмов относятся дошеровское и естественное уширения, которые имеют место в газе с произвольными плотностью и температурой.

Пусть $Q(\omega)d(\omega)$ — мощность, излучаемая единичным объемом плазмы в интервале угловых частот $d\omega$ вблизи ω . Вблизи частоты ω_0 , соот-

ветствующей атомному переходу $a \rightarrow b$, $\omega_0 = \Delta E(a, b)/\hbar$, имеет место следующее соотношение:

$$Q(\omega) d(\omega) = \frac{4\omega^3}{3c^3} N_a I_{ab}(\omega) d\omega, \quad (15.47)$$

где N_a — плотность излучаемых атомов; $I(\omega)$ — распределение интенсивности излучения в пределах линии, называемое формой линии. В общем случае перекрывающихся линий в (15.47) содержится суммирование по всем существенным переходам; если имеется непрерывное излучение, то его вклад в $Q(\omega)d\omega$ следует добавить к (15.47). Форма линии $I(\omega)$ пропорциональна силе линии $S(a, b)$ [см. (15.23)]. Естественное уширение описывается формулой Лоренца

$$I_{ab}^{(L)}(\omega) = \frac{\gamma_L S(a, b)}{\pi w(a) [(\omega - \omega_0)^2 + \gamma_L^2]}, \quad (15.48)$$

где $(2\gamma_L)^{-1}$ — гармоническое среднее радиационных времен жизни состояний a и b ; отметим, что $2\gamma_L$ — полная ширина профиля на полувысоте. Для максвелловского распределения ионов по скоростям доплеровский профиль линии определяется выражением

$$I_{ab}^{(D)}(\omega) = \frac{S(a, b)}{\gamma_D w(a) \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\gamma_D}\right)^2\right], \quad (15.49)$$

где $\gamma_D = \omega_0 (2\theta / (M_i c^2))^{1/2}$ — полная ширина доплеровского профиля на полувысоте, умноженная на $(2\sqrt{\ln 2})^{-1}$. При увеличении температуры плазмы доплеровское уширение становится все более важным. Такая тенденция проявляется и для естественного уширения линий ионов с более высокими значениями заряда; грубо говоря, имеет место скейлинг $\gamma_L / \omega_0 \sim Z^2$.

Свертка выражений $I^{(L)}$ и $I^{(D)}$ приводит к хорошо известному профилю Фойгта, который описывает формулу линии, образующейся при одновременном учете гауссова и лоренцева механизмов уширения. Свойства функции Фойгта обсуждаются в [3], и в [1] приводится полезная оценка полной ширины на полувысоте профиля Фойгта

$$2\gamma_V = \gamma_L + [\gamma_L^2 + (4\ln 2)\gamma_D^2]^{1/2}. \quad (15.50)$$

Из обсуждения, проведенного в § 15.3, ясно, что возмущения собственных атомных состояний окружающей плазмой уменьшают силы радиационных переходов и, следовательно, ведут к несколько меньшим значениям интенсивностей линий и меньшим значениям естественных ширин линий γ_L . В плотной плазме уменьшаются также доплеровские ширины для излучающих ионов. Если средняя длина свободного пробега излучающей частицы между столкновениями, сопровождающимися отклонениями на большой угол, много меньше длины волны испускаемого фотона, то происходит уменьшение доплеровской ширины, поскольку в тече-

ние процесса излучения часть импульса излучающей частицы из-за столкновений может быть передана другим частицам [29, 44]. Фактически величина сужения линии может превосходить значение, которое было найдено в [29], где использовалась длина свободного пробега по отношению к кулоновским столкновениям, которая пропорциональна $(\ln \Lambda)^{-1}$. Но если использовать потенциал Дебая–Хюккеля, то средняя длина свободного пробега иона оказывается меньше и пропорциональна не $(\ln \Lambda)^{-1}$, а $(\ln \Upsilon)^{-1}$. До сих пор в расчетах формы спектральных линий не были учтены эти эффекты плазменной экранировки.

Штарковское уширение. Современная теория штарковского уширения развивалась независимо в [8, 111]. Аспекты теории, суммированные в настоящем разделе, подробно описаны в учебниках [66, 168], а также в обзорной статье [9]. Экспериментальные результаты вплоть до настоящего времени суммированы в обзоре [191].

1. *Основные представления.* Задачу о штарковском уширении можно рассматривать как квантовомеханическую задачу о возмущении системы. Наличие плазмы, окружающей излучающий атом (или ион), приводит к появлению в гамильтониане атома, зависящего от времени взаимодействия $V(t)$. Форму линии для электрического дипольного перехода можно выразить через собственные функции $\Psi_i(t)$ полного гамильтониана [168]:

$$I_{a,b}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} dt e^{i\omega t} \times \langle \Psi_b(t) | \mathbf{d} | \Psi_a(t) \rangle \right|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \Phi(\tau), \quad (15.51)$$

где \mathbf{d} – мгновенный электрический дипольный момент излучающей частицы; $\Phi(\tau)$ – Фурье-преобразование $I(\omega)$ – автокорреляционная функция дипольного момента перехода;

$$\Phi(\tau) = \left\{ \langle \Psi_a(0) | \mathbf{d} | \Psi_b(0) \rangle \langle \Psi_b(\tau) | \mathbf{d} | \Psi_a(\tau) \rangle \right\}. \quad (15.52)$$

В выражении (15.52), которое следует из эргодической гипотезы для стационарного случайного процесса, фигурные скобки означают усреднение по ансамблю плазменных конфигураций. Если состояние a или b является вырожденными или одним из нескольких близко расположенных состояний, выражения (15.52) представляет собой взвешенную со статистическими весами сумму членов.

Стандартным способом нахождения $\Phi(\tau)$ является использование метода вариации постоянной Дирака, в котором каждая функция $\Psi(t)$ выражается через невозмущенные атомные собственные функции $|i\rangle$ и матричные элементы взаимодействия $V_{ij}(t) = \langle i | V(t) | j \rangle$. В квазистатистическом пределе функция $V(t)$ почти не меняется в процессе излучения, тогда как в ударном пределе принимается, что в течение этого времени функция $V(t)$ меняется существенным образом из-за столкновений между излучающей частицей и быстро движущимися зарядами. В принципе,

квазистатическое приближение справедливо только при описании той части профиля, для которой расстояние от центра линии много больше обратного характерного времени флуктуаций микрополя, т.е. $\Delta\omega \gg \frac{1}{|\mathbf{F}'|/|\mathbf{F}|}$. Это неравенство перепишем в виде

$$\frac{\Delta\omega}{\gamma_D} \gg \frac{\Gamma}{\langle Z \rangle^2 \alpha} \frac{\theta}{\hbar\omega_0} \quad (15.53)$$

Ударное приближение строго применимо только для описания центральной части профиля $\Delta\omega \ll v/R_G$. Однако практически в большинстве расчетов штарковского уширения линий для всего профиля используется ударное приближение для электронов и квазистатическое для ионов. Полный штарковский профиль затем получается путем свертки этих двух результатов.

Квазистатическую автокорреляционную функцию для изолированной линии (ни верхнее, ни нижнее состояния не являются вырожденными) получим прямо из формул теории возмущений Дирака, и, подставив ее в (15.51), получим

$$I_{ab}(\omega) = S(a, b) \mathcal{P}(\Delta\omega) \delta(\omega - \omega_0 - \Delta\omega)/w(a), \quad (15.54)$$

где $\hbar\Delta\omega = V_{aa} - V_{bb}$ — изменение энергии перехода; $\mathcal{P}(\Delta\omega)d(\Delta\omega)$ — вероятность реализации плазменной конфигурации, которая приводит к сдвигу частоты $\Delta\omega$. В соответствии с этим в квазистатическом приближении расчет $I(\omega)$ сводится к нахождению распределения плазменного микрополя, которое обсуждалось в § 15.2, и расчету матричных элементов V , который будет обсуждаться в этом параграфе ниже.

Классическое ударное приближение, учитывающее только изменение фазы излучающего атома, обычно является неадекватным при описании уширения. Квантовый формализм требует проведения длинных вычислений, и здесь мы приведем только окончательный результат (см. любую работу, на которую сделаны ссылки в начале § 15.5). Для изолированной линии имеем

$$I_{ab}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{ab} S(a, b)/w(a)}{(\omega - \omega_0 - \delta_{ab})^2 + \gamma_{ab}^2}, \quad (15.55)$$

где лоренцева полуширина линии γ и сдвиг относительно центра линии δ выражены через элементы комплексной матрицы рассеяния S :

$$\gamma_{ab} - i\delta_{ab} = \{1 - \langle a | \mathbf{S}^* | a \rangle \langle b | \mathbf{S} | b \rangle\}. \quad (15.56)$$

В этой формуле звездочка означает комплексное сопряжение, и для ударного уширения фигурная скобка означает усреднение по скоростям сталкивающихся частиц v , имеющих функцию распределения $f(v)$, и по параметру удара ρ :

$$\{[\dots]\} \rightarrow 2\pi N \int dv f(v) v \int d\rho \rho [\dots]. \quad (15.57)$$

Если возмущением нижнего состояния можно пренебречь, как это часто

бывает, то $2\gamma_{ab} \rightarrow N(\sigma_a \text{ (полное)} \nu)$ — полная скорость рассеяния атомами, находящимися в состоянии a . Для описания линий водородоподобных ионов вследствие вырождения состояний требуется использовать более общие формы выражений (15.54) и (15.55). Формулы для профиля линии таких ионов содержат след матрицы по учитываемым вырожденным атомным состояниям от произведения операторов электрического дипольного момента, S-матрицы и матрицы плотности.

В [166] развивается единая теория, в которой используется более удовлетворительный способ описания электронов в пределах всего профиля линии. Эта теория переходит в ударное приближение в ядре линии и в квазистатическое приближение на крыльях линии. Такой формализм, упомянутый в [63] и примененный к рассмотрению линий водородоподобных ионов, требует проведения трудоемких расчетов. Дальнейшее уточнение общей теории включает эффекты, уширения, обусловленные движением излучающего иона [180, 182].

Почти все расчеты уширения линий в ударном приближении основываются на формулах метода параметра удара, и вплоть до настоящего времени влияние экранировки на ударную электронную ширину и сдвиг линии рассматривается путем обрезания параметра удара на значениях, меньших, чем электронный дебаевский радиус D_e , или путем использования взаимодействия между излучающей и возмущающей частицами с учетом дебаевской экранировки. Для переходов между уровнями, одни из которых (или оба) близки к континууму, необходимо при расчете ширин и сдвигов линий в плотной плазме также учитывать влияние экранировки на связанный электрон.

Следует особо отметить, что ударное приближение основывается на предположении, что сильные столкновения, для которых $\rho < R_\sigma$, не происходят одновременно [9]; это ограничение эквивалентно упомянутому выше ограничению по плотности $NR\sigma^3 < 1$. В [149] развита теория уширения для случая очень высокой плотности плазмы, когда ударное приближение неприменимо. В [20] предложен формализм, альтернативный стандартному формализму штарковского уширения, для которого характерно полное отбрасывание представлений о столкновениях частиц; вместо этого определяется отклик излучающей частицы на нестационарное микрополе $F(t)$, образуемое как электронами, так и ионами. До настоящего времени во всех расчетах, выполненных в рамках этой теории, использовались аналитические модели расчета микрополей [156, 157], сильные и слабые стороны которых обсуждаются в [21, 62, 167]. Для проверки результатов этих аналитических теорий может оказаться полезным использовать расчеты микрополей с помощью численного моделирования (методы молекулярной динамики).

2. *Квазистатические сдвиги для резонансных линий ионов.* Для того чтобы определить квазистатические профили, необходимо рассчитать диагональные матричные элементы оператора взаимодействия плазмы с излучающей частицей V . Здесь мы ограничимся только рассмотрением резонансных линий ионов с одним и двумя электронами, поскольку они наиболее часто наблюдаются в высокотемпературной плазме (см., например, [19]).

Рассмотрим возмущающий ион с зарядом $Z_j e$, находящийся на расстоянии R_j от ядра излучающего иона; потенциал его взаимодействия V_j с излучающей частицей, чей электрон, совершающий переход, находится в точке r , можно разложить в ряд по полиномам Лежандра P_ν . Тогда квазистатический сдвиг энергии перехода, обусловленный всеми возмущающими ионами, имеет вид

$$\hbar \Delta \omega = - \sum_{\text{ион}} \left[\frac{Z_j e^2}{R_j} \sum_{\nu=1}^{\infty} \langle a \left| \left(\frac{r}{R_j} \right)^\nu P_\nu(\cos \theta_j) \right| a \right], \quad (15.58)$$

поскольку основное состояние водородо- и гелиеподобных ионов является сферически симметричным.

Для водородоподобных излучающих ионов главный член ($\nu = 1$) не обращается в нуль, и, используя параболическую систему координат, из (15.57) получаем формулу для сдвига при линейном штарк-эффекте в электрон-вольтах

$$\begin{aligned} \hbar \Delta \omega &= \frac{3F}{2} \frac{n_a}{Z_n} (n_1 - n_2) e a_0 = \beta \frac{n_a}{Z_n} (n_1 - n_2) \times \\ &\times \left(\frac{N_e \langle Z_i^{3/2} \rangle / \langle Z_i \rangle}{6,15 \cdot 10^{21}} \right)^{2/3}. \end{aligned} \quad (15.59)$$

Здесь $F = \beta F_0$ — напряжённость результирующего ионного поля; N_e — в см⁻³; n_a — главное квантовое число верхнего состояния; $Z_n e$ — заряд ядра излучающего иона; $n_1 - n_2 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm (n_a - 1)$ — разность двух параболических квантовых чисел. Каждое из $(2n_a - 1)$ штарковских подсостояний собственного состояния $|a\rangle$ возмущается в различной степени. Полный профиль резонансной линии, возникающей при переходе $n_a \rightarrow 1$ и имеющей полную ширину на полувысоте $2\gamma_S \hbar = 3F n_a (n_a - 1) e Z_n a_0$, состоит из перекрывающихся компонент, симметричных относительно точки $\Delta \omega = 0$.

Эта хорошо известная схема уширения становится неприменимой в очень плотной плазме: плазменная экранировка, а для излучателей с большим Z — тонкое расщепление, снимают орбитальное вырождение водородоподобных состояний; более того, больше нельзя пренебрегать квадрупольным взаимодействием [член с $\nu = 2$ в (15.58)]. В [187] обсуждается сложная асимметричная картина штарковского уширения, которая возникает при одновременном учете всех этих возмущений. Одни из примеров штарковского уширения, рассмотренный в [187], представлен на рис. 15.9.

Штарковские профили ионов с двумя электронами существенно отличаются от профилей для одноэлектронных ионов, поскольку для ионов с двумя электронами возможно только случайное вырождение различных атомных состояний. Во-первых, спектральные линии изолированы, и это означает, что для расчета ударного уширения можно использовать одночленную формулу (15.55). Во-вторых, квазистатические сдвиги не зависят линейно от ионного микрополя. Вместо этого формула для штар-

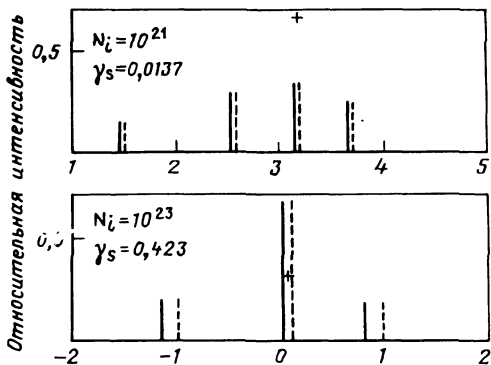


Рис. 15.9. Штарковское расщепление линии Ly_α для иона Ne^{9+} в однородной неоновой плазме для двух значений плотности ионов N_i , $см^{-3}$; в каждом случае напряженность ионного поля принята равной F_0 . Единицей энергии является полуширина при линейном штарк-эффекте $\gamma_S (e^2/a_0)$; крестики – положение компонент тонкой структуры линии Ly_α и интенсивности в пределе малых плотностей. Сплошные и штриховые линии – результаты, полученные при учете и без учета экранирования

излучающего иона в модели ионной сферы соответственно. Энергия отсчитывается от значения, соответствующего невозмущенной линии Ly_α ; увеличение энергии соответствует области вправо от 0 [187]

ковского сдвига содержит член первого порядка (квадрупольный), пропорциональный градиенту поля $H = -\frac{1}{2} \hat{u} \cdot (\partial F / \partial u)$, где \hat{u} – единичный вектор в направлении F , и член второго порядка, пропорциональный F^2 (квадратичный штарк-эффект):

$$\hbar \Delta \omega = B_3(a)H + B_4(a)F^2. \quad (15.60)$$

Коэффициенты B_3 и B_4 , которые в приближении ближайшего соседа пропорциональны R^{-3} и R^{-4} , приведены в [186] для случая $L-S$ -связи; эффекты промежуточной связи обсуждаются в [68]. Даже в отсутствие какого-либо механизма уширения нижнего состояния все еще трудно рассчитать квазистатический профиль (15.54), поскольку он зависит от распределения F и H (см. [33, 186]).

3. *Сравнение измеренной и рассчитанной формы линии.* Впервые квантовая ударная теория была использована для расчета профилей линий водородоподобных ионов авторами [70]. Обширные результаты расчетов для линий H и He^+ , для которых учитывался только линейный штарк-эффект, опубликованы в [65]. В [163] (см. также [40]) проводится обобщение формул для штарковских профилей с учетом члена, обусловленного квадратичным взаимодействием, в (15.58). Для определения квазистатических профилей в водородной плазме с $N_e \gtrsim 10^{18} см^{-3}$ использовалось распределение напряженностей полей для модели независимых частиц. В [6, 7] дополнительно учтены поправки, связанные с квадратичным штарк-эффектом, и рассчитаны полные штарковские профили линий водорода. Для распределения в крыльях линий Ly_α результат [6, 7] согласуется с результатами измерений [55], но для линии Ly_β согласие оказывается не таким хорошим. Оказывается, однако, что небольшая наблюдаемая асимметрия линий обусловлена штарковскими членами более высоких порядков.

Более серьезное расхождение между теорией и экспериментом обнаружено в [72], где изучалась центральная часть профиля линии Ly_α в 388

плазме с $N_e \gtrsim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\theta \approx 1$ эВ и было показано, что полная ширина на полувысоте почти в 2 раза превышает расчетное значение. В [181] приводились доводы в пользу того, что источником расхождения является относительное движение излучающей и возмущающей частиц, а в [67] считается, что расхождение связано с флуктуациями числа экранирующих электронов внутри дебаевской сферы, но до сих пор выполнено слишком мало работ, в которых проводится сравнение теоретических и экспериментальных профилей, чтобы можно было с достаточной определенностью идентифицировать дополнительные механизмы уширения.

В [69] представлены результаты расчета сетки линейных частичных штарковских ширин (полные ширины на высоте, составляющей $1/n$ часть максимальной высоты, с $n = 2, 4, 8$) для некоторых одноэлектронных ионов в плотной горячей плазме. Кроме того, опубликованы результаты измерений профилей линий водородоподобных ионов в лазерной плазме, выполненных в некоторых лабораториях (см. [109, 127, 195]). Для определения плотности плазмы проводилось сравнение рассчитанных профилей с этими экспериментальными профилями. Однако неизвестно, насколько правильными в действительности являются теоретические профили, поскольку не было независимого метода определения N_e и в некоторых случаях оптическая толщина плазмы в центре линии была велика. До тех пор, пока не будет получено большее количество информации, значение плотности плазмы, определенное по штарковской ширине линий водородоподобных ионов, является ненадежным и может считаться правильным только с точностью до 50% или около того.

Имеется едва ли несколько работ по изучению уширения линий гелиеподобных ионов в горячей плотной плазме, и остается обширное поле деятельности в этой области. В [117] проведены расчеты профилей резонансных линий ионов Ag^{+16} и Si^{+12} с учетом квадрупольного взаимодействия, но без учета квадратичного штарк-эффекта, вклад которого при высоких плотностях обычно сравнивается с вкладом квадрупольного взаимодействия. Квазистатические профили резонансных линий гелиеподобного неона и аргона рассчитаны в [186]. Учитываются оба штарковских механизма, но затем для аппроксимации полного профиля линий проведена свертка с фойгтовским профилем. В [18] измерены положения и интенсивности интеркомбинационных линий некоторых сильно ободренных двухэлектронных ионов, но не представлены данные о профилях отдельных линий. В [78, 110, 194] представлены данные для линий иона Ag^{+16} , полученные с высоким разрешением в очень плотной плазме ($N_e > 10^{23} \text{ см}^{-3}$). И вновь здесь сравнение с теорией осложняется эффектами непрозрачности плазмы. Особенно поучительная статья [110].

Наконец, в [83] затронут интересный вопрос о спектроскопии лазерной плазмы, не обладающей сферической симметрией. В таких экспериментах в плазме-мишени может самогенерироваться магнитное поле с напряженностью порядка несколько мегагаусс [142, 172], что означает действие на движущийся ион электрического поля $[\mathbf{V}\mathbf{B}]$, по величине сравнимого с плазменным микрополем. Уширение спектральных линий, обусловленное этим полем, носит особенно сложный характер, по-

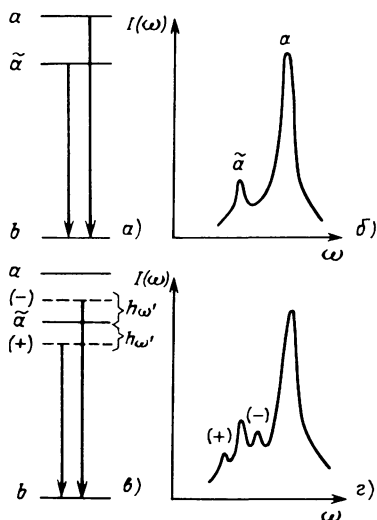


Рис. 15.10. Схематическая диаграмма уровней энергии реальных состояний, приводящих к возбуждению запрещенной компоненты ($a \rightarrow b$) разрешенного перехода ($a \rightarrow b$) (а) и результирующий спектр (б). Схематическая диаграмма уровней энергии реальных и виртуальных ($-$, $+$) состояний, приводящих к возбуждению запрещенной компоненты разрешенного перехода и плазменных спутников ($[-] \rightarrow b$ и $[+] \rightarrow b$) (в) и результирующий спектр (z)

скольку такой механизм уширения сильно коррелирует с доплеровским и штарковским механизмами уширения. Более того, линии становятся поляризованными и измеренные профили зависят от ориентации детектора относительно мишени. Вопрос о том, в какой степени этот эффект влияет на результаты проведенного анализа профилей линий, все еще требует ответа.

Запрещенные компоненты и плазменные спутники. Часто случается так, что возбужденные атомные состояния с различной четностью, но с той же мультиплетностью расположены близко друг к другу. Такие состояния перемешиваются под влиянием микроскопических электрических полей в плазме. Предположим, как показано на рис. 15.10, а, что имеется только два близких состояния и что в вакууме переход $a \rightarrow b$ разрешен, а переход $\tilde{a} \rightarrow b$ запрещен (дипольно). В предельном случае вырожденных состояний a и \tilde{a} или сильных электрических полей должен наблюдаться водородоподобный профиль линии. При менее жестких ограничениях может наблюдаться запрещенная компонента ($\tilde{a} \rightarrow b$) как отдельная линия, расположенная близко от линии, соответствующей переходу $a \rightarrow b$ (ср. с рис. 15.10, б).

Большинство более ранних работ по запрещенным компонентам посвящено рассмотрению близко расположенных уровней в спектре нейтрального гелия (см. например, [65]). Однако сильные микрополя, возникающие в плотной плазме, могут приводить к существенному взаимодействию состояний, которые расположены довольно далеко друг от друга, и в рентгеновских спектрах могут наблюдаться запрещенные компоненты. Последовательный метод расчета состоит в прямом вычислении коэффициентов взаимодействия состояний и исходя из них — вычислении расстояния между линиями и относительной интенсивности разрешенных и запрещенных компонент в сильном квазистатическом поле. Для случая двух состояний теория возмущений первого порядка при-

водит к следующим формулам:

$$E_a^{(1)} - E_{\tilde{a}}^{(1)} = [(E_a^{(0)} - E_{\tilde{a}}^{(0)})^2 + 4V_{a\tilde{a}}^2]^{1/2}; \quad (15.61)$$

$$\frac{I_{\tilde{a}b}}{I_{ab}} = \frac{\int I_{\tilde{a}b}(\omega) d\omega}{\int I_{ab}(\omega) d\omega} = \left(\frac{V_{a\tilde{a}}}{E_a^{(0)} - E_{\tilde{a}}^{(0)}} \right)^2, \quad (15.62)$$

где $E^{(0)}$ – невозмущенные собственные энергии;

$$V_{a\tilde{a}}^2 = |\langle a | \mathbf{dF} | \tilde{a} \rangle|^2 = \frac{1}{3} F^2 S(a, \tilde{a})/w(a) \quad (15.63)$$

есть квадрат матричного элемента оператора взаимодействия. Поскольку $F \sim N_e^{2/3}$, расстояние между линиями и относительная сила запрещенной компоненты возрастают при увеличении плотности, и, следовательно, их можно использовать для диагностики плазмы. В качестве численного примера рассмотрим силу запрещенной компоненты для случая двух состояний 2^1S и 2^1P гелиеподобного иона, для которых невозмущенная разность энергий примерно равна $0,0019 Z_n^2 e^2/a_0$. Для сильно ободранных ионов в плотной плазме заряд ядра $Z_n e$ примерно равен $(Z_n - 1)e$ – заряду, который “чувствует” внешний электрон, и, кроме того, напряженность микрополя в типичных условиях близка к величине хольцмарковского поля $F \approx F_0$ (ср. с рис. 15.3). При этих условиях, если для оценки $V_{a\tilde{a}}$ использовать водородоподобные собственные функции, для отношения интенсивности запрещенной компоненты к интенсивности разрешенной компоненты получаем выражение [184]

$$\frac{I(2^1S \rightarrow 1^1S)}{I(2^1P \rightarrow 1^1S)} \approx \left(\frac{\langle Z_i \rangle}{Z_n} \right)^{2/3} \left(\frac{N_e}{6 \cdot 10^{19} Z_n^4} \right)^{4/3}, \quad (15.64)$$

где N_e – в см^{-3} . Две проблемы осложняют процесс реального измерения интенсивностей запрещенных компонент в горячей плотной плазме. Первая – существенное штарковское уширение разрешенной линии может привести к перекрытию разрешенной и запрещенных компонент. Вторая – вероятности переходов для интеркомбинационных линий, например $2^3P - 1^1S$, быстро растут при возрастании заряда ядра вследствие нарушения L - S -связи; при больших Z_n эти линии оказываются сильными [18, 68], и они также могут затруднять измерение интенсивности запрещенных компонент. (В действительности могут быть даже запрещенные компоненты интеркомбинационных линий.) Для идентификации этих различных характеристик ионов с $Z_n \sim 10 \div 20$ требуется получение спектров из плазмы при $N_e > 10^{23} \text{ см}^{-3}$ с хорошим разрешением.

Имеется радиационный процесс при связанно-свободном переходе, аналогичный процессу формирования запрещенных компонент при связанно-связанных переходах. Для некоторых дважды возбужденных ионных состояний невозможен процесс автоионизации в (вырожденный) континуум из-за четности этих состояний; следовательно, в вакууме

такие состояния распадаются с излучением фотона. В некоторых случаях может быть эффективное перемешивание этих состояний микро-полями плазмы с близкими дважды возбужденными состояниями, для которых возможен быстрый процесс автоионизации. Впервые этот вопрос был рассмотрен в [38], где было показано, например, что линия гелиеподобного иона, возникающая при переходе $(2p^2)^3P \rightarrow (1s2p)^3P$, полностью гасится при таком смешивании, если плотность плазмы превосходит примерно $10^{20} Z_n^3 \text{ см}^{-3}$. Это явление может сильно влиять на коэффициент диэлектронной рекомбинации (см. § 15.6).

Как было отмечено в [12], взаимодействие атомного диполя с плазменными колебаниями с заданной частотой ω' может приводить к появлению дополнительных спектральных линий вблизи разрешенной линии и ближайшей запрещенной линии. Процесс 2-го порядка с учетом виртуальных атомных состояний приводит к существованию плазменных спутников, смещенных на величину $\pm \hbar \omega'$ от энергии перехода запрещенной линии; этот факт показан на рис. 15.10, в, г для простого случая двух близко расположенных возбужденных состояний. Относительная сила спутников при этом определяется выражением

$$\frac{I_{\pm}}{I_{ab}} = \frac{\langle F^2 \rangle S(a, \tilde{a})}{6 w(a) [\Delta E(a, \tilde{a}) \pm \hbar \omega']^2}, \quad (8.65)$$

где $\Delta E(a, \tilde{a}) = E_a^{(0)} - E_{\tilde{a}}^{(0)}$. Если F — напряженность поля волны, обусловленной тепловыми колебаниями на электронной плазменной частоте, то $\hbar \omega' = \hbar \omega_e \ll \Delta E(a, b)$ для резонансных рентгеновских переходов даже при $N_e \gtrsim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ [ср. с (15.3)]. Характерная величина отношения интенсивностей линий-спутников и запрещенной компоненты определяется выражением, вытекающим из (15.16), (15.62), (15.63), (15.65):

$$\frac{I_{\pm}}{I_{ab}} \approx \frac{F^2 \tilde{W}}{2 F_0^2 \langle Z_i \rangle^3} = \frac{0,15 \Gamma}{\langle Z_i \rangle^3}. \quad (15.66)$$

Следовательно, можно ожидать, что в рентгеновских спектрах плотной плазмы будут наблюдаться слабые плазменные спутники, если только в плазме не будут развиваться сильные нетепловые колебания.

В [118] проведен расчет профиля спутников в неравновесной плазме, а в [14] суммированы некоторые экспериментальные результаты. Авторы [46] выдвинули аргументы в пользу того, что большинство наблюдаемых линий, которые ранее идентифицировались как плазменные спутники, в действительности являются слабыми линиями, возникающими при молекулярных переходах. Этот вопрос еще требует решения, однако в новых спектрах водорода и гелия [54, 82] существуют линии, которые, вероятно, обусловлены взаимодействием излучающего атома с плазменными колебаниями.

Эффекты оптической толщины. Все приведенные выше формулы для интенсивности спектральных линий получены в предположении, что излучающий газ является оптически тонким по отношению к его собст-

венному излучению. Однако даже если размеры лабораторной плазмы обычно малы, $S \leq 10^{-2}$ см, очень плотная лабораторная плазма может быть оптически очень толстой на частотах резонансных линий. Если это имеет место, то профили и интенсивности спектральных линий сильно модифицируются, что экспериментально подтверждено в экспериментах по инерционному удержанию плазмы. [См. кроме работ, цитированных в § 15.5, также [43, 98, 99, 189].] Теория переноса излучения в спектральных линиях в оптически толстой плазме (а также теория формирования профилей) является сложной и выходит за рамки настоящей главы. Однако часто представляет интерес только полное количество энергии, излучаемой в данной линии, или полная скорость радиационного распада (излучение за вычетом резонансного поглощения). В отсутствие больших градиентов температуры и плотности имеются простые, но полезные соображения относительно интегрального (в пределах линии) излучения $\mathcal{L}_{ab} = \int ds \int d\omega Q_{ab}(\omega)$ и эффективных вероятностей перехода. [Спектроскопические эффекты, обусловленные градиентами, обсуждаются в [49, 119].]

Сечение поглощения атомом излучения в интервале $(\omega, \omega + d\omega)$ вблизи одной из резонансных частот $\omega_0 = \Delta E(a, b)/\hbar$ имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{ba}(\omega) d\omega &= 2\pi\omega_0 / (3\hbar c) I_{ab}(\omega) d\omega = \\ &= \pi e^2 f_{ba} / (m_e c) \Psi_{ab}(\omega) d\omega, \end{aligned} \quad (15.67)$$

где, как и ранее, f — сила осциллятора и

$$\Psi_{ab} = I_{ab}(\omega) / \int I_{ab}(\omega) d\omega \quad (15.68)$$

есть нормированный профиль линии¹. Соответствующая оптическая толщина для газа толщиной s , имеющего N_b поглощающих атомов в единице объема, определяется выражением

$$\tau_{ba}(\omega) = N_b s \sigma_{ba}(\omega). \quad (15.69)$$

Обычно удобно характеризовать поглощательную способность плазмы вблизи спектральной линии оптической толщины в центре линии, $\tau_0 \equiv \tau_{ba}(\omega = \omega_0)$.

Рассмотрим фотон, возникающий при связанно-связанном переходе на большом расстоянии от поверхности плазмы ($\tau_0 \gg 1$). Этот фотон может испытать несколько актов резонансного рассеяния (поглощение и последующее испускание), прежде чем он выйдет из плазмы, или может "погибнуть" при рассеянии, если произойдет неупругое столкновение возбужденного атома или если атом излучит фотон другой частоты. Существует еще третья возможность, а именно: фотон выйдет из плазмы прямо, без рассеяния вообще. Ясно, что этот последний случай вероятен только тогда, когда фотон излучается в крыльях линии, где $\tau_{ab}(\omega) < 1$.

¹ Если профили спектральных линий определяются штарковским уширением, то профили линий поглощения и излучения оказываются одинаковыми и справедливо приближение "полного перераспределения по частотам" [50, 90].

Интуитивно ясно, что для оценки вероятности прямого выхода фотона из системы можно использовать долю площади под кривой $\Psi_{ab}(\omega)$, для которой $\tau(\omega) < 1$ [136]. (Для простоты мы в дальнейшем будем опускать индексы, указывающие характеристики отдельного перехода.) Для плоскопараллельного слоя плазмы истинная вероятность выхода фотона дается формулой [91]

$$P_{esc}(\tau_0) = \int_0^{\infty} d\omega \Psi(\omega) E_2 [\tau_0 \Psi(\omega) / \Psi(\omega_0)], \quad (15.70)$$

где E_2 – вторая интегральная экспонента.

С помощью вероятностей выхода фотонов можно оценить влияние резонансного поглощения на заселенности атомных уровней в оптически толстой среде (см., например, [125, 126]). При заданной оптической толщине τ_0 полная скорость радиационных переходов между двумя уровнями дается произведением коэффициента Эйнштейна A_{ab} на вероятность выхода фотона для этой линии, а именно:

$$A_{ab}(\tau_0) = A_{ab} P_{esc}(\tau_0). \quad (15.71)$$

Существуют асимптотические выражения для P_{esc} (в пределе $\tau_0 \gg 1$) для доплеровского, лоренцева и фойгтовского профилей линии [4, с. 22]. В [185] и сравнительно недавно в [140] предложены асимптотические выражения для P_{esc} для линий водородоподобных ионов при штарковском уширении, но до настоящего времени не опубликованы результаты расчетов штарковских профилей для линий неводородоподобных ионов (например, для нелинейного штарк-эффекта). Метод выхода фотонов ввиду его большой полезности для приближенной оценки эффектов переноса излучения в спектральных линиях был обобщен на случай рассмотрения движущейся среды [90, 170], перекрывающихся линий [100] и нелокальных эффектов захвата фотонов [94, 103, 141].

Для того чтобы оценить интенсивность линейчатого излучения в оптически толстой плазме, допустим, что $\langle X(\tau_0) \rangle$ – среднее число актов рассеяния, испытываемых фотонами (в пределах спектральной линии, возникающей при переходе $a \rightarrow b$), которые выходят из плазмы, родившись в точке с координатой τ_0 . Пусть ϵ_{ab} – вероятность того, что при рассеянии фотоны погибнут. Величину ϵ_{ab} можно выразить через NC_a^{tot} и A_a^{tot} – полные скорости неупругих столкновительных процессов и радиационных переходов из возбужденного состояния:

$$\epsilon_{ab} = (NC_a^{tot} + A_a^{tot}) / A_{ab} - 1. \quad (15.72)$$

Если не учитывать непрозрачность в непрерывном спектре, то вероятность того, что однажды рожденный фотон в конечном счете выйдет из плазмы, определяется выражением

$$P_{em}(\tau_0) = (1 - \epsilon_{ab})^{\langle X(\tau_0) \rangle} \approx \exp[-\epsilon_{ab} \langle X(\tau_0) \rangle]. \quad (15.73)$$

Второе равенство в (15.73) справедливо в предельном случае при больших $\langle X \rangle$ и малых ϵ . Из (15.73) непосредственно следует, что инте-

гральное линейчатое излучение с поверхности плазмы [энергия/(площадь·время)] имеет вид

$$\mathcal{J}_{ab} = \int ds (\tau_0) P_{em}(\tau_0) \int d\omega Q_{ab}(\omega, s), \quad (15.74)$$

где Q — мощность, излучаемая из единицы объема в единичном интервале частот, зависящая от координат благодаря зависимости локальной плотности излучающих атомов от координаты s и, возможно, также профиля линии от координат. Если эти зависимости известны априори или их можно оценить, то при известном $\langle X(\tau_0) \rangle$ величину \mathcal{J} можно определить [91, 92]. И все-таки для большинства реальных ситуаций при определении всех величин необходимо проводить расчеты в рамках самосогласованного подхода [2, 49, 119].

15.6. ДИЭЛЕКТРОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ

Во введении отмечалось, что значения заселенностей уровней в плотной лабораторной плазме могут существенно отличаться от равновесных (ЛТР) значений. Вследствие нестационарности такой плазмы на значения плотностей $N_Z(a)$ могут сильно влиять процессы ионизации и рекомбинации, а также радиационные и столкновительные переходы между связанными состояниями одного иона. Поскольку не имеется специальных данных о столкновительных ионизационных процессах в плотной плазме, неизвестно, к каким изменениям обратного процесса (трехчастичной рекомбинации) приводит учет большой плотности плазмы. Фоторекомбинация происходит в основном в нижние состояния иона, и для этих состояний влияние экранировки на фотоионизацию невелико (см. § 15.2). Следовательно, можно ожидать, что коэффициенты фоторекомбинации не изменяется существенно в плотной плазме. Напротив, безрадиационный диэлектронный захват часто приводит к заселению высоковозбужденных состояний, и поэтому в плотной плазме коэффициенты диэлектронной рекомбинации будет значительно отличаться от соответствующих значений в вакууме. Информация по диэлектронной рекомбинации в разреженной плазме собрана в [153].

Для того чтобы показать, как коэффициент диэлектронной рекомбинации иона с зарядом $Z + 1$, обозначаемый Ξ_{Z+1} , меняется в случае плотной плазмы, вспомним, что в предельном случае плазмы малой плотности диэлектронная рекомбинация включает последовательность следующих процессов (E_e — кинетическая энергия электрона):

резонансный захват

$$\Xi_{Z+1}(n_0) + e(E_e) \rightarrow \Xi_Z(n_1 n_2); \quad (15.75)$$

радиационная стабилизация

$$\Xi_Z(n_1 n_2) \rightarrow \Xi_Z(n_2) + \hbar\omega; \quad (15.76)$$

радиационный каскад

$$\Xi_Z(n_2) \rightarrow \Xi_Z(n_3) + \hbar\omega. \quad (15.77)$$

(Для удобства одно и дважды возбужденные состояния указаны в этих формулах с помощью одного и двух главных квантовых чисел.) Коэффициент диэлектронного захвата, при котором образуется рекомбинировавший ион с одним возбужденным электроном в состоянии $|n_2\rangle$ [процесс (15.75) плюс процесс (15.76)], обычно выражается через автоионизационную ширину состояния $|n_1 n_2\rangle$, т.е. через вероятность процесса, обратного процессу (15.75) [23]:

$$k_{Z+1}(n_2) = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e \theta} \right)^{3/2} \frac{w(n_1 n_2)}{w(n_0)} \exp\left(-\frac{E_e}{\theta}\right) \times \\ \times \frac{A^{\text{auto}}(n_1 n_2) A^{\text{rad}}(n_1 n_2)}{A^{\text{auto}}(n_1 n_2) + A^{\text{rad}}(n_1 n_2)}. \quad (15.78)$$

Здесь $w(n_1 n_2)$, $w(n_0)$ — статистические веса начального и конечного состояний; A^{rad} — сумма вероятностей стабилизирующих радиационных переходов. При малых n_2 $w(n_1 n_2) \sim n_2^2$, но при больших n_2 статистический вес оказывается постоянным и равным $2(n_2^*)^2$, поскольку сечение резонансного захвата оказывается значительным только для нескольких подсостояний с малым орбитальным моментом ($l < n_2^*$). Полный коэффициент диэлектронной рекомбинации получается суммированием (15.78) по всем однажды возбужденным состояниям $|n_2\rangle$ рекомбинировавшего иона. Вероятность стабилизирующего радиационного перехода пропорциональна $(Z+1)^4$, тогда как вероятность автоионизации пропорциональна $(Z+1)^0/n_2^3$. Используя типичные значения для A^{rad} и A^{auto} , получаем, что наибольший вклад в $k_{Z+1}(n_2)$ дают члены, описывающие резонансный захват в состояние n_2 , удовлетворяющее условию

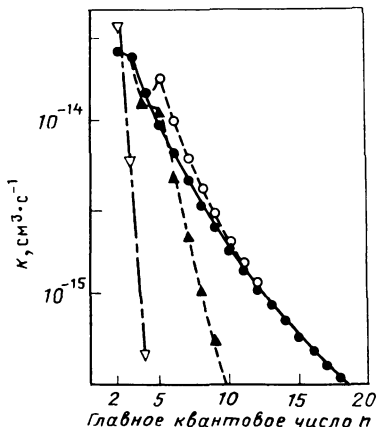
$$n_2^* \leq n_2 \leq \tilde{n}_2 \approx [40/(Z+1)]^{4/3}. \quad (15.79)$$

Такое поведение коэффициента диэлектронной рекомбинации хорошо видно из результатов, представленных в [25].

Авторы [25] впервые показали, как столкновительные процессы при высокой плотности могут увеличить коэффициент диэлектронной рекомбинации путем тушения состояний $|n_1 n_2\rangle$ и изменения орбитальных квантовых чисел этих состояний, что ведет к подавлению процесса автоионизации. Кроме того, столкновения могут уменьшать коэффициент диэлектронной рекомбинации из-за ионизации состояний $|n_1 n_2\rangle$. Эти эффекты исследовались в [184], где было отмечено, что снижение потенциала ионизации также уменьшает коэффициент диэлектронной рекомбинации, поскольку в сумме $\Sigma k_{Z+1}(n_2)$ пропадают многие члены. В качестве примера на рис. 15.11 для плазмы неона при $\theta = 100$ эВ и различных плотностях приводятся результаты, полученные с помощью численного кода, развитого в [188], с использованием значений вероятностей радиационных и столкновительных переходов без учета экранировки. Излом на кривой для $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ связан с учетом столкновений,

Рис. 15.11. Коэффициент диэлектронной рекомбинации k , приводящей к захвату внешнего электрона в возбужденные состояния ($1snl$) иона Ne^{8+} в плазме с $T_e = 200$ эВ:

● — $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$; ○ — $N_e = 10^{19}$ см $^{-3}$; ▲ — $N_e = 10^{21}$ см $^{-3}$; ▽ — $N_e = 10^{23}$ см $^{-3}$. При $N_e = 10^{23}$ см $^{-3}$ исчезают все состояния, кроме нескольких указанных



которые стабилизируют состояния иона Ne^{8+} ($1snl$) с $l \geq 8$. В [197] получены аналогичные результаты в рамках простой аналитической модели, которая позволяет приблизительно найти поправочный множитель к полному коэффициенту рекомбинации, зависящий от плотности и температуры. Важным эффектом, не включенным в численные расчеты, является шарковское перемешивание автоионизирующихся и неавтоионизирующихся состояний под действием квазистатического ионного микрополя [38, 71, 106]. Этот процесс, который уже упоминался при обсуждении запрещенных компонент спектральных линий (см. § 15.5), может увеличить или уменьшить коэффициент диэлектронной рекомбинации (в зависимости от вида иона). Изменение коэффициента зависит от заряда иона, энергии стабилизирующего фотона [процесс (15.76)] и, конечно, от условий в плазме. Сравнимые эффекты могут быть обусловлены также движением иона в сильном магнитном поле [88]. Наличие сильного поля излучения еще больше усложняет задачу об определении полного коэффициента диэлектронной рекомбинации [24, 198]. С одной стороны, поле индуцирует радиационную стабилизацию и радиационные каскады, тогда как, с другой стороны, оно приводит к фотоионизации стабилизированных состояний. В лазерной плазме (размером около 10^{-2} см) скорость фотоионизации состояний $|n_2\rangle$ тормозным излучением сравнивается со скоростью радиационного распада, если N_e определяется выражением (в см $^{-3}$)

$$N_e = 1,5 \cdot 10^{21} (Z + 1)^{7/2} / n_2^2. \quad (15.80)$$

Очевидно, что радиационное тушение становится более существенным, если величина n_2 , определяемая из (15.80), равна \tilde{n}_2 — большому из значений, удовлетворяющих неравенству (15.79). Это происходит только в том случае, если $N_e > 8 \cdot 10^{16} (Z + 1)^6$ см $^{-3}$, что случается довольно редко.

Известно [56], что стабилизирующие радиационные переходы [процесс (15.76)] являются основным источником появления спутников вблизи резонансных рентгеновских линий. В [137] показано, что в плот-

ной плазме интенсивности некоторых спутников быстро растут при увеличении заряда иона. Этот факт был объяснен в [184]. Он связан с тем, что скорость столкновительного перехода пропорциональна Z^{-3} , тогда как вероятность радиационного перехода пропорциональна Z^4 , и поэтому тушение для спутников ионов с меньшим зарядом при данной плотности более вероятно. Дополнительное исследование этого вопроса проведено в [173] для спутников резонансных линий водородоподобного иона кремния. Другие интересные эффекты, связанные с влиянием высокой плотности на интенсивности спутников рентгеновских линий, детально изучались в [105, 155, 180]. В частности, обсуждались возможности использования интенсивностей этих линий для определения плотности плазмы (см. также [154]). В [48] рассмотрено влияние эффектов оптической толщины плазмы при анализе спектров спутников рентгеновских линий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

к гл. 1

1. Anderson, D. T., Derr, J. A., and Shohet, J. L. (1981) *IEEE Trans Plasma Sci.* **PS-9**, 212–220.
2. Artsimovich, L. A. (1972) *Nucl. Fusion* **12**, 215–252.
- 3*. Artsimovich, L. A., Bobrovsky, G., Gorbunov, E. P., Ivanov, D. P., Kirillov, V. D., Kunwraoc: E. I., Mirnov, S. V., Petrov, M. P., Razumova, K. A., Strelkov, V. S., and Shekeglov, D. A. (1969). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 3rd, Novosibirsk, 1968* **1**, 157; Engl. transl.: *Nucl. Fusion* **17**, Suppl., 17–24 (1969).
4. Baiborodov, Y. I., Ioffe, M. S., Petrov, V. M., and Sobolev, R. I. (1963). *J. Nucl. Energy, Part C* **5**, 409–410.
5. Baker, D. A., and Quinn, W. E. (1981). In "Fusion" Vol. 1, Part A, (E. Teller, ed.), pp. 437–475. Academic Press, New York.
6. Baldwin, D. E., and Logan, B. G. (1977). *Rev. Mod. Phys.* **49**, 317–339.
7. Baldwin, D. E., and Logan, B. G. (1979). *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1318–1321.
- 8*. Zhabchenko, A. L., Golovin, I. N., Kozlov, P. I., Strelkov, V. S., and Yavhnskii, N. A. (1960). In "Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions" (M. A. Leontovich, ed.), Vol. 4, pp. 135–156. Pergamon, Oxford.
9. Bodin, H. A. B., and Keen, B. E. (1977). *Rep. Prog. Phys.* **40**, 1415–1565.
10. Butt, E. P., Carruthers, R., Mitchell, J. T. D., Pease, R. S., Thoneman, P. C., Bird, M. A., Blears, J., and Hartill, E. R. (1959). In "Plasma Physics and Thermonuclear Research" (C. Longmire, J. L. Tuck, and W. B. Thompson, eds.), Vol. 1, pp. 281–317. Pergamon, New York.
11. Christiansen, J. P., and Roberts, K. V. (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 181–197.
12. Coor, T., Cunningham, S. P., Ellis, R. A., Heald, M. A., and Kranz, A. Z. (1958) *Phys. Fluids* **1**, 411–420.
13. Dandl, R. A., and Guest, G. E. (1981). In "Fusion" (E. Teller, ed.), Vol. 1, Part B, pp. 79–101. Academic Press, New York.
14. Energy Research and Development Administration (ERDA) (1974). "The 1974 Review of the CTR Research Program," ERDA Rep. No. 39, pp. 143–157. Washington, D.C.
15. Eubank, H. P., et al. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., 7th. Innsbruck, 1978* **1**, 167–198.
16. Fowler, T. K. (1981). In "Fusion" (E. Teller, ed.), Vol. 1, Part A, pp. 291–333. Academic Press, New York.
17. Fowler, T. K., and Logan, B. G. (1977). *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **2**, 167–172.
- 18*. Fowler, T. K., and Post, R. F. (1977). *Fiz. Plazmy (Moscow)* **3**, 1408–1417; *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Transl.)* 787–797.
19. Furth, H. P. (1975). *Nucl. Fusion* **15**, 487–534.
20. Furth, H. P. (1981). In "Fusion" (E. Teller, ed.), Vol. 1, Part A, pp. 124–242. Academic Press, New York.
21. Grieger, G., Dove, W. F., Johnson, J. J., Lees, D. J., Politzer, P. A., Shohet, J. L., Wobig, H., and Rau, F. (1981). *Max-Planck-Inst. Plasmaphys. [Ber.] IPP* **IPP 2/254**.
22. Hauer, A., and Burns, E. J. T. (1982). In "Physics of Electronic and Atomic Collisions" (S. Datz, ed.), pp. 797–810. North-Holland Publ., Amsterdam.
23. Hinnov, E., and Mattioli, M. (1978). *Phys. Lett. A* **66A**, 109–111.
24. Holzrichter, J. F., Eimerl, D., George, E. V., Trenholme, J. B., Simmons, W. W., and Hunt, J. T. (1982). *J. Fusion Energy* **2**, 5–45.
25. Humphries, S., Jr. (1980). *Nucl. Fusion* **20**, 1549–1612.

26. Isler, R. C., Neidigh, R. V., and Cowan, R. D. (1977). *Phys. Lett. A* **63A**, 295–297.
27. IEEE (1981). *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-10**, No. 4.
28. Mead, D. M. (1974). *Nucl. Fusion* **14**, 289–291.
29. Miyamoto, K. (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 243–284.
30. Peacock, N. J., Robinson, D. C., Forrest, M. J., Wilcock, P. D., and Sannikov, V. V. (1969). *Nature (London)* **224**, 488–490.
31. Post, R. F. (1981). In "Fusion" (E. Teller, ed.), Vol. 1, Part A, pp. 357–435. Academic Press, New York.
32. Rostagni, G. (1981). *Nucl. Fusion* **21**, 1673–1682.
33. Seigel, R. (1982). *Nucl. Fusion* **22**, 665–669.
34. Shohet, J. L. (1981). In "Fusion" (E. Teller, ed.), Vol. 1, Part A, pp. 243–289. Academic Press, New York.
35. Spitzer, L., Jr. (1952). *USAEC Rep. No. 115*, p. 12.
36. Spitzer, L., Jr. (1958). *Phys. Fluids* **1**, 253–264.
37. Tamm, I. E., and Sakharov, A. D. (1961). In "Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions" (M. A. Leontovich, ed.), Vol. 1, pp. 1–47. Pergamon, Oxford.
38. Teller, E. (1959). In "Plasma Physics and Thermonuclear Research" (C. Longmire, J. L. Tuck, and W. B. Thompson, eds.), Vol. 1, pp. 55–56. Pergamon, New York.
39. Teller, E., ed. (1981). "Fusion," Vol. 1, Parts A and B. Academic Press, New York.
40. Young, K. M. (1974). *J. Nucl. Energy, Part C* **16**, 119–152.

к гл. 2.

- 1 * Artsimovich, L. A. (1964). "Controlled Thermonuclear Reactions." Gordon & Breach, New York.
- 2 Fielding, P. J. (1981). In "Plasma Physics and Nuclear Fusion Research" (R. D. Gill, ed.), p. 477. Academic Press, New York.
- 3 Glasstone, S., and Lovberg, R. H. (1960). "Controlled Thermonuclear Reactions." Van Nostrand, Princeton, New Jersey.
- 4 Hagler, M. O., and Kristiansen, M. (1977). "An Introduction to Controlled Thermonuclear Fusion." Lexington Books, New York.
- 5 International Tokamak Reactor—Zero Phase (1980). Report of the International Tokamak Reactor Workshop, 1979. IAEA, Vienna; also *Nucl. Fusion* **20**, 349 (1980).
- 6 International Tokamak Reactor—Phase One (1982). Report of the International Tokamak Reactor Workshop, 1980 to 1981. IAEA, Vienna.
- 7 Jensen, R. V., Post, D. E., Grasberger, W. H., and Tarter, C. M. (1977). *Nucl. Fusion* **17**, 1187.
- 8 Kammash, T. (1975). "Fusion Reactor Physics." Ann Arbor Sci. Publ., Ann Arbor, Michigan.
- 9 Lawson, J. D. (1959). *Proc. Phys. Soc., London, Sect. A* **106**, Suppl. 2, 173.
- 10 Lawson, J. D. (1980). *Fusion Technol., Proc. Symp., 11th, Oxford, Engl.* **1**, 89.
- 11 Motz, H. (1979). "The Physics of Laser Fusion." Academic Press, New York.
- 12 Post, R. F. (1956). *Rev. Mod. Phys.* **28**, 338.
- 13 Ribe, F. L. (1975). *Rev. Mod. Phys.* **47**, 7.
- 14 Ribe, F. L. (1977). *Nucl. Technol.* **34**, 179.
- 15 Riviere, A. C. (1981). In "Plasma Physics and Nuclear Fusion Research" (R. D. Gill, ed.), p. 501. Academic Press, New York.
- 16 Rose, D. J., and Clark, M. (1961). "Plasmas and Controlled Fusion." MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- 17 * Spitzer, L. (1962). "Physics of Fully Ionized Gases." Wiley, New York.
- 18 Spitzer, L., and Harm, R. (1953). *Phys. Rev. A* **16**, 1811.
- 19 Stacey, W. M. (1981). "Fusion Plasma Analysis." Wiley, New York.

1. Alder, K., Bohr, R., Huus, T., Mottelson, B., and Winther, A. (1956). *Rev. Mod. Phys.* **28**, 432.
2. Bahcall, J. B., and Wolf, R. A. (1968) *Astrophys. J.* **152**, 701.
3. Baliunas, S. L., and Butler, S. E. (1980). *Astrophys. J.* **235**, L45.
4. Bates, D. R., and Damgaard, A. (1949). *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **242**, 101.
5. Bates, D. R., and Kingston, A. E. (1963). *Planet. Space Sci.* **11**, 1.
6. Bates, D. R., Kingston, A. E., and McWhirter, R. W. P. (1962a). *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **267**, 297
7. Bates, D. R., Kingston, A. E., and McWhirter, R. W. P (1962b). *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **270**, 155.
8. Bely, O., and Faucher, P. (1970). *Astron Astrophys* **6**, 88
9. Bely, O., and Van Regemorter, H. (1970). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **8**, 329.
10. Bely-Dubau, F., Gabriel, A. H., and Volonté, S. (1979a) *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **186**, 405.
11. Bely-Dubau, F., Gabriel, A. H., and Volonté, S (1979b). *Mon. Not. R. Astron Soc.* **189**, 801.
12. Berrington, K. A., Burke, P. G., Dufton, P. L., and Kingston, A. E. (1977). *J. Phys. B* **10**, 1465.
13. Bhalla, C P., Gabriel, A. H., and Presynakov, L P (1975). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **172**, 359.
14. Blaha, M. (1972). *Astrophys. Lett.* **10**, 179.
15. Brocklehurst, M. (1970). *Mon. Not. R Astron. Soc.* **148**, 417.
16. Brocklehurst. M. (1971). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **153**, 471.
17. Burgess, A. (1958). *Mon. Not. R Astron Soc* **118**, 477.
18. Burgess, A (1964a) *Proc. Symp. At Collision Processes Plasmas, Culham Lab., UKAEA, Rep. No. AERE-R4818*
19. Burgess, A. (1964b). *Mem. R. Astron. Soc.* **69**, 1.
20. Burgess, A (1965a). *Ann. Astrophys.* **28**, 774.
21. Burgess, A. (1965b). *Astrophys. J.* **141**, 1588.
22. Burgess, A., and Chidichimo, M. C. (1983). *Mon Not R Astron. Soc.* **203**, 1269.
23. Burgess, A., and Percival, I C (1968). *Adv. At Mol Phys.* **4**, 109.
24. Burgess, A., and Seaton, M. J. (1960). *Mon. Not. R Astron. Soc.* **120**, 121.
25. Burgess, A., and Summers, H. P (1969). *Astrophys. J* **157**, 1007.
26. Burgess, A., and Summers, H. P (1976) *Mon. Not. R Astron. Soc.* **174**, 345
27. Burgess, A., and Tworkowski, A. (1976) *Astrophys J* **205**, L105.
28. Burgess, A., Hummer, D. G., and Tully, J A (1970). *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **266**, 225.
29. Burgess, A., Summers, H. P., Cochrane, D. M., and McWhirter, R. W. P. (1977) *Mon. Not. R. Astron. Soc* **179**, 275.
30. Chapman, A., and Cowling, T G (1970). "The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases," 3rd ed. Cambridge Univ Press, London and New York
31. Cochrane, D. M., and McWhirter, R W P (1983) *Phys Scripta* **28**, 25
32. Cowan, R. D. (1980) "Theory of Atomic Structure and Spectra." Univ. of California Press, Berkeley.
33. Cox, D. P., and Tucker, W. H. (1969). *Astrophys. J.* **157**, 1157.
34. Crandall, D. H., Phaneuf, R. A., Hasselquist, B. E., and Gregory, D. C. (1979) *J. Phys. B* **12**, L249.
35. Doyle, J G. (1980) *Astron. Astrophys.* **87**, 183.
36. Dubau, J., Loulergue, M., and Steenman-Clark, L (1980). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **190**, 125.
37. Eissner, W., Jones, M., and Nussbaumer, H. (1974). *Comput. Phys Commun.* **8**, 270
38. Faucher, P. (1975). *J Phys B* **8**, 1886.
39. Flower, D R., and Nussbaumer, H (1975) *Astron Astrophys.* **45**, 145
40. Frank, M (1980). Ph.D. Thesis. Cambridge Univ., Cambridge, England
41. Froese-Fischer, C (1977). "The Hartree-Fock Method for Atoms: A Numerical Approach." Wiley, New York

42. Gabnel, A H (1972). *Mon Not R. Astron. Soc.* **160**, 99.
43. Gabriel, A. H., and Jordan, C. (1969) *Mon. Not. R. Astron.* **145**, 241.
44. Gabriel, A. H., and Jordan, C (1972). "Case Studies in Atomic Collision Physics," Vol. 2. North-Holland Publ., Amsterdam
45. Glasstone, S., and Lovberg, R. H. (1960). "Controlled Thermonuclear Reactions." Van Nostrand, New York.
46. Golden, L. B., and Sampson, D. H. (1977). *J. Phys. B* **10**, 2229.
47. Golden, L. B., and Sampson, D H. (1980). *J. Phys. B* **13**, 2645.
48. Golden, L. B., Sampson, D. H., and Omidvar, K. (1978). *J. Phys. B* **11**, 3235.
49. Henry, R. J. W. (1981). *Phys. Rep.* **68**, 3.
50. Hutcheon, R. J., and McWhirter, R. W. P. (1973). *J. Phys. B* **6**, 2668.
51. Jacobs, V. L., Davis, J., Kepple, P. C., and Blaha, M. (1977a). *Astrophys. J.* **215**, 690.
52. Jacobs, V. L., Davis, J., Kepple, P. C., and Blaha, M. (1977b). *Astrophys. J.* **211**, 605.
53. Jacobs, V. L., Davis, J., Rogerson, J. E., and Blaha, M. (1979). *Astrophys. J.* **230**, 627.
54. Jordan, C. (1969). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **142**, 501.
55. Kastner, S. O., and Bhatia, A. K. (1979). *Astron Astrophys.* **71**, 211.
56. Kunze, H. J. (1972). *Space Sci. Rev.* **13**, 565.
57. Landman, D. A., and Brown, T. (1979). *Astrophys. J.* **232**, 636.
58. Lang, J (1985). *J. Phys. B* (to be published)
59. Lawson, J D. (1957). *Proc Phys Soc London, Sect. B* **70**, 6.
60. Ljepojevic, N N., Hutcheon, R J., and McWhirter, R. W. P (1984). *J Phys. B.* (to be published)
61. Lotz, W. (1967a). *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **14**, 207
62. Lotz, W. (1967b). *Z. Phys* **206**, 205.
63. Lotz, W. (1968). *Z Phys.* **216**, 241.
64. Lotz, W. (1970). *Z. Phys.* **232**, 101.
65. McWhirter, R. W. P (1959) *U K. At. Energy Res. Establ., Rep.* **AERE-R2980**.
66. McWhirter, R. W. P. (1960). *Proc. Phys. Soc. London* **75**, 520.
67. McWhirter, R. W P., and Hearn, A. G. (1963). *Proc. Phys. Soc. London* **82**, 641
68. Magee, N. H., Mann, J. B., Mertz, A. L., and Robb, W. D. (1977). *Los Alamos Sci. Lab. [Rep.] LA LA-6691MS*.
69. Magee, N. H., Mann, J. B., Mertz, A. L., and Robb, W. D (1980). *Los Alamos Sci. Lab. [Rep.] LA LA-8267MS*.
70. Malinowski, M. (1975). *Astron Astrophys.* **43**, 101.
71. Menzel, D H., and Peckeris, C. L. (1935). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **96**, 77.
72. Mewe, R., and Schrijver, J. (1978). *Astron. Astrophys.* **65**, 115
73. Moores, D. L. (1972). *J. Phys. B* **5**, 286
74. Moores, D. L (1978) *J. Phys B* **11**, L403.
75. Moores, D. L. (1979). *J. Phys. B* **12**, 4171.
76. Moores, D. L., Golden, L. B., and Sampson, D. H. (1980). *J. Phys. B* **13**, 385.
77. Nussbaumer, H., and Storey, P. H (1975). *Astron Astrophys.* **44**, 321.
78. Peacock, N. J., and Summers, H. P (1978). *J. Phys B* **11**, 3757.
79. Peacock, N. J., Hughes, M. H., Summers, H P., Hobby, M., Mansfield, M. W. D., and Fielding, S. J. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, 1978* **1**, 303.
80. Pengelly, R. M., and Seaton, M. J (1964) *Mon Not R. Astron Soc* **127**, 165.
81. Percival, I. C., and Richards, D (1975) *Adv At Mol Phys* **11**, 2.
82. Post, D. E., Jensen, R. V., Tartar, C B., Grasberger, W. H., and Lokke, W. A. (1977a). *Princeton Plasma Phys Lab., Rep* **PPPL-1352**.
83. Post, D. E., Jensen, R. V., Tarter, C. B., Grasberger, W. H., and Lokke, W. A. (1977b). *At. Data Nucl. Data Tables* **20**, 397
84. Pottasch, S. R (1965) *Bull. Astron. Inst. Neth.* **18**, 7
85. Raymond, J. C., Cox, D. P., and Smith, B. W. (1976). *Astrophys. J.* **204**, 290.
86. Rowan, W L., and Roberts, J R (1979) *Phys Rev A* **19**, 90.

- 87 Sahal-Brechot, S. (1974). *Astron. Astrophys.* **32**, 147.
- 88 Sampson, D. H. (1974). *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **28**, 309.
89. Sampson, D. H. (1978). *J. Phys. B* **11**, 541.
90. Sampson, D. H., and Golden, L. B. (1978). *J. Phys. B* **11**, 541.
91. Sampson, D. H., and Golden, L. B. (1979). *J. Phys. B* **12**, L785.
92. Sampson, D. H., and Parks, A. D. (1974). *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **28**, 323.
93. Seaton, M. J. (1958). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **118**, 504.
94. Seaton, M. J. (1959). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **119**, 81.
95. Seaton, M. J. (1962). In "Atomic and Molecular Processes" (D. R. Bates, ed.), Chap. 11. Academic Press, New York.
96. Seaton, M. J. (1962b). *Proc. Phys. Soc. London* **79**, 1105.
97. Seaton, M. J. (1964). *Planet. Space Sci.* **12**, 55.
98. Seaton, M. J. (1975). *Adv. At. Mol. Phys.* **11**, 83.
99. Seaton, M. J., and Storey, P. J. (1976). In "Atomic Processes and Applications" (P. G. Burke and B. L. Moisewitsch, eds.), Chapter 6, pp. 133-197. North-Holland Publ., Amsterdam.
100. Spitzer, L. (1962). "Physics of Fully Ionised Gases," 2nd ed. Wiley (Interscience), New York.
101. Summers, H. P. (1974). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **169**, 663.
102. Summers, H. P. (1979). Rep. AL-R-5. Rutherford Appleton Lab.
103. Summers, H. P. (1977). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **178**, 101.
104. Summers, H. P., and McWhirter, R. W. P. (1979). *J. Phys. B* **12**, 1979.
105. Thomson, J. J. (1912). *Philos. Mag.* **23**, 449.
106. Van Regemorter, H. (1962). *Astrophys. J.* **136**, 906.
107. Vernazza, I. E., and Raymond, J. C. (1979). *Astrophys. J.* **228**, L89.
108. Wiese, W. L., and Younger, S. M. (1976). In "Beam Foil Spectroscopy" (I. A. Sellin and D. J. Pegg, eds.), Vol. 2, pp. 951-960. Plenum, New York.
109. Wiese, W. L., Smith, M. W., and Glennon, B. M. (1966). *Natl. Stand. Ref. Data Ser. (U.S. Natl. Bur. Stand.) NSRDS-NBS 4*.
110. Wiese, W. L., Smith, M. W., and Miles, B. M. (1969). *Natl. Stand. Ref. Data Ser. (U.S. Natl. Bur. Stand.) NSRDS-NBS 22*.

к гл. 4

- 1* Abramov, V. (1979). *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **29**, 501.
- 2* Afrosimov, V. A., Kislyakov, A. I., Khudoleev, A. V., and Shchemelinin, S. G. (1979). *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Transl.)* **29**, 501.
- 3 Amano, T., and Crume, E. (1978). *Oak Ridge Nat. Lab. [Rep.] (U.S.) ORNL-TM-6363*.
- 4 Antonsen, T., Coppi, B., and Englade, R. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 641.
- 5 Artsimovich, L. (1972). *Nucl. Fusion* **12**, 215.
- 6 Axon, K., et al. (1981). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 8th, Brussels, 1980* **1**, 413.
- 7 Bienstock, S., Heil, T. G., Bottcher, C., and Dalgarno, A. (1982). *Phys. Rev. A* **25**, 2850.
- 8 Berlizov, A., et al. (1981). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 8th, Brussels, 1980* **1**, 23.
- 9 Birge, B., Hirshman, S., and Hawryluk, R., (1977). *Nucl. Fusion* **17**, 611.
- 10 Bol, K., et al. (1972). *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1495.
- 11 Bol, K., et al. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, 1978* **1**, 11.
- 12* Braginskii, S. (1965). In "Reviews of Plasma Physics" (M. A. Leontovich, ed.), p. 251. Consultants Bureau, New York.
- 13 Breton, C., DeMichelis, C., and Mattioli, M. (1980). *Fontenay-aux-Roses Rep. EUR-CEA-FC-1060*.
- 14 Brusati, M., Davis, S., Hosea, J., Strachan, J., and Suckewer, S. (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 1205.

- 15 Carreras, B., Waddell, B., and Hicks, R. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 1423.
- 16 Cecchi, J., Kozub, C., and Munson, C. (1979). *Bull. Am. Phys. Soc.* **24**, 986.
- 17 Charlton, L., Dory, R., and Nelson, D. (1980). *Phys. Rev. Lett.* **45**, 24.
- 18 Clarke, J., and Hogan, J. (1974). *J. Nucl. Mater.* **53**, 1.
- 19 Clarke, J., and Sigmar, D. (1977). *Phys. Rev. Lett.* **38**, 70.
- 20 Cohen, S., Cecchi, J., and Marmar, E. (1975). *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1507.
- 21 Cohn, D., Parker, R., and Jassby, D. (1976). *Nucl. Fusion* **16**, 31.
- 22 Colestock, P., Strachan, J., Ulrickson, M., and Chrien, R. (1979). *Phys. Rev. Lett.* **43**, 768.
- 23 Daughney, C., and Bol, K. (1977). *Nucl. Fusion* **17**, 367
- 24 Dnestrovskii, Y., Lysenko, S., and Kislyakov, A. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 293.
- 25 Düchs, D., and Pfirsch, D. (1975). *Bull. Am. Phys. Soc.* **21**, 1125.
- 26 Düchs, D., Post, D., and Rutherford, P. (1977). *Nucl. Fusion* **17**, 565.
- 27 Equipe TFR (1978a). *Nucl. Fusion* **18**, 647.
- 28 Equipe TFR (1978b). *Nucl. Fusion* **18**, 1271
- 29 Furth, H. (1975). *Nucl. Fusion* **15**, 487.
- 30 Furth, H., and Yoshikawa, S. (1970). *Phys. Fluids* **13**, 2539.
- 31 Gaudreau, M., et al. (1977). *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1266
- 32 Gibson, A., and Watkins, M. (1977). *Eur. Conf. Controlled Fusion Plasma Phys., Conf. Proc., 8th, Prague* **1**, 31.
- 33 Glasstone, S., and Lovberg, R. (1960). "Controlled Thermonuclear Reactions" Van Nostrand, Princeton, New Jersey.
- 34 Goldston, R. (1977). Ph.D. Thesis, Princeton Univ., Princeton, New Jersey.
- 35 Gondhalekhor, A., et al. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, 1978*.
- 36 Grad, H., and Hogan, J. (1970). *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1337.
- 37 Hawryluk, R. (1982). Personal communication.
- 38 Hinton, F., and Hazeltine, R. (1976). *Rev. Mod. Phys.* **48**, 239.
- 39 Hinton, F., and Moore, T. (1974). *Nucl. Fusion* **14**, 639.
- 40 Hinton, F. L., Wiley, J. C., Düchs, D. F., Furth, H. P., and Rutherford, P. H. (1972). *Phys. Rev. Lett.* **29**, 698.
- 41 Hirshman, S., and Sigmar, D. (1981). *Nucl. Fusion* **21**, 1079
- 42 Hogan, J. (1982). In "Proceedings of the International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions" (S. Datz, ed.), p. 769. North-Holland Publ., Amsterdam.
- 43 Hosea, J., Boyd, D., et al. (1981). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 8th, Brussels, 1980* **2**, 95.
- 44 Hughes, M. (1978). *Princeton Plasma Phys. Lab., Rep. PPPL-1411*.
- 45 Hugill, J., and Sheffield, J. (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 15.
- 46 Hugill, J., et al. (1977). *Eur. Conf. Controlled Fusion Plasma Phys., Conf. Proc., 8th, Prague* **1**, 39.
- 47 Hutchinson, D. P., Staats, P. A., Vander Sluis, K. L., Wilgen, J. B., and Ma, C. H. (1979). *Bull. Am. Phys. Soc.* **24**, 984.
- 48 Hwang, D., et al. (1982). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., 10th, Baltimore, 1982* (to be published by IAEA, Vienna).
- 49 INTOR Zero Phase Report (1980) IAEA, Vienna.
- 50 Isler, R., Milora, S., et al. (1981). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 8th, Brussels, 1980* **1**, 53.
- 51 Jensen, R., Post, D., Grasberger, W., Lokke, W., and Tarter, B. (1977). *At. Nucl. Data Tables* **17**, 309.
- 52 Karger, F., and Lackner, K. (1977). *Bull. Am. Phys. Soc.* **22**, 1184
- 53 Marmar, E., Rice, J., and Allen, S. (1980). *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2025.
- 54 Milora, S. (1980). *J. Fusion Energy* **1**, 15.
- 55 Mirnov, S., and Semenov, I. (1971). *Sov. At. Energy (Engl. Trans.)* **30**, 22.
- 56 Mirnov, S., and Semenov, I. (1978). *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Transl.)* **4**, 27.
- 57 Mukhavatov, V., and Shafranov, V. (1971). *Nucl. Fusion* **11**, 605
- 58 Murakami, M., Callen, J., and Berry, L. (1976). *Nucl. Fusion* **16**, 347.

- 59 Murakami, M., et al. (1979a). *Phys. Rev. Lett.* **42**, 655.
- 60 Murakami, M., et al. (1979b). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, 1978* **1**, 269.
- 61 Ohkawa, T. (1978). *Kakuyugo-Kenkyu* **20**, 557.
- 62* Petrov, M. (1976). *Fiz. Plazmy (Moscow)* **2**, 371.
- 63 Pfeiffer, W., and Waltz, R. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 51
- 64 Phaneuf, R. (1981). *Phys. Rev. A* **24**, 1138.
- 65 Razdobarin, G., et al. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 1439.
- 66 Rutherford, P. (1974). *Phys. Fluids* **17**, 1782.
- 67 Shafranov, V., and Yurchenko, E. (1968). *Sov. Phys.—JETP (Engl. Transl.)* **26**, 682.
- 68 Shimizu, K., Ikamoto, M., and Amano, T. (1980). *Res. Rep—Nagoya Univ., Inst. Plasma Phys.* IPPJ-483.
69. Stott, P., and McCracken, G. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 889.
70. Stott, P., Wilson, C., and Gibson, A. (1977). *Nucl. Fusion* **17**, 481.
71. Stringer, T. (1977). *Proc. Int. Sch. Plasma Phys., Varenna, Italy.*
72. Suckewer, S. (1981). *Phys. Scripta* **23**, 72.
73. Taylor, J. (1961). *Phys. Fluids* **4**, 1142.
74. Todd, A., et al. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 743.
75. Von Goeler, S., Stodiek, W., and Sauthoff, W. (1974). *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1201.
76. Ware, A. (1970). *Phys. Rev. Lett.* **25**, 916.
77. Weitzner, H. (1980). Rep. MF/97. Courant Inst. Math. Sci., New York.
78. Wesley, J., et al. (1981). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 8th, Brussels, 1980* **1**, 35.
79. Wesson, J. (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 87.
80. Zakharov, L., and Shafranov, V. (1980). "Problems in the Evolution of Toroidal Configurations," Rep: IAE-3075. Kurchatov Inst., Moscow; Engl. transl. available as *Oak Ridge Nat. Lab. [Rep.] (U.S.) ORNL-TR-4667* (1980).

к гл. 5

- 1.* Abramov, V. A., Baryshnikov, E. F., and Lisitsa, V. S. (1978) *JETP Lett (Engl. Transl.)* **27**, 464–467.
- 2.* Afrosimov, V. V., Gordeev, Y. S., Zinov'ev, A. N., and Korotkov, A. A. (1979) *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **28**, 500–502.
3. Ashby, D. E. T. F., and Hughes, M. H. (1981). *Eur. Conf. Controlled Fusion Plasma Phys., Proc., 10th, Moscow* **1**, paper J10.
4. Behringer, K., Engelhardt, W., and Fussmann, G. (1981). *IAEA Tech Meet Divertors, Impurity Control Garching, FDR Germany.* IPP Rep. III-73, pp. 25–28
5. Bely-Dubau, F., Gabriel, A. H., and Volonté, S. (1979a). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **186**, 405–419.
6. Bely-Dubau, F., Gabriel, A. H., and Volonté, S. (1979b). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **189**, 801–816.
7. Berry, H. G., Deserio, R., and Livingston, A. F. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1652–1655.
8. Bhalla, C. P., Gabriel, A. H., and Presnyakov, L. P. (1975). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **172**, 359–375.
9. Bhatia, A. K., and Mason, H. E. (1980). *Astron. Astrophys.* **83**, 380–382.
10. Bhatia, A. K., Feldman, U., and Doschek, G. A. (1980). *J. Appl. Phys.* **51**, 1464–80.
11. Bitter, M., Hill, K. W., Sautoff, N. R., Eftimion, P. C., Meservey, E., Roney, W., Von Goeler, S., Horton, R., Goldman, M., and Stodiek, W. (1979a). *Phys. Rev. Lett.* **43**, 129–132.
12. Bitter, M., Von Goeler, S., Horton, R., Goldman, M., Hill, K. W., Sauthoff, N. R., and Stodiek, W. (1979b). *Phys. Rev. Lett.* **42**, 304–307.
13. Bitter, M., Von Goeler, S., Hill, K. W., Horton, R., Johnson, D., Roney, W., Sauthoff, N., Silver, E., and Stodiek, W. (1981). *Princeton Plasma Phys. Lab., Rep.* PPPL-1751.

14. Bockasten, K. (1961). *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 943-947.
15. Bogen, P. (1968). In "Plasma Diagnostics" (W. Lochte-Holtgreven, ed.), pp. 424-477. North-Holland Publ., Amsterdam.
16. Bohr, N., and Lindhard, J. (1954). *Mat.-Fys. Medd.—K. Dan. Vidensk. Selsk.* **28**, No. 7.
17. Brau, K., Von Goeler, S., Bitter, M., Cowan, R. D., Eames, D., Hill, K., Sauthoff, N., Silver, E., and Stodiek, W. (1980). *Princeton Plasma Phys. Lab., Rep.* **PPPL-1644**.
18. Breton, C., and Schwob, J. L. (1974). In "Some Aspects of Vacuum Ultraviolet Radiation Physics" (N. Damany, B. Vodar, and J. Romand, eds.), pp. 241-284. Pergamon, Oxford.
19. Breton, C., De Michelis, C., and Mattioli, M. (1976). *Nucl. Fusion* **16**, 891-899.
20. Breton, C., De Michelis, C., Finkenthal, M., and Mattioli, M. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **41**, 110-113.
21. Breton, C., De Michelis, C., Finkenthal, M., and Mattioli, M. (1979). *J. Phys. E* **12**, 894-898.
22. Breton, C., et al. (1982). *Assoc. Euratom-CEA Rep., Cent. Etud. Nucl., Fontenay aux Roses EUR-CEA-FC-1159*.
23. Bromage, G. E., Cowan, R. D., Fawcett, B. C., Gordon, H., Hobby, M. G., Peacock, N. J., and Ridgeley, A. (1977). *Culham Lab. Rep.* **CLM-R170**.
24. Burgess, A. (1965). *Astrophys. J.* **141**, 1588-1590.
25. Burgess, D. D. (1978). In "The Physics of Ionized Gases" (R. K. Janev, ed.), pp. 543-577. Inst. Phys., Belgrade.
26. Burrell, K. H., Wong, S. K., and Amano, T. (1980). *Nucl. Fusion* **20**, 1021-1036.
27. Burrell, K. H., Wong, S. K., Muller, C. H., III, Hacker, M. P., Ketterer, H. E., Isler, R. C., and Lazarus, E. A. (1981). *Nucl. Fusion* **21**, 1009-1014.
28. Carolan, P. G., and Piotrowicz, V. A. (1982). *Culham Lab. Rep.* **CLM-P672**; (1983) *Plasma Phys* **25**, No. 10, 1065-1086.
29. Clark, W. H. M., Cordey, J. G., Cox, M., et al. (1981). *Nucl. Fusion* **2**, No. 3, 333-345.
30. Cohen, S., Cecchi, J. L., and Marmar, E. S. (1975). *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1507-1510.
31. Connor, J. W. (1973). *Plasma Phys* **15**, 765-782.
32. Cooper, J. (1966). *Rep. Prog. Phys.* **29**, 35-130.
33. Coppi, B., and Sharky, N. (1979). *Phys. Plasmas Close Thermonucl. Conditions, Proc. Course, Varenna, Italy* **1**, 47. *Comm. Eur. Communities EUR FU BRU/XII/476/80*.
34. Cowan, R. D. (1981). "The Theory of Atomic Structure and Spectra." Univ. of California Press, Berkeley.
35. Cowan, R. S. (1977). *Los Alamos Sci. Lab [Rep.] LA LA-6679MS*.
36. Crandall, D. H. (1979). *Int. Semin. Ion-Atom Collisions (ISIAC VI), Tokai-mura, Jpn.*
37. Crandall, D. H., Phancof, R. A., and Meyer, F. W. (1979). *Phys. Rev. A* **19**, 504-514.
38. De Michelis, C., and Mattioli, M. (1981). *Nucl. Fusion* **21**, 677-754.
39. DeSeno, R., Berry, H. G., Brooks, R. L., Hardis, J., Livingston, A. E., and Hinterlong, S. J. (1981). *Phys. Rev. A* **24**, 1872-1888.
40. Doschek, G. A., and Feldman, U. (1976). *J. Appl. Phys.* **47**, 3083-3087.
41. Drawin, H. W., and Emard, F. (1976). *Physica B+C (Amsterdam)* **85B+C**, 333-356.
42. Edlén, B. (1981). *Phys. Scr.* **22**, 593-602.
43. Eissner, W., and Seaton, M. J. (1972). *J. Phys. B* **5**, 2187-2198.
44. Eissner, W., Jones, M., and Nussbaumer, H. (1974). *Comput. Phys. Commun.* **8**, 270-306.
45. Ermolaev, A. M. (1973). *Phys. Rev. A* **8**, 1651-1657.
46. Ermolaev, A. M., and Jones, M. (1972). *J. Phys. B* **5**, L225-227.
47. Ermolaev, A. M., and Jones, M. (1974). *J. Phys. B* **7**, 199-207.
48. Eubank, H., Goldston, R. J., et al. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, 1978* **1**, 167-198.
49. Fawcett, B. C., Gabriel, A. H., Griffin, W. G., Jones, B. B., and Wilson, R. (1963). *Nature (London)* **200**, 1303-1304.
50. Feldman, U., Doschek, G. A., Cheng, C.-C., and Bhatia, A. K. (1980). *J. Appl. Phys.* **51**, 190-201.
51. Fonck, R. J., et al. (1982). *Phys. Rev. Lett.* **49**, No. 10, 737-740.
52. Fonck, R. J., Goldston, R. J., Kaita, R., and Post, D. E. (1983). *Appl. Phys. Lett.* **42**, No. 3, 239-241.

53. Freeman, F. F., Gabriel, A. H., Jones, B. B., and Jordan, C. (1971). *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **270**, 127–133.
54. Freeman, R. L., and Jones, E. M. (1974) *Culham Lab. Rep.* **CLM-R137**.
55. Gabriel, A. H. (1972). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **160**, 99–119.
56. Gabriel, A. H., and Jordan, C. (1972). In "Case Studies of Atomic Collision Physics" (E. W. McDaniel and M. R. C. McDowell, eds.), Vol. 2, pp. 209–291. North-Holland Publ., Amsterdam.
57. Gabriel, A. H., and Phillips, K. J. H. (1979) *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **189**, 319–327.
58. Gabriel, A. H., Fawcett, B. C., and Jordan, C. (1966). *Proc. Phys. Soc., London* **87**, 825–839.
59. Gilbody, H. B. (1981). *Phys. Scr* **23**, 143–152.
60. Gordeev, Y. S., and Zinov'ev, A. N. (1980). In "The Physics of Ionised Gases" (M. Matic, ed.), pp. 215–250. Boris Kidric Inst. Nucl. Sci., Belgrade.
61. Gordon, H., Tully, Summers, H. P., and Tully, J. A. (1982). *Culham Lab. Rep.* **CLM-R229**.
62. Griem, H. R. (1964) "Plasma Spectroscopy." McGraw-Hill, New York.
63. Griem, H. R. (1979). *Phys. Plasmas Close Thermonucl. Conditions, Proc. Course, Varenna, Italy* **1**, 395–418. *Comm. Eur. Communities EUR-FU BRU/XXI/476/80*.
64. Grozdanov, T. P., and Janev, R. K. (1978). *Phys. Rev. A* **17**, 880.
65. Harrison, M. F. A. (1980). In "Atomic and Molecular Processes in Controlled Thermonuclear Fusion" (M. R. C. McDowell and A. M. Ferenczi, eds.), pp. 15–70. Plenum, New York.
66. Hawryluk, R. J., Suckewer, S., and Hirshman, S. P. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 607–632.
67. Hinnov, E. (1976). *Phys. Rev. A* **14**, 1533–1541.
68. Hinnov, E. (1979). In "Diagnostics for Fusion Experiments," Proceedings of the International School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1978 (E. Sindoni and C. Wharton, eds.), pp. 139–148. Pergamon, Oxford.
69. Hinnov, E. (1980). In "Atomic and Molecular Processes in Controlled Thermonuclear Fusion" (M. R. C. McDowell and A. M. Ferenczi, eds.), pp. 449–470. Plenum, New York.
70. Hinnov, E., Suckewer, S., Bol. K., Hawryluk, R. J., Hosea, J., and Meservey, E. (1978). *Plasma Phys.* **20**, 723–734.
71. Hobby, M. G., and Peacock, N. J. (1973). *J. Phys. E* **6**, 854–857.
72. Holstein, T. (1951). *Phys. Rev.* **83**, 1159–1168.
73. Hopkins, G. R., and Rawls, J. M. (1977). *Nucl. Technol.* **36**, 171–186.
74. Hulse, R. A. (1983). *Nucl. Technol. Fusion* **3**, 259–272.
75. Hulse, R. A., Post, D. E., Brau, K., Von Goeler, S., and Hinnov, E. (1980a). *Bull. Am. Phys. Soc.* **25**, 868.
76. Hulse, R. A., Post, D. E., and Mikkelsen, D. R. (1980b). *J. Phys. B* **13**, 3895–3907.
77. Irons, F. E., and Peacock, N. J. (1973) *J. Phys. E* **6**, 857–862.
78. Isler, R. C. (1977). *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1359–1362.
79. Isler, R. C., and Crume, E. C. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1296–1300.
80. Isler, R. C., and Murray, L. E. (1983). *Appl. Phys. Lett.* **42** (4), 355–357.
81. Isler, R. C., Crume, E. C., and Arnauirus, D. E. (1982). *Phys. Rev. A* **26** (4), 2105–2116.
82. Janev, R. K., and Grozdanov, T. P. (1980). In "The Physics of Ionised Gases" (M. Matic, ed.), pp. 181–213. Boris Kidric Inst. Nucl. Sci., Belgrade.
83. Janev, R. K., and Presnyakov, L. P. (1981). *Phys. Rep.* **70**, 1–107.
84. Jensen, R. V., Post, D. E., Grasberger, W. H., Tarter, C. B., and Lokke, W. A. (1977). *Nucl. Fusion* **17**, 1187–1196.
85. Jones, B. B., and Wilson, R. (1962). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion, Proc. Int. Conf., Ist. Salzberg, 1961* 889.
86. Jordan, C. (1969). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **142**, 501–521.
87. Källne, E., Källne, J., and Pradhan, A. K. (1982). *Phys. Rev. A* **27**, No. 14, 1476–1486.
88. Key, P. J., and Preston, R. C. (1980). *J. Phys. E* **13**, 886–870.
89. Knudsen, H., Haugen, H. K., and Hvelplund, P. (1981). *Phys. Rev. A* **23**, 597–610.
90. Krupin, V. A., Marchenko, V. S., and Yakovlenko, S. I. (1979). *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **29**, 318–321.
91. Kugel, H. W., and Murnick, D. E. (1977). *Rep. Prog. Phys.* **40**, 297–343.
92. Lawson, K. D., Peacock, N. J., and Stamp, M. F. (1981). *J. Phys. B* **14**, 1929–1952.
93. Lotz, W. (1967). *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **14**, 207.

94. McWhirter, R. W. P. (1965). In "Plasma Diagnostic Techniques" (R. H. Huddleston and S. L. Leonard, eds.), pp. 201–264. Academic Press, New York.
95. McWhirter, R. W. P., and Hearn, A. G. (1963). *Proc. Phys. Soc.* **82**, 641–654.
96. Mansfield, H. E., Peacock, N. J., Smith, C. C., Hobby, M. G., and Cowan, R. D. (1978). *J. Phys. B* **11**, 1521–1544.
97. Marmar, E. S., Cecchi, J. L., and Cohen, S. A. (1975) *Rev. Sci. Instrum.* **46**, 1149–1154.
98. Marmar, E. S., Rice, J. E., and Allen, S. L. (1980) *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2025–2028.
99. Mason, H. E., and Storey, P. J. (1980). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **191**, 631–639.
100. Mson, H. E., Doschek, G. A., Feldman, U., and Bhatia, A. K. (1979). *Astron. Astrophys.* **73**, 74–81
101. Merts, A. L., Cowan, R. D., and Magee, N. H. (1976). *Los Alamos Sci. Lab. [Rep.] LA LA-6220MS.*
102. Merts, A. L., Mann, J. B., Robb, W. D., and Magee, N. H. (1980). *Los Alamos Sci. Lab. [Rep.] LA LA-8267MS.*
103. Mewe, R. (1972). *Astron. Astrophys.* **20**, 215–222.
104. Mewe, R., Schrijver, J., and Sylwester, J. (1980). *Astron. Astrophys.* **87**, 55–57.
105. Meyer, F. W., et al. (1979). *Phys. Rev. A* **19**, 515–525.
106. Meyers, B. R., and Levine, M. A. (1978). *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 610–616.
107. Mihalas, D. (1978). "Stellar Atmospheres," Freeman, San Francisco, California.
108. Mohr, P. (1976). In "Beam Foil Spectroscopy" (I. A. Sellin and D. J. Pegg, eds.), Vol. 1, pp. 89–96. Plenum, New York.
109. Morgan, F. J., Gabriel, A. H., and Barton, M. J. (1968). *J. Sci. Instrum.* **1**, 998–1002.
110. Olson, R. E., and Salop, A. (1976). *Phys. Rev. A* **14**, 579–585.
111. Olson, R. W., and Salop, A. (1977) *Phys. Rev. A* **16**, 531–541
112. Peacock, N. J. (1980). In "Physics of Ionised Gases" (M. Matic, ed.), pp. 687–714. Boris Kidric Inst. Nucl. Sci., Belgrade.
113. Peacock, N. J. (1981). In "Low Energy X-Ray Diagnostics" Attwood and Henke, eds.), AIP Conference Proceedings, No. 75, pp. 101–114. Am. Inst. Phys., New York.
114. Peacock, N. J., and Summers, H. P. (1978). *J. Phys.* **B 11**, 3757–3774.
115. Peacock, N. J., Speer, R. J., and Hobby, M. G. (1969). *J. Phys. B* **2**, 798–810.
116. Peacock, N. J., Hobby, M. G., and Morgan, P. D. (1971). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 4th, Madison, Wis.* **1**, 537–551.
117. Peacock, N. J., Hughes, M. H., Summers, H. P., Hobby, M. G., Mansfield, M. W. D., and Fielding, S. J. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, 1978* **1**, 303–314.
118. Pengelly, R. M., and Seaton, M. J. (1964). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **127**, 165–175.
119. Platz, P., Ramette, J., Belin, E., Bonnelle, C., and Gabriel, A. (1980). *Assoc. Euratom-CEA Rep., Cent. Etud. Nucl., Fontenay aux Roses EUR-CEA-FC-1057.*
120. Puiatti, M. E., Breton, C., De Michelis, C., and Mattioli, M. (1981). *Assoc. Euratom-CEA Rep., Cent. Etud. Nucl., Fontenay aux Roses EUR-CEA-FC-1085.*
121. Ryufuku, H., and Watanabe, T. (1978). *Phys. Rev. A* **18**, 2005–2015.
122. Ryufuku, H., and Watanabe, T. (1979a). *Phys. Rev. A* **19**, 1538–1549.
123. Ryufuku, H., and Watanabe, T. (1979b). *Phys. Rev. A* **20**, 1828–1840.
124. Salop, A. (1979). *J. Phys. B* **12**, 919–928.
125. Saraph, H. E. (1972). *Comput. Phys. Commun.* **3**, 256–268.
126. Sauthoff, N. R., and Von Goeler, S. (1979). *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-7**(3), 141–147.
127. Sawyer, G. A., Bearden, A. J., Henins, I., Jahoda, F. C., and Ribe, F. L. (1963). *Phys. Rev.* **131**, 1891–1987.
128. Shah, M. B., and Gilbody, H. B. (1981). *J. Phys. B* **14**, 2831–2841.
129. Stacey, W. M., Jr. (1981). "Fusion Plasma Analysis." Wiley, New York.
130. Stamp, M. F., Armour, I. A., Peacock, N. J., and Silver, J. D. (1981). *J. Phys. B* **14**, 3551–3561.
131. Stringer, T. E. (1979). *Phys. Plasmas Close Thermonucl. Conditions, Proc. Course, Varenna, Italy* **1**, 3–17. *Comm. Eur. Communities EUR FU BRU/XII/476/80.*
132. Suckewer, S. (1981). *Phys. Scr.* **23**, 72–86.
133. Suckewer, S., and Hawryluk, R. J. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1649–1651.

134. Suckewer, S., and Hinnov, E. (1977). *Nucl. Fusion* **17**, 945-953.
135. Suckewer, S., and Hinnov, E. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **41**, 756-759.
136. Suckewer, S., Eubank, H. P., Goldston, R. J., Hinnov, E., and Sauthoff, N. R. (1979). *Phys. Rev. Lett.* **43**, 207-210.
137. Suckewer, S., Cecchi, J., Cohen, S., Fonck, R., and Hinnov, E. (1980a). *Princeton Plasma Phys. Lab., Rep. PPPL-1712*.
138. Suckewer, S., Fonck, R., and Hinnov, E. (1980b). *Phys. Rev. A* **21**, 924-927.
139. Suckewer, S., Hinnov, E., Bitter, M., Hulse, R., and Post, D. (1980c). *Phys. Rev. A* **22**, 725-731.
140. Summers, H. P. (1974) *Appleton Lab. Rep. JM-367*; reissued as **AL-R15** (1979).
141. Summers, H. P. (1977) *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **178**, 101-122.
142. Summers, H. P., and McWhirter, R. W. P. (1979). *J. Phys. B* **12**, 2387-2412.
143. Terry, J. L., Chen, K. I., Moos, H. W., and Marmor, E. S. (1977a) *Johns Hopkins Univ., Dep. Phys., Rep. COO-2711-3*.
144. Terry, J. L., Marmor, E. S., Chen, K. L., and Moos, H. W. (1977b). *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1615-1618.
145. TFR Group (1976). *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1306.
146. TFR Group (1978a). *Assoc. Euratom-CEA Cent. Etud. Nucl., Fontenay aux Roses EUR-CEA-FC-947*.
147. TFR Group (1978b). *Plasma Phys* **20**, 207-223.
148. TFR Group (1980). *Assoc. Euratom-CEA Cent. Etud. Nucl., Fontenay aux Roses EUR-CEA-FC-1033; Plasma Phys.* **22**, No. 8, 851-860.
149. TFR Group (1982). *Assoc. Euratom-CEA Cent. Etud. Nucl., Fontenay aux Roses EUR-CEA-FC-1160; Nucl. Fusion* **22**, No. 9, 1173-1189
150. TFR Group, Dubau, J., and Loulergue, M. (1981). *J. Phys. B* **15**, 1007-1019.
151. Uchikawa, S., Griem, H. R., and Duches, D. (1980). *Max-Planck-Inst. Plasmaphys. [Ber.] IPP IPP 6/199*.
152. Van Regemorter, H. (1962). *Astrophys. J.* **136**, 906-915.
153. von Goeler, S., et al. (1983). *Princeton Plasma Phys. Lab. Rep PPPL-1968*.
154. Wiese, W. L. (1978). In "Physics of Ionized Gases" (R. K. Janev, ed.), pp 661-696. Inst. Phys., Belgrade.
155. Wilson, R. (1962). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **2**, 467-475.
156. Younger, S. M., and Wiese, W. L. (1979). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **22**, 161-170
157. Zinov'ev, A. N., Korotkov, A. A., Krzhizhanovskii, E. F., Afrosimov, V. V., and Gordeev, Y. S. (1980). *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **32**, 539-542.

к гл. 6

1. Abramowitz, M., and Stegun, I. A. (1965) "Handbook of Mathematical Functions" Dover, New York
2. Akhiezer, A. I., Prokoda, I. G., and Sitenko, A. G. (1957) *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33**, 750.
3. Alpher, R. A., and White, D. R. (1965). In "Plasma Diagnostic Techniques" (R. H. Huddleston and S. L. Leonard, eds.), Chap. 10 Academic Press, New York
4. Ashby, D. E. T. F., and Jephcott, D. F. (1963) *Appl. Phys. Lett.* **3**, 13.
5. Baker, D. R., and Lee, S.-T. (1978). *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 919
6. Berger, J., and Lovberg, R. H. (1970). *Science (Washington, D.C.)* **170**, 296.
7. Bernstein, I. B., Trehan, S. K., and Weenink, M. P. (1964) *Nucl. Fusion* **4**, 61
8. Birch, J. R., and Jones, R. G. (1970) *Infrared Phys.* **10**, 217
9. Bockasten, K. (1961) *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 943
10. Born, M., and Wolf, E. (1964) "Principles of Optics" Pergamon, Oxford.
11. Bracewell, R. (1965) "The Fourier Transform and Its Applications," p 262 McGraw-Hill, New York
12. Bretz, N. L. (1977) *Appl. Phys. Lett.* **31**, 372

13. Brown, R., Deuchars, W. M., Illingworth, R., and Irving, J. (1977) *J Phys D* **10**, 1575.
14. Buchenauer, C. J., and Jacobson, A. R. (1977). *Rev. Sci. Instrum.* **48**, 769
15. Craig, A. D. (1976). *Plasma Phys.* **18**, 777
16. Cummins, H. Z., and Swinney, H. L. (1970). *Prog. Opt.* **8**, 135.
17. DeMarco, F., and Segre, S. E. (1972) *Plasma Phys.* **14**, 245.
18. DeSilva, A. W., and Goldenbaum, G. (1970) In "Plasma Physics" (H. R. Griem, ed.), Methods of Experimental Physics, Vol. 9, Part A, Chap. 3. Academic Press, New York.
19. Dodel, G., and Kunz, W. (1978). *Infrared Phys.* **18**, 773.
20. Dougal, A. A., Craig, J. P., and Grubbie, R. F. (1964). *Phys. Rev. Lett.* **13**, 156.
21. Dougherty, J. P., and Farley, D. T. (1960). *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **259**, 79.
22. Eubank, H., Goldston, R., and Arunasalam, V. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, 1978*.
23. Evans, D. E. (1970). *Plasma Phys.* **12**, 573.
24. Evans, D. E. (1974). In "Plasma Physics" (B. E. Keen, ed.), Conference Series, No. 20, Chap. 6. Inst. Phys., London.
25. Evans, D. E. (1976). *Physica B+C (Amsterdam)* **82B+C**, 27
26. Evans, D. E., and Katzenstein, J. (1969). *Rep. Prog. Phys.* **32**, 207.
27. Evans, D. E., and Yeoman, M. L. (1974). *Phys. Rev. Lett.* **33**, 76.
28. Evans, D. E., von Hellermann, M., and Holzhauser, E. (1982). *Plasma Phys.* **24(7)**, 819-834.
29. Falconer, I., and Ramsden, S. A. (1968). *J. Appl. Phys.* **39**, 3449.
30. Fejer, J. A. (1960). *Can. J. Phys.* **38**, 1114.
31. Frayne, P. G. (1968). *J. Phys. D* **1**, 741.
32. Fried, B. D., and Conte, S. D. (1961). "The Plasma Dispersion Function." Academic Press, New York.
33. Gibson, A., and Reid, G. W. (1964). *Appl. Phys. Lett.* **5**, 195.
34. Goodman, J. W. (1968). "Introduction to Fourier Optics." McGraw-Hill, New York.
35. Gowers, C. W., and Lamb, C. (1982). *J. Phys. E* **15**, 343-346.
36. Green, M. R., Morgan, P. D., Siegrist, M. R., and Watterson, R. L. (1980). *CRPP (Centre de Recherches en Physique des Plasmas) Ec. Polytech. Fed. Lausanne, Rep.* **LRP 168/80**.
37. Hagfors, T. (1961). *J. Geophys. Res.* **66**, 1699.
38. Heald, M. A., and Wharton, C. B. (1965). "Plasma Diagnostics with Microwaves." Wiley, New York.
39. Heller, W. (1960). In "Physical Methods of Organic Chemistry" (Weissberger, ed.), Vol. I, Part 3, pp. 2180-2332. Wiley (Interscience), New York.
40. Heym, A. (1968). *Plasma Phys.* **9**, 1069.
41. Hugenholtz, C. A. J., and Meddens, B. J. H. (1979). *Rev. Sci. Instrum.* **50**, 1123-1124.
42. Jackson, J. D. (1962). "Classical Electrodynamics," Chap. 14. Wiley, New York.
43. Jacobson, A. R., and Call, D. L. (1978). *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 318-320.
44. Jahoda, F. C., and Sawyer, G. A. (1971). In "Plasma Physics" (R. H. Lovberg, ed.), Methods of Experimental Physics, Vol. 9, Part B. Academic Press, New York.
45. Kasperek, W., and Holzhauser, E. (1981). *Univ. Stuttgart, Inst. Plasma Sci., Rep.* **IPF-81-5**.
46. Kasperek, W., Hirsch, K., and Holzhauser, E. (1980). *Plasma Phys.* **22**, 555-558.
47. Kirk, R. E. (1982). Ph.D. Thesis, Royal Holloway College, Univ. of London.
48. Kunz, W., and Dodel, G. (1978). *Plasma Phys.* **20**, 171-174.
49. Kunz, W., and Equipe TFR (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 1729-1732.
50. Landau, L. D., and Lifshitz, E. M. (1975). "The Classical Theory of Fields" (M. Hamermesh, transl.). Pergamon, Oxford.
51. Luhmann, N. C., Jr. (1979). In "Infrared and Millimeter Waves, Vol. 2, Instrumentation" (K. J. Button, ed.), Chap. 1. Academic Press, New York.
52. Magyar, G. (1981). In "Plasma Physics and Nuclear Fusion Research" (R. D. Gill, ed.), Chap. 23. Academic Press, New York.
53. Massig, J. H. (1978a). *Phys. Lett. A* **66A**, 207-209.
54. Massig, J. H. (1978b). *Inst. Plasmaforsch., Univ. Stuttgart IPF-78-2*. (Prepr.)
55. Matoba, T., Itagaki, T., Yamauchi, T., and Funahashi, A. (1979). *Jpn. J. Appl. Phys.* **18**, 1127-1133.

56. Panofsky, W. K. H., and Phillips, M. (1955). "Classical Electricity and Magnetism." Addison-Wesley, Reading, Massachusetts.
57. Pasternak, A. W., and Offenberger, A. A. (1977). *Can. J Phys.* **55**, 419-427.
58. Pechacek, R. E., and Trivelpiece, A. W. (1967). *Phys Fluids* **10**, 1688-1696.
59. Peebles, W. A., and Herbst, M. J. (1978). *IEEE Trans Plasma Sci.* **PS-6**, 564-567.
60. Ramachandran, G. N., and Ramaseshan, S. (1961) "Crystal Optics Encyclopedia of Physics," Vol. 25/1. Springer-Verlag, Berlin and New York.
61. Salpeter, E. E. (1960) *Phys. Rev* **120**, 1528-1535
62. Sauthoff, N. R., and von Goeler, S. (1979). *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-7**, 141-147
63. Segre, S. E. (1975) In "Plasma Diagnostics and Data Acquisition" (H. Eubank and E. Sindoni, eds.), pp. 265-301 Editrice Compositori, Bologna.
64. Segre, S. E. (1978) *Plasma Phys* **20**, 295-307
65. Selden, A. C. (1980). *Phys. Lett A* **79A**, 405-406
66. Selden, A. C. (1982). *Culham Lab Rep* **CLM-R220**.
67. Sharp, L. E., Sanderson, A. D., and Evans, D. E. (1980) *Culham Lab Rep* **CLM-P548**. (Prepr.)
68. Sharp, L. E., Sanderson, A. D., and Evans, D. E. (1981). *Plasma Phys.* **23**, 357
69. Sheffield, J. (1972). *Plasma Phys* **14**, 783.
70. Sheffield, J. (1975). "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation" Academic Press, New York.
71. Siegman, A. E. (1971). "An Introduction to Lasers and Masers." McGraw-Hill, New York
72. Stamatakis, T. (1981). Personal communication (Appendix to JET report)
73. Taylor, G., and Bretz, N. L. (1981). *Bull Am Phys. Soc* **26**, 991.
74. Veron, D. (1974). *Opt. Commun.* **10**, 95
75. Veron, D. (1979). In "Infrared and Submillimeter Waves, Vol. 2, Instrumentation" (K. J. Button, ed.), Chap. 2. Academic Press, New York.
76. Veron, D., Certain, J., and Crenn, J. P. (1977). *J Opt Soc Am.* **67**, 964-967
77. Ward, G., and Pechacek, R. E. (1972) *Phys. Fluids* **15**, 2202-2210
78. Ward, G., Pechacek, R. E., and Trivelpiece, A. W. (1971) *Phys Rev A* **3**, 1721-1723
79. Watson, K. M., Bludman, S. A., and Rosenbluth, M. N. (1960) *Phys Fluids* **3**, 741
80. Williamson, J. H., and Evans, D. E. (1982). *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-10(2)**, 82-93
81. Wolfe, S. M., Button, K. J., Waldman, J., and Cohn, D. R. (1976). *Appl Opt* **15**, 2645-2648
82. Wood, R. W. (1967) "Physical Optics." Dover, New York.
83. Woskoboinikow, P., Mulligan, W. J., Cohn, D. R., Fetterman, H., Pradaude, H. C., and Lax, B. (1981). *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, 922.
- 84* Zhuralev, V. A., and Petrov, G. D. (1979). *Sov. J Plasma Phys. (Engl Transl)* **5**, 3-5

к гл. 7

1. Baker, E. A. M., and Walker, B. (1982) *J. Phys. E* **15**, 25
2. Beard, D. B. (1959) *Phys. Fluids* **2**, 379.
3. Bornatici, M., Englemann, F., Novak, S., and Petrillo, V. (1981). *Plasma Phys.* **23**, 1127.
4. Bornatici, M. (1982) *Plasma Phys.* **24**, 629.
5. Boyd, D. A. (1980). *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **1**, 45.
6. Celata, C. M., and Boyd, D. A. (1977) *Nucl. Fusion* **17**, 735.
7. Costley, A. E., Hastie, R. J., Paul, J. W. M., and Chamberlain, J. (1974). *Phys Rev Lett.* **33**, 758
8. Eftthimion, P. C. (1980). Personal communication.
9. Eftthimion, P. C., Arunasalam, V., Bitzer, R., Campbell, L., and Hosea, J. C. (1979) *Rev Sci Instrum* **50**, 949.
10. Englemann, F., and Curatolo, M. (1973) *Nucl. Fusion* **13**, 497.
11. Hayakawa, S., Hokkyo, N., Terashima, Y., and Tsuneto, T. (1958). *Proc U N Int. Conf Peaceful Uses At. Energy, 2nd, Geneva A/conf 15/P/1330*

12. Hutchinson, I. H., and Komm, D. S. (1977). *Nucl. Fusion* **17**, 1077.
13. Komm, D. S., Blanken, R. A., and Brossier, P. (1975). *Appl. Opt.* **14**, 460.
14. Lichtenberg, A. J., Sesnic, S., Trivelpiece, A. W., and Colgate, S. A. (1964). *Phys. Fluids* **7**, 1549.
15. Martin, D. H., and Puplett, E. (1970). *Infrared Phys.* **10**, 105.
16. Rutgers, W. R., and Boyd, D. A. (1977). *Phys. Lett. A* **62A**, 498.
17. Silin, V. P. (1955). *Tr. Fiz. Inst. im. P. N. Lebedeva, Akad. Nauk SSSR* **6**, 200.
18. Stauffer, F. J., and Boyd, D. A. (1978). *Infrared Phys.* **18**, 755.
19. Stepanov, K. N., and Pakhomov, V. I. (1960). *Sov. Phys.—JETP (Engl. Transl.)* **11**, 1126.
20. Tamor, S. (1982). Hot electron physics. *Proc. Workshop Hot Electron Rings, 2nd, ORNL, Oak Ridge, Tennessee* **2**, 689.
21. Tanaka, M., Hosokawa, M., Fujiwara, M., and Ikegami, H. (1982). *Proc. Workshop Hot Electron Rings, 2nd, ORNL, Oak Ridge, Tennessee* **1**, 339.
22. Trubnikov, B. A., and Kudryavtsev, V. S. (1958). *Proc. U.N. Int. Conf. Peaceful Uses At. Energy, 2nd, Geneva A/conf. 15/P/2213*.
23. Tsakins, G. D., and Davidson, R. C., (1977). *Phys. Fluids* **20**, 436.
24. Tsakins, G. D., Boyd, D. A., Hammer, D. A., and Trivelpiece, A. W. (1978). *Phys. Fluids* **21**, 2050.
25. Tsakiris, G. D., and Ellis, R. F. (1982). *Phys. Publ. No. 83-048, Univ. of Maryland, Dept. of Physics and Astronomy*.
26. Uckan, T., Wilgen, J., and Bighel, L. (1980). *Bull. Am. Phys. Soc.* **25**, 832.
27. Ulrich, R. (1967). *Infrared Phys.* **7**, 37.
28. Walker, B., Baker, E. A. M., and Costley, A. E. (1981). *Phys. E.* **14**, 832.
29. Wilgen, J., and Uckam, T. (1982). *Proc. Workshop Hot Electron Rings, 2nd, ORNL, Oak Ridge, Tennessee* **2**, 635.
30. Winske, D., and Boyd, D. A. (1983). *Phys. Fluids* **26**, 755.

к гл. 8

1. Abramov, N. G., Afrosimov, V. V., Gladkovskii, I. P., Kislyakov, A. I., and Perel, V. I. (1972). *Zh. Tekh. Fiz.* **41**, 1924–1932; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **16**, 1520–1525.
2. Afrosimov, V. V., and Gladkovskii, I. P. (1967). *Zh. Tekh. Fiz.* **37**, 1557–1597; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **12**, 1135–1168.
3. Afrosimov, V. V., and Kislyakov, A. I. (1971). *Zh. Tekh. Fiz.* **41**, 1933–1935; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **16**, 1526–1528 (1972).
4. Afrosimov, V. V., Gladkovskii, I. P., Gordeev, Y. S., Kalinkevich, I. F., and Fedorenko, N. V. (1960). *Zh. Tekh. Fiz.* **30**, 1456–1468; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **5**, 1378–1388.
5. Afrosimov, V. V., Ivanov, B. A., Kislyakov, A. I., and Petrov, M. P. (1966). *Zh. Tekh. Fiz.* **36**, 89–101; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **11**, 63–71.
6. Afrosimov, V. V., Berezovskii, E. L., Gladkovskii, I. P., Kislyakov, A. I., Petrov, M. P., and Sadovnikov, V. A. (1975). *Zh. Tekh. Fiz.* **45**, 56–63; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **20**, 33–37.
7. Afrosimov, V. V., Gladkovskii, I. P., and Kislyakov, A. I. (1976). *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.* **3**, 10–13; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **3**, 3–5 (1977).
8. Afrosimov, V. V., Gordeev, Y. S., and Zinov'ev, A. N. (1977). *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.* **3**, 97–101; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **3**, 39–40.
9. Afrosimov, V. V., Gordeev, Y. S., Zinov'ev, A. N., and Korotkov, A. A. (1978). *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **28**, 540–543; *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **28**, 500–502.
10. Afrosimov, V. V., Gordeev, Y. S., Zinov'ev, A. N., and Korotkov, A. A. (1979). *Fiz. Plazmy* **5**, 987–995; *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Transl.)* **5**, 551–556.
11. Aleksandrov, E. V., Afrosimov, V. V., Berezovskii, E. L., Izvochikov, A. B., Marasev, V. I., Kislyakov, A. I., Mikhailov, E. A., Petrov, M. P., and Rosylakov, G. V. (1979). *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **29**, 3–7; *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **29**, 1–4.

12. Bacal, M., and Reichelt, W. (1974). *Rev. Sci. Instrum.* **45**, 769-772.
13. Bacal, M., True, A., Doucet, H. J., Lamain, H., and Chretien, M. (1974). *Nucl. Instrum Methods* **114**, 407-409.
14. Barnett, C. F., and Ray, J. A. (1972). *Nucl. Fusion* **12**, 65-72.
15. Barnett, C. F., Dunlap, J. L., Edwards, R. S., Haste, G. H., Ray, J. A., Reinhardt, R. G., Schill, W. J., Warner, R. M., and Wells, E. R. (1961). *Nucl. Fusion* **2**, 264-272.
16. Barnett, C. F., Ray, J. A., Ricci, E., Wilker, M. I., McDaniel, E. W., Thomas, E. W., and Gilbody, H. B. (1977). *Oak Ridge Natl. Lab. [Rep.] ORNL (U.S.) ORNL-5207 and ORNL-5206*.
17. Baur, J. F., West, W. P., and Ensberg, E. S. (1980). *Bull. Am. Phys. Soc.* **25**, 684.
18. Becker, G. (1970). *Z. Phys.* **234**, 6-16.
19. Berezovskii, E. L., Kislyakov, A. I., and Mikhailov, E. A. (1974). *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **19**, 283-287; *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **19**, 166-168.
20. Berezovskii, E. L., Kislyakov, A. I., Petrov, S. Y., and Roslyakov, G. V. (1980) *Fiz. Plazmy* **6**, 1385-1395; *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Transl.)* **6**, 760-766.
21. Berry, L. A., Clarke, J. F., and Hogan, J. T. (1974). *Phys. Rev. Lett.* **32**, 362-365.
22. Bezlyudnyi, S. V., Berezovskii, E. L., Kislyakov, A. I., and Khudolev, A. V. (1975). *Fiz. Plazmy* **1**, 749-756; *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Transl.)* **1**, 410-412.
23. Bieniosek, F. M. (1981). *Oak Ridge Natl. Lab. [Rep.] ORNL-TM (U.S.) ORNL-TM-7487*.
24. Bieniosek, F. M., Colestock, P. L., Conner, K. A., Hickok, R. L., Kuo, S. P., and Dandl, R. A. (1980). *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 206-212.
25. Bittoni, E., Cordey, J. G., and Cox, M. (1980). *Nucl. Fusion* **20**, 931-938.
26. Brisson, D., Baity, F. W., Quon, B. H., Ray, J. A., and Barnett, C. F. (1980) *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 511-515.
27. Cobble, J. A., and Glowienka, J. C. (1979). *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-7**, 147-151.
28. Cohen, B. I., ed. (1980). "Status of Mirror Fusion Research 1980." *Lawrence Livermore Lab. Rep. [UCAR Rep.] 10049-80-Rev-1*, B-1-B-36.
29. Colestock, P. L., Conner, K. L., Hickok, R. L., and Dandl, R. A. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1717-1720.
30. Cordey, J. G., Hugill, J., Paul, J. W. P., Sheffield, J., Speth, E., Stott, P. E., and Tereshin, V. I. (1974) *Nucl. Fusion* **14**, 441-444.
31. Dnestrovskij, Y. N., Lysenko, S. E., and Kislyakov, A. I. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 293-299.
32. Equipe TFR (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 647-731.
33. Equipe TFR (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 1261-1267.
34. Eubank, H. P. (1979). In "Diagnostics for Fusion Experiments" (E. Sindoni and C. Wharton, eds.), pp. 7-15. Pergamon, Oxford.
35. Eubank, H. P., Noll, P., and Tappert, F. (1965). *Nucl. Fusion* **5**, 68-72.
36. Eubank, H. P., et al. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, 1978* 167-198.
37. Fleischman, H. H., Barnett, C. F., and Ray, J. A. (1974) *Phys. Rev. A* **10**, 569-583.
38. Fujita, J., and McCormick, K. (1973) *Eur. Conf. Controlled Fusion Plasma Phys., Proc., 6th, Moscow* **1**, 191.
39. Galbraith, D. L., and Kammash, T. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 1047-1060.
40. Gaudreau, M. P. J., Kislyakov, A. I., and Sokolov, Y. A. (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 1725-1729.
41. Glowienka, J. C., Jennings, W. C., and Hickok, R. L. (1976). *Appl. Phys. Lett.* **28**, 485-487.
42. Goldston, R. J. (1978). *Princeton Plasma Phys. Lab. Rep. PPPL-1443*.
43. Gordeev, Y. S., Zinov'ev, A. N., and Petrov, M. P. (1977). *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **25**, 223-227; *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **25**, 204-207.
44. Hagstrum, H. D. (1954) *Phys. Rev.* **96**, 325-335.
45. Hagstrum, H. D. (1956). *Phys. Rev.* **104**, 317-320.
46. Hagstrum, H. D. (1961). *Phys. Rev.* **122**, 83-113.
47. Hickok, R. L. (1967). *Rev. Sci. Instrum.* **38**, 142-143.
48. Hickok, R. L. (1980). "Heavy Ion Beam Probing." Rep. RPDL-80-14 Rensselaer Plasma Dyn. Lab., Rensselaer Polytech. Inst., Troy, New York.
49. Hickok, R. L., and Jobs, F. C. (1972) *Air Force Off. Sci. Res. Rep.* **AFOSRTR-72-0018**.

50. Hosea, J. C., Jobs, F. C., Hickok, R. L., and Dellis, A. N. (1973). *Phys. Rev. Lett.* **30**, 839-842.
51. Isler, R. C., Murray, L. E., Kasai, S., Dunlap, J. L., Bates, S. C., Edmonds, P. H., Lazarus, E. A., Ma, C. H., and Murakami, M. (1981). *Phys. Rev. A* **24**, 2701-2712
52. Jahoda, F. C., Ribe, F. L., and Sawyer, G. A. (1963). *Phys. Rev.* **134**, 24-29.
53. Jobs, F. C., and Hickok, R. L. (1967). *Rev. Sci. Instrum.* **38**, 928-931.
54. Jobs, F. C., and Hickok, R. L. (1970). *Nucl. Fusion* **10**, 195-197.
55. Jobs, F. C., Marshall, J. F., and Hickok, R. L. (1969). *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1042-1045.
56. Kaita, R., and Medley, S. S. (1979). *Princeton Plasma Phys. Lab., Rep.* **PPPL-1582**.
57. Killen, J., and Marx, K. D. (1970). In "Methods of Computational Physics" (B. Alder, ed.), Vol. 9, pp. 421-489. Academic Press, New York.
58. Kislyakov, A. I., and Krupnik, L. I. (1981). *Fiz. Plazmy* **7**, 866-906; *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Transl.)* **7**, 478-498.
59. Kislyakov, A. I., and Petrov, M. P. (1970). *Zh. Tekh. Fiz.* **40**, 1609-1614; *Sov. Phys.—Tech. Phys. (Engl. Transl.)* **15**, 1252-1256 (1971).
60. Kislyakov, I. A., Stockel, J., and Jukaubka, K. (1975). *Zh. Tekh. Fiz.* **45**, 1545-1547; *Sov. Phys.—Tech Phys. (Engl. Transl.)* **20**, 986-987.
61. McCormick, K., and Olivain, J. (1978). *Rev. Phys. Appl.* **13**, 85-92.
62. McCormick, K., Kick, M., and Olivain, J. (1977). *Eur. Conf. Controlled Fusion Plasma Phys., Conf. Proc., 8th, Prague* **1**, 140.
63. Medley, S. S., and Davis, S. L. (1979). *Princeton Plasma Phys. Lab., Rep.* **PPPL-1507**.
64. Medley, S. S., Goldston, R. J., and Towner, H. H. (1980). *Princeton Plasma Phys. Lab., Rep.* **PPPL-1673**.
65. Neilson, G. H., Jr. (1980). *Oak Ridge Nat. Lab. [Rep.] ORNL-TM (U.S.) ORNL-TM-7333*, p. 33.
66. Nexsen, W. E., Jr., Turner, W. C., and Cummins, W. F. (1979). *Rev. Sci. Instrum.* **50**, 1227-1235.
67. Olson, R. E. (1981). *Phys. Rev.* **24**, 1726-1733.
68. Olson, R. E., and Salop, A. (1977). *Phys. Rev. A* **16**, 531-541.
69. Olson, R. E., Berkner, K. H., Graham, W. G., Pyle, R. V., Sachlacter, A. S., and Stearns, J. W. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **41**, 163-166.
70. Osher, J. E. (1979). In "Diagnostics for Fusion Experiments" (E. Sindoni and C. Wharton, eds.), pp. 47-76. Pergamon, Oxford.
71. Petrov, M. P. (1976). *Fiz. Plazmy* **2**, 371-389; *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Trans.)* **2**, 210-211.
72. Phaneuf, R. A., Meyer, F. W., and McKnight, R. H. (1978). *Phys. Rev. A* **17**, 534-545.
73. Phaneuf, R. A., Alvarez, I., Meyer, F. W., and Crandall, D. H. (1982). *Phys. Rev. A* **26**, 1892-1906.
74. Ray, J. A., Barnett, C. F., and Van Zyl, B. (1979). *J. Appl. Phys.* **50**, 6516-6519.
75. Reinovsky, R. E., Jennings, W. C., and Hickok, R. L. (1973). *Phys. Fluids* **16**, 1772-1773.
76. Reinovsky, R. E., Glowienka, J. C., Seaver, A. E., Jennings, W. C., and Hickok, R. L. (1974). *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-2**, 250-256.
77. Riviere, A. C. (1971). *Nucl. Fusion* **11**, 363-369.
78. Russek, A. (1960). *Phys. Rev.* **120**, 1536-1542.
79. Rynn, N., and Formaca, S. (1980). *Bull. Am. Phys. Soc.* **25**, 897.
80. Salop, A., and Olson, R. E. (1977). *Phys. Rev. A* **16**, 1811-1816.
81. Salop, A., and Olson, R. E. (1979a). *Phys. Rev. A* **19**, 1921-1929.
82. Salop, A., and Olson, R. E. (1979b). *Phys. Rev. A* **71A**, 407-410.
83. Shipsey, E. J., Browne, J. C., and Olson, R. E. (1981). *J. Phys. B* **14**, 869-880.
84. Stier, P. M., Barnett, C. F., and Evans, G. E. (1954). *Phys. Rev.* **96**, 973-982.
85. Summers, D. D. R., Gill, R. D., and Stott, P. E. (1978). *J. Phys. E* **11**, 1183-1190.
86. Takeuchi, H., Funahashi, A., Takahashi, K., Shirakata, H., and Yano, S. (1977). *Jpn. J. Appl. Phys.* **16**, 139-147.
87. Thomas, D. M., and Neilson, G. H., Jr. (1981). *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, 879
88. Voss, D. E., and Cohen, S. A. (1980). *Princeton Plasma Phys. Lab., Rep.* **PPPL-1884**.
89. Voss, D. E., and Cohen, S. A. (1982). *Rev. Sci. Instrum.* **53**, 1227-1235.

90. Wadchra, J. M., and Bardsley, J. N. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1795-1798.
91. Weber, P. G., and Erickson, R. N. (1981). *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, 966.
92. Wickman, M. G., Lazar, N. H., and Rynn, N. (1982). *Bull. Am. Phys. Soc.* **27**, 1053.
93. Zinov'ev, A. N., Korotko, A. A., Krzhizhanovskii, E. R., Afrosimov, V. V., and Gordeev, Y. S. (1980). *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **32**, 557-560; *JETP Lett. (Engl. Transl.)* **32**, 539-

к гл. 9

1. Barfield, W. D. (1980). *J. Phys. B* **13**, 931
2. Berg, R. A., and Linder, C. N. (1958). *Phys. Rev.* **112**, 2072.
3. Bethe, H. A., and Heitler, W. (1934). *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **A146**, 83.
4. Bethe, H. A., and Maximon, L. C. (1954). *Phys. Rev.* **93**, 768.
5. Brueckner, K. A., and Lee, Y. T. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 1431.
6. Burnet, T. H., and Kroll, N. M. (1968). *Phys. Rev. Lett.* **20**, 86.
7. Collins, L. A., and Merts, A. L. (1981). *Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **26**, 443.
8. Dyachkov, L. G. (1981). *J. Phys. B* **14**, L695.
9. Elwert, G. (1939). *Ann. Phys. (Leipzig)* **34**, 178.
10. Fano, U. (1959). *Phys. Rev.* **116**, 1156.
11. Fano, U., Koch, H. W., and Motz, J. W. (1958). *Phys. Rev.* **112**, 1679.
12. Feng, I. J., and Pratt, R. H. (1981). *Univ. of Pittsburgh Rep.* **266**.
13. Feng, I. J., Goldberg, I., Kim, Y. S., and Pratt, R. H. (1983a). *Phys. Rev. A* **28**, 609
14. Feng, I. J., Lamoureux, M., Pratt, R. H., and Tseng, H. K. (1983b). *Phys. Rev. A* **27**, 3209.
15. Florescu, V., and Costescu, A. (1978). *Rev. Roum. Phys.* **23**, 131.
16. Geltman, S. (1973). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **13**, 601.
17. Ginsberg, E. S., and Pratt, R. H. (1964). *Phys. Rev.* **134**, B773.
18. Ginsberg, E. S., and Pratt, R. H. (1965). *Phys. Rev.* **137**, B1500.
19. Goldemberg, J., and Pratt, R. H. (1966). *Rev. Mod. Phys.* **38**, 311.
20. Green, J. M. (1979). Rep. RDA-TR-108600-003. R & D Associates, Santa Monica, California.
21. Haug, E. (1975). *Z. Naturforsch., A* **30A**, 1099.
22. Haug, E. (1975b). *Phys. Lett. A.* **54A**, 339
23. Jabbur, R. J., and Pratt, R. H. (1963). *Phys. Rev.* **129**, 184.
24. Jauch, J. M., and Rohrlich, F. (1954). *Helv. Phys. Acta* **27**, 613.
25. Kim, Y. S. (1981). Ph.D. Thesis, Univ. of Pittsburgh.
26. Kim, Y. S., and Pratt, R. H. (1983). *Phys. Rev. A* **27**, 2913
27. Kissel, L. (1982). *Sandia Lab [Tech. Rep.] SAND SAND81-2154*.
28. Kissel, L., MacCallum, C., and Pratt, R. H. (1981a). *Sandia Lab. [Tech. Rep.] SAND SAND81-1337*.
29. Kissel, L., Kim, Y. S., and Pratt, R. H. (1981b). Abstracts of contributed papers, Gatlinburg Tennessee (Sheldon Datz, ed.) *Abstr. ICPEAC, 12th*.
30. Kissel, L., Quarles, C. A., and Pratt, R. H. (1983). *At. Data Nucl. Data Tables* **28**, 381
31. Koch, H. W., and Motz, J. W. (1959). *Rev. Mod. Phys.* **31**, 920.
32. Kramers, H. A. (1923). *Philos. Mag.* **46**, 836.
33. Kuckuck, R. W. (1972). Ph.D. Thesis, Univ. of California.
34. Kuckuck, R. W. (1972). *Lawrence Livermore Lab. [Rep.] UCRL UCRL-51188*. (Unpubl.)
35. Kuckuck, R. W., and Ebert, P. J. (1973). *Phys. Rev. A* **7**, 456.
36. Lamoureux, M., Feng, I. J., Pratt, R. H., and Tsang, H. K. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 227.
37. Landau, L. D., and Lifshitz, L. M. (1971). "The Classical Theory of Fields," 3rd ed. Pergamon, New York.
38. Lee, C. M., and Pratt, R. H. (1975a). *Phys. Rev. A* **12**, 707.
39. Lee, C. M., and Pratt, R. H. (1975b). *Phys. Rev. A* **13**, 1325.
40. Lee, C. M., and Pratt, R. H. (1976). *Phys. Rev. A* **14**, 990.
41. Lee, C. M., Kissel, L., Pratt, R. H., and Tseng, H. K. (1976). *Phys. Rev. A* **13**, 1714.

42. Lee, C. M., Pratt, R. H., and Tseng, H. K. (1977). *Phys. Rev. A* **16**, 2169.
43. McEannan, J., and Gavrla, M. (1977). *Phys. Rev. A* **15**, 1557.
44. McVoy, K. W., and Fano, U. (1959). *Phys. Rev.* **116**, 1168.
45. Maxwell, J. C. (1881). "Treatise on Electricity and Magnetism." 3rd ed., Vols. 1 and 2. Dover, New York. (Orig. publ., 1959.)
46. Merts, A. L., Cowan, R. D., and Magee, N. H., Jr. (1976). *Los Alamos Sci. Lab. [Rep.] LA LA-6220MS*.
47. Milchberg, H. M., and Weisheit, J. C. (1982). *Phys. Rev. A* **26**, 1023.
48. Mork, K., and Olsen, H. (1965). *Phys. Rev.* **140**, B1661.
49. Mork, K., and Olsen, H. (1968). *Phys. Rev.* **166**, 1862.
50. Motz, W., and Placicus, R. C. (1960). *Nuovo Cimento* **15**, 571.
51. Nakel, W. (1980). In "Coherence and Correlation in Atomic Collisions" (H. Kleinpoppen and J. F. Williams, eds.), pp 187-203 Plenum, New York.
52. Nakel, W., and Pankau, E. (1972). *Phys. Lett. A* **38A**, 307.
53. Nakel, W., and Pankau, E. (1973). *Phys. Lett. A* **44A**, 65.
54. Nakel, W., and Pankau, E. (1975). *Z. Phys. A* **274**, 319.
55. Olsen, H. A., and Maximon, L. C. (1978). *Phys. Rev. A* **18**, 2517.
56. Pratt, R. H. (1981). *Proc. Int. Conf. X-Ray Processes Inner Shell Ioniz., August 25-29, 1980, Stirling, Scotland* (D. J. Fabian, H. Kleinpoppen, and L. Watson, eds.), p. 367. Plenum, New York.
57. Pratt, R. H. (1981). *Comments At. Mol. Phys.* **10**, 121.
58. Pratt, R. H. (1982). In "Advances in X-Ray Spectroscopy" (C. Bonnelle and C. Mande, eds.), p. 411. Pergamon, Oxford.
59. Pratt, R. H., and Lee, C. M. (1977). *Phys. Rev. A* **16**, 1733.
60. Pratt, R. H., and Tseng, H. K. (1975). *Phys. Rev. A* **11**, 1797.
61. Pratt, R. H., Tseng, H. K., Lee, C. M., Kissel, L., MacCallum, C., and Riley, M. (1977). *At. Data Nucl. Data Tables* **20**, 175; erratum published **26**, 477 (1981).
62. Racah, G. (1934). *Nuovo Cimento* **11**, 461, 467.
63. Rohrlch, F. (1955). *Phys. Rev.* **98**, 181.
64. Sauter, F. (1934). *Ann. Phys. (Leipzig)* **20**, 404.
65. Sauthoff, N. R. (1980). Personal communication.
66. Scofield, J. (1981). Personal communication.
67. Seaton, M. J. (1959). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **119**, 82.
68. Sheer, M., Trott, E., and Zahs, G. (1968). *Z. Phys.* **209**, 68.
69. Sobelman, I. I. (1979) "Atomic Spectra and Radiative Transitions." Springer-Verlag, Berlin and New York.
70. Sommerfeld, A. (1931). *Ann. Phys. (Leipzig)* **11**, 257.
71. Sommerfeld, A. (1939) "Atombau und Spektrallinien. 2." Au fl., Bd. 2 Braunschweig: Vieweg & Sohn
72. Thaler, R. M., Goldstein, M., McHale, J. L., and Biedenharn, L. C. (1956). *Phys. Rev.* **102**, 1567.
73. Tseng, H. K. (1970). Ph.D. Thesis, Univ. of Pittsburgh.
74. Tseng, H. K., and Pratt, R. H. (1971). *Phys. Rev. A* **3**, 100.
75. Tseng, H. K., and Pratt, R. H. (1973). *Phys. Rev. A* **7**, 1502.
76. Tseng, H. K., and Pratt, R. H. (1979) *Phys. Rev. A* **19**, 1525.
77. Tseng, H. K., Pratt, R. H., and Lee, C. M. (1979). *Phys. Rev. A* **19**, 187.
78. Tucker, W. H. (1975). "Radiation Processes in Astrophysics." Chap. 5. MIT Press, Cambridge, Massachusetts.

к гл. 10

1 International Tokamak Reactor—Phase One (1982). Report of the International Tokamak Reactor Workshop, 1980 and 1981, IAEA, Vienna, p. 130.

к гл. 11

1. Berry, L. A., Bush, C. E., Dunlap, J. L., Edmonds, P. H., Jernigan, T. C., Lyon, J. F., Murakami, M., and Wing, W. R. (1975). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., Tokyo, 1974* **1**, 113.
2. Bol, K., Cecchi, J. L., Daughney, C. C., Ellis, R. A., Eubank, H. P., Furth, H. P., Goldston, R. J., Hsuan, H., Jacabsen, R. A., Mazzucato, E., Smith, R. R., and Stix, T. H. (1974). *Phys. Rev. Lett.* **32**, 661.
3. Callen, J. D., and Clarke, J. F. (1971). *Bull. Am. Phys. Soc.* **16**.
4. Callen, J. D., Colchin, R. J., Fowler, R. H., McAlees, D. G., and Rome, J. A. (1975). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 5th, Tokyo, 1974* **1**, 645.
5. Clarke, W. H. M., Cordey, J. G., Cox, M., Gill, R. D., Hugill, J., Paul, J. W. M., and Start, D. F. H. (1980). *Phys. Rev. Lett.* **45** (13), 1101.
6. Connor, J. W., and Cordey, J. G. (1974). *Nucl. Fusion* **14**, 185.
7. Cordey, J. G., and Core, W. G. F. (1974). *Phys. Fluids* **17**, 1626.
8. Cordey, J. G., Hugill, J., Paul, J. W. M., Sheffield, J., Speth, E., Stott, P. E., and Tereshin, V. I. (1975). *Nucl. Fusion* **15**, 441.
9. Equipe ΓFR (1978). *Nucl. Fusion* **18**, 1271.
10. Eubank, H., Goldston, R., Arunasalam, V., Bitter, M., Bol, K., and the PLT team (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf. 7th, Innsbruck, Austria, 1978*
11. Kovrizhnykh, L. M. (1971). *Plasma Physics Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 4th, Madison, Wisc.* p. 399.
12. Lister, G. G., Post, D. E., and Goldston, R. (1976). *Proc. Symp. Plasma Heat. Toroidal Devices, 3rd, Varenna, Italy, 1976* p. 303.
13. Murakami, M., Swain, D. W., Bates, S. C., Bush, C. E., Charlton, L. A., and the ISX-B team (1981). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf. 8th, Brussels, Belgium.*
14. Ohkawa, T. (1970). *Nucl. Fusion* **10**, 185.
15. Olsen, R. E., Berkner, K. H., Graham, W. G., Pyle, R. V., Schlachter, A. S., and Stearns, J. W. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **41**, 163.
16. Riviere, A. C. (1971). *Nucl. Fusion* **11**, 363.
17. Stacey, W. M., Jr., and Sigmar, D. J. (1979). *Phys. Fluids* **22**, 2000.
18. Start, D. F. H., Collins, P. R., Jones, E. M., Riviere, A. C., and Sweetman, D. R. (1978). *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1497.
19. Suckewer, S., Eubank, H. P., Goldston, R. J., Hinnov, E., and Sauthoff, N. R. (1979). *Phys. Rev. Lett.* **43**, 207.

к гл. 12

1. Anderson, A. O., and Hooper, E. B. (1977). *Proc. Symp. Prod. Neutral. Negat. Hydrogen Ions Beams, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-50727*, p. 205.
2. Bacal, M. (1982). *Phys. Scripta* **T2/2**, 467.
3. Bacal, M., Bruneteau, A. M., Doucet, H. J., Graham, W. G., and Hamilton, G. W. (1980a). *Proc. Int. Symp. Prod. Neutral. Negat. Hydrogen Ions Beams, 2nd, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-51304*, p. 90.
4. Bacal, M., Buzzi, J. M., Doucet, H. J., Labaune, G., Lamain, H., Stephan, J. P., Delauney, M., Jacquot, C., Ludwig, P., and Verney, S. (1980b). *Proc. Int. Symp. Prod. Neutral. Negat. Hydrogen Ions Beams, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-51304*, p. 270.
5. Baker, W. R., Ehlers, K. W., Kunkel, W. B., and Lietzke, A. F. (1971). *Proc. Symp. Ion Sources Form. Ion Beams, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-50310*.
6. Bates, D. G. (1966). *Culham Lab. Rep. CLM-R53*.
7. Baraud, A., Becherer, R., Desmons, M., Fumelli, M., Raimbault, P., and Valckx, F. P. G. (1979). *Proc. Symp. Eng. Prob. Fusion Res., 8th, San Francisco, Calif., 1979* **2**, p. 685.

8. Becherer, R. (1975). *Fontenay-aux-Roses Int Rep. EUR-CEA-FC-788.*
9. Berkner, K. H., Pyle, R. V., and Stearns, J. W. (1975). *Nucl. Fusion* **15**, 249
10. Bohm, D. (1949). In "The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields" (A. Guthrie and R. K. Wakerling, eds.), p. 77. McGraw-Hill, New York
11. Brewer, G. R. (1967). In "Focussing of Charged Particles" (A. Septier, ed.), Vol. 2, p. 23 Academic Press, New York.
12. Cooper, W. S., Halbach, K., and Magyary, S. B. (1974) *Proc. Symp Ion Sources Form Ion Beams, 2nd., Berkeley, Calif., 1973 Paper II-1.*
13. Cooper, W. S. (1975). *Bull. Am. Phys. Soc.* **19**, 857.
14. Cooper, W. S., Elischer, V. P., Goldbey, D. A., Hopkins, D. B., Jacobson, V. L., Lores, K. H., and Tanabe, J. T. (1981). *Lawrence Berkeley Lab Rep LBL LBL-12383.*
15. Cottrell, G. A. (1981). *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 55.
16. Coupland, J. R., Green, T. S., Hammond, D. P., and Riviere, A. C. (1972) *Culham Lab. Rep. CLM-P312.*
17. Davis, R. C., Morgan, O. B., Stewart, L. D., and Stirling, W. L. (1972). *Rev Sci Instrum.* **43**, 278.
18. Davission, C. J., and Calbrick, C. J. (1931). *Phys. Rev* **28**, 585.
19. Delauney, M., Fourcher, J. L., Geller, R., Jacquot, C., Ludwig, P., Mazhari, F., Ricard, E., Rocco, J. C., Sermet, P., and Zadworney, F. (1980). *Proc. Int. Symp. Prod. Neutral. Negat. Hydrogen Ions Beams, 2nd, Brookhaven Natl Lab Rep BNL-51304*, p. 255
20. Dudnikov, V. G. (1980). *Proc. Int. Symp. Prod. Neutral Negat. Hydrogen Ions Beams, 2nd, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-51304*, p. 137.
21. Dunn, D. A., and Self, S. A. (1964). *J Appl. Phys.* **35**, 113
22. Ehlers, K. W., and Leung, K. N. (1980). *Proc. Int. Symp Prod Neutral Negat. Hydrogen Ions Beams, 2nd, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-51304*, p. 198.
23. Evans, L. R., and Warner, D. J. (1971). *CERN CERN/MPS/LIN*, 71-3.
24. Franklin, R. N. (1976). "Plasma Phenomena in Gas Discharges." Oxford University Press, London and New York.
25. Friedman, S., Jerde, L., Carr, W., and Seidl, M. (1978). *J. Appl. Phys.* **49**, 3209.
26. Fumelli, M., and Valckx, F. P. G. (1976) *Nucl Instrum Methods* **135**, 203
- 27* Gabovich, M. D. (1972). "Physics and Technology of Plasma Ion Sources," Transl. FTDH.T 23-1690, U.S. Air Force.
- 28* Gabovich, M. D., Katsubo, L. P., and Solochenko, I. A. (1975) *Sov. J Plasma Phys. (Engl Transl.)* **1**, 162.
29. Gardner, W. L., Kim, J., Menon, M. M., and Whealton, J. H. (1978). *Rev. Sci Instrum* **49**, 1214.
30. Geller, R., Jacquot, C., Ludwig, P., Sermet, P., Gustavson, H. G., Pauli, R., and Rocco, J. C. (1980). In "Low Energy Ion Beams" (K. G. Stephens and I. H. Wilson, eds.), Conference Series, No. 54, p. 143 Inst Physics, London
31. Goede, A. P. H., Green, T. S., Martin, A. R., Mosson, A. G., and Singh, B. (1978) *Proc Int Symp. Heat. Toroidal Plasmas, Grenoble, Fr* p. 77.
32. Goede, A. P. H., and Green, T. S. (1979) *Proc Symp. Eng Probl Fusion Res, 8th, San Francisco, Calif., 1979* **2**, 680.
33. Goede, A. P. H., and Green, T. S. (1982) *Phys. Fluids* **25** (10), 1797.
34. Green, T. S. (1974). *Proc. Symp. Ion Sources Form Ion Beams, Berkeley, Calif., 1973 Paper II-80.*
35. Green, T. S. (1975). *Nucl Instrum. Methods* **125**, 345
36. Green, T. S., Goble, C., Inman, M., and Martin, A. R. (1975) *Proc. Eur. Conf Controlled Fusion-Plasma Phys., 7th, Lausanne, Switz.* p. 93.
37. Green, T. S. (1976). *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-23** (2), 918.
38. Green, T. S. (1977). *Proc. Symp. Prod. Neutral. Negat. Hydrogen Ions Beams, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-50727*, 228
39. Hamilton, G. W., Hilton, J. L., and Luce, J. S. (1968) *Plasma Phys* **10**, 687
40. Hamilton, G. W. (1971) *Proc Int. Symp Ion Sources Form Ion Beams, Brookhaven Natl Lab. Rep. BNL-50310*, p. 171.

41. Harrison, E. R., and Thompson, W. B. (1959). *Proc. Phys. Soc., London* **72**, 214.
42. Hemsworth, R. S., Aldcroft, D. A., Allen, T. K., Bayes, D. V., Burcham, J. N., Cole, H. C., Cowlin, M. C., Coultas, J. C., Hay, J. H., and McKay, W. J. (1978) *Proc. Int. Symp. Heat Toroidal Plasmas, Grenoble, Fr.* p. 83
43. Herschkowitz, N., Smith, J. R., and Kozima, H. (1979) *Phys. Fluids* **22**, 122
44. Hiskes, J. R., Karo, A. M., Bacal, M., Bruneteau, A. H., and Graham, W. G. (1982) *J. Appl. Phys.* **53** (5), 3469
45. Holmes, A. J. T. (1979) *Phys. Rev. A* **19**, 389
46. Holmes, A. J. T., and Green, T. S. (1980) In "Low Energy Ion Beams" (K. G. Stephens and I. H. Wilson, eds.), Conference Series No. 54, pp. 163-170. Inst. Phys., London
47. Holmes, A. J. T., and Thompson, E. (1981). *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 172.
48. Hooper, E. B., Jr., Anderson, O. A., Orzechowski, T. J., and Poulson, P. (1977). *Proc. Int. Symp. Prod. Neutral. Negat. Hydrogen Ions Beams, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-50727*, p. 163.
49. Hooper, E. B., Jr., and Poulson, P. (1980). *Proc. Int. Symp. Prod. Neutral. Negat. Hydrogen Ions Beams, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-51304*, p. 247
50. Kaufmann, H. R. (1961). *NASA Tech. Note NASA TN D-585*.
51. Kohlberg, I., and Nablo, S. (1966) In "Physics and Technology of Ion Motors" (F. E. Marble and J. Surugue, eds.), pp. 155-206. Gordon & Breach, New York
- 52*. Kulygin, V. M., Panacenkov, A. A., and Semashko, N. N. (1976). *All Union Conf. Plasma Accel., 3rd, Minsk, 1976* p. 2.
53. Langmuir, I., and Blodgett, K. R. (1924). *Phys. Rev.* **24**, 49.
54. Langmuir, I., and Jones, H. A. (1928). *Phys. Rev.* **31**, 357.
55. Lapostolle, P. (1972). *Proc. Int. Conf. Ion Sources, 2nd, Vienna, 1972* p. 133
56. Lawson, J. D. (1974). *Plasma Phys.* **17**, 567.
57. Lawson, J. D. (1977) "The Physics of Charged Particle Beams." Oxford Univ. Press (Clarendon), London and New York.
58. Lejeune, C. (1971). *Proc. Symp. Ion Sources Form. Ion Beams, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-50310*, p. 21.
59. Leung, K. N., Kribel, R. E., Goede, A. P. H., and Green, T. S. (1978) *Phys. Lett. A* **66A**, 112
60. Limpaecher, R., and Mackenzie, K. R. (1973) *Rev. Sci. Instrum.* **44**, 726.
61. Martin, A. R., and Green, T. S. (1976). *Culham Lab. Rep. CLM-R159*.
62. Ohara, Y., Akiba, M., Arakawa, Y., Horiike, H., Kawai, M., Matsuda, S., Mizutani, Y., Ohga, T., Okumura, Y., Sakuraba, J., Shibata, T., Shirakata, H., and Tanaka, S. (1979). *Proc. Symp. Eng. Probl. Fusion Res., San Francisco, Calif., 1979* **2**, 198.
63. Ohara, Y., Akiba, M., Arakawa, Y., Okumura, Y., and Sakuraba, J. (1980). *J. Appl. Phys.* **51** (7), 3614.
64. Okumura, Y., Mizutani, Y., and Ohara, Y. (1980). *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 471
65. Osher, J. E. (1977). In "Low Energy Ion Beams" (K. G. Stephens, I. H. Wilson, and J. L. Moruzzi, eds.), p. 201. Inst. Phys., London.
66. Pierce, J. R. (1949). "Theory and Design of Electron Beams." Van Nostrand, New York.
67. Prelec, K. (1980). *Proc. Int. Symp. Prod. Neutral. Negat. Hydrogen Ions & Beams, 2nd, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-51304*, p. 145.
68. Raimbault, P. R. (1979). Private communication.
69. Schlacter, A. S. (1980). *Proc. Int. Symp. Prod. Neutral. Negative Ions Beams, 2nd, Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-51304*, p. 42.
70. Semashko, N. N., Kuznetsov, V. V., and Krylov, A. I. (1979). *Proc. Symp. Eng. Probl. Fusion Res., San Francisco, Calif.* p. 853.
71. Stirling, W. L., Tsai, C. C., Havelton, H. H., Schechter, D. E., Whealton, J. H., Dagenhart, W. K., Davis, R. C., Gardner, W. L., Kim, J., Menon, M. M., and Ryan, P. M. (1979) *Rev. Sci. Instrum.* **50**, 523
72. Thompson, E. (1974). *Proc. Symp. Ion Sources Form. Ion Beams, 2nd, Berkeley, Calif., 1973* II-3.
73. Tonks, L., and Langmuir, I. (1929). *Phys. Rev.* **34**, 87

74. Von Goeler, S. (1970). *Proc. Int Conf Isot Separators, Marburg, Fed. Rep. Ger. BMW-FB70-28*, p. 399.
75. Wadehra, J. M. (1979). *Appl. Phys Lett.* **35**, 917.
76. Whealton, J. H. and Whitson, J. C. (1980) *Part Accel* **10**, 235
77. Wiesemann, K. (1972). *Proc. Int Conf. Ion Sources, 2nd, Vienna, 1971* p. 325

к гл. 13

1. Burrell, K (1979) Private communication.
2. Callen, J D *et al* (1980) *Plasma Phys Controlled Nucl. Fusion Res , Proc Int Conf , 8th, Brussels, 1980* **1**, 775
3. Cordey, J G , Goldston, R J , and Mikkelsen, D R (1981) *Nucl Fusion* **21**, 581.
4. Devoto, R A , Ohnishi, M , Kerns, J., and Woo, J T (1980). *Alpha Particle Confinement in Tandem Mirrors. ANS Top Meet , 4th Techn Controlled Nucl Fusion, King of Prussia A.12*, 36
5. Dnemeyer, D , Miley, G. H., and Condit, W C (1979) *A Monte Carlo Method for Calculating Fusion Product Behavior in Field-Reversed Mirrors. ANS Top Meet Comput Methods Nucl Engin . Williamsburg* **2**, 7-37
6. Goldston, R J. (1975). *Nucl. Fusion* **15**, 651.
7. Hendel, H., and Seiler, S. (1978). Measurement of Charged Fusion Reaction Products, *TFTR Diagnostics Rev PPL*, November 16-17, 1978, p. 118.
8. Hively, L (1977). *Nucl Fusion* **17**, 873.
9. Hively, L , and Miley, G H. (1980). *Nucl Fusion* **20**, No. (8), 969-983.
10. Hooper, E B *et al*. (1980) *Rev. Sci Instrum.* **15**, 1066.
11. Jones, E (1978). *Culham Lab Rep CLM-R-175*.
12. Kolesnichenko, Ya. I. (1980) *Nucl. Fusion* **20**, 727.
13. Maeda, H., and Okabayashi, M (1979) *Bull Am. Phys. Soc* **24**, 993.
14. McAlees, D. G (1974). *Oak Ridge Nat. Lab. [Rep.] ORNL-TM (U.S.) ORNL-TM-4661*.
15. Mikkelsen, D. and Post, D (1979). *Proc. Workshop Phys Plasmas Close Thermonucl Condi-tion, Varenna DOE CONF-790866*, 41
16. Miley, G H., Gilligan, J G , Dnemeyer, D. E , Morse, E C , and Condit, W. C. (1979) *Studies of Finite Gyro-Radius Effects in a Field Reversed Mirror Configuration, Eur Conf Controlled Fusion Plasma Phys., Oxford, 1979 AP34*, 41
17. Okuno, K. (1978) *Res Rep -Nagoya Univ , Inst. Plasma Phys , 1978 IPPJ-AM-9*.
18. Olson, R. E. (1980). Private communication.
19. Post, D. E. *et al.* (1981) *J. Fusion Energy* **1**, 129; also Grisham, L. *et al* (1981) *Princeton Univ Plasma Phys. Lab , Rep PPPL-1661*.
20. Seki, Y. *et al* (1981) *Nucl Fusion* **20**, 1213.
21. Shimomura, Y *et al* (1979) Research Rep. JAERJ M-8294. Tokai, Japan
22. Strachan, J. (1980) *Plasma Phys Controlled Nucl Fusion Rev . Proc Int Conf , 8th, Brussels, 1980* **2**, 95.
23. Takizuka, T. *et al*. (1980). *Plasma Phys Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 8th, Brussels, 1980* **1**, 679.

к гл. 14

- 1 Abramov, V. A. (1982). In "USSR Contributions to Phase IIA of the INTOR Workshop" (Compiled by B. B. Kadomtsev), Vol 1, p. VI-137 Rep Kurchatov Inst Moscow, U S S R
- 2 Bailey, A. W., and Emmert, G. A. (1980). *Univ. Wis. Rep. UWFD-362*.
- 3 Bates, D. R., and Kingston, A. E. (1963). *Planet. Space Sci.* **11**, 1.

- 4 Bates, D. R., Kingston, A. E., and McWhirter, R. W. P. (1962) *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **267**, 297
- 5 Bell, K. L., Gilbody, H. B., Hughes, J. C., Kingston, A. E., and Smith, F. J. (1982). *Culham Lab. Rep. CLM-R216*.
- 6 Bohdansky, J. (1982) In "European Contributions to the INTOR Phase IIA Workshop," EUR FU BRU/XII-132/82/EDV30, p. VI-318. Euratom, Brussels.
- 7 Brooks, J. N. (1982). *J. Nucl. Mater.* **111/112**, 457.
- 8 Burnett, C. R., Grove, D. J., Palladino, R. W., Stix, T. H., and Wakefield, K. E. (1958) *Phys. Fluids* **1**, 438.
- 9 Chen, F. F. (1974). "Introduction to Plasma Physics." Plenum, New York
- 10 Chodura, R. (1982). In "European Contributions to the INTOR Phase IIA Workshop." EUR FU BRU/XII-132/82/EDV30, p. VI-275. Euratom, Brussels. *J. Nucl. Mater.* **111/112**, 420
- 11 Chodura, R., Lackner, K., Neuhauser, J., Schneider, W., and Wunderlich, R. (1982). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Rev. Proc. Int. Conf., 9th. Baltimore* **1**, 313
- 12 Cupini, E., De Matteis, A., Simonini, R., and Hotston, E. (1982). In "European Contributions to the INTOR Phase IIA Workshop," EUR FU BRU/XII-132/82/EDV30, p. VI-245. Euratom, Brussels.
- 13 Dalgarno, A., and Griffing, G. W. (1958). *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **248**, 415.
- 14 Dance, D. F., Harrison, M. F. A., Rundel, R. D., and Smith, A. C. H. (1967). *Proc. Phys. Soc., London* **92**, 577.
- 15 Dolder, K. T., and Peart, B. (1976). *Rep. Prog. Phys.* **39**, 697.
- 16 Dunn, G. H. (1966). *J. Chem. Phys.* **44**, 2592.
- 17 Eckstein, W., and Verbeek, H. (1979). *Max-Planck-Inst. Plasmaphys. [Ber.] IPP IPP 9/32*.
- 18 Elbers, A., Hintz, B., and Schweer, B. (1978). *J. Nucl. Mater.* **76/77**, 143.
- 19 Emmert, G. A. (1980). *Univ. Wis. Rep. UWFD-343*.
- 20 Emmert, G. A., and Bailey, A. W. (1980). *Univ. Wis. Rep. UWFD-365*.
- 21 Emmert, G. A., Wieland, R. M., Mense, A. T., and Davidson, J. N. (1980). *Phys. Fluids* **24**, 803.
- 22 Erents, S. K., and McCracken, G. M. (1970). *Radiat. Eff.* **3**, 123.
- 23 Freeman, E. L., and Jones, E. M. (1974) *Culham Lab. Rep. CLM-R137*.
- 24 Gibson, A. (1978). *J. Nucl. Mater.* **76/77**, 92.
- 25 Harbour, P. J. (1981). In "Plasma Physics for Thermonuclear Fusion Reactors" (G. Casini, ed.), p. 255. Harwood Academic Publ., Paris (for Comm. Eur. Communities).
- 26 Harbour, P. J., and Harrison, M. F. A. (1978). *J. Nucl. Mater.* **76/77**, 513.
- 27 Harbour, P. J., and Harrison, M. F. A. (1979). *Nucl. Fusion* **19**, 695.
- 28 Harbour, P. J., and Morgan, J. G. (1982). *Culham Lab. Rep. CLM-R234*.
- 29 Harrison, M. F. A., and Hotston, E. S. (1982a). In "European Contributions to the INTOR Phase IIA Workshop," EUR FU BRU/XII-132/82/EDV30, p. VI-199. Euratom, Brussels; *Culham Lab. Rep. CLM-R226*.
- 30 Harrison, M. F. A., and Hotston, E. S. (1982b). In "European Contributions to the INTOR Phase IIA Workshop," EUR FU BRU/XII-132/EDU30, p. VI-134. Euratom, Brussels; *Culham Lab. Rep. CLM-R232*.
- 31 Harrison, M. F. A. et al. (1981). *Culham Lab. Rep. CLM-R211*.
- 32 Harrison, M. F. A., Harbour, P. J., and Hotston, E. S. (1982). In "European Contributions to the Conceptual Design of the INTOR Phase One Workshop," EUR FU BRU/XII-132/82/EDV2, p. 231. Euratom, Brussels.
- 33 Harrison, M. F. A., Harbour, P. J., and Hotston, E. S. (1983). *Nucl. Technol. Fusion* **3**, 432.
- 34 Heifetz, D., Post, D., Petracic, M., Weisheit, J., and Bateman, G. (1982). *Princeton Plasma Physics Lab. Rep. PPPL-1843*.
- 35 Hobbs, G., and Wesson, J. (1967). *Plasma Phys.* **9**, 85.
- 36 Hutcheon, R. J., and McWhirter, R. W. P. (1973). *J. Phys. B.* **6**, 2668.
- 37 Igitkanov, Yu. L. (1982). In "USSR Contributions to Phase IIA of the INTOR Workshop" (compiled by B. B. Kadomtsev). Vol. 1, p. VI-145. Rep. Kutchatov Inst. Moscow, U.S.S.R.
- 38 Jones, E. M. (1977). *Culham Lab. Rep. CLM-R175*.

- 39 Keilhacker, M., and Daybelge, U., eds. (1981). *IAEA Tech. Comm. Meet. Divertors and Impurity Control* Max-Planck-Inst. Plasmaphys. Garching, Fed. Rep. Ger.
- 40 Keilhacker, M. et al. (1982). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 9th, Baltimore* 3, 183
- 41 Lindhard, L., Sharff, M., and Schiøtt, H. E. (1963). *Mat.-Fys. Medd.—K. Dan. Vidensk. Selsk.* 33, 39.
- 42 McCracken, G. M., and Stott, P. E. (1979). *Nucl. Fusion* 19, 889.
- 43 McWhirter, R. W. P., and Hearn, A. G. (1963). *Proc. Phys. Soc., London* 82, 641.
- 44 Montague, R. S., and Harrison, M. F. A. (1983) *J Phys B* 16, 3045
- 45 Neuhauser, J., Lackner, R., and Wunderlich, R. (1982). In "European Contributions to the INTOR Phase IIA Workshop," EUR FU BRU/XII-132/EDV30, p. VI-47. Euratom, Brussels.
- 46 Neuhauser, J., Schneider, W., Wunderlich, R., and Lackner, K. (1983). *Max-Planck-Inst. Plasmaphys. [Ber.] IPP IPP* 1/216.
- 47 Nicolai, A. (1979). *Eur. Conf. Controlled Fusion Plasma Phys., Proc., 9th, Oxford, Engl.* p. 33.
- 48 Peart, B., and Dolder, K. T. (1972). *J. Phys. B* 5, 860.
- 49 Petravic, M., Heifetz, D., Post, D., Langer, W., and Singer, C. (1982). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 9th, Baltimore* 1, 323.
- 50 Post, D. E., Heifetz, D., and Petravic, M. (1982). *J. Nucl. Mater.* 111/112, 383.
- 51 Post, D. E. et al. (1979). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res., Proc. Int. Conf., 7th, Innsbruck, Austria, 1978* 1, 315.
- 52 Proudfoot, G., and Harbour, P. J. (1980). *J. Nucl. Mater.* 93/94, 413.
- 53 Rognlien, T. D., and Brengle, T. A. (1981) *Phys Fluids* 24, 871
- 54 Riviere, A. C. (1971). *Nucl. Fusion* 11, 363
- 55 Roth, J. (1980). *Proc. Symp. Sputtering, Vienna.*
- 56 Roth, J., Bohdanský, J., and Ottenberger, W. (1979) *Max-Planck-Inst. Plasmaphys. [Ber.] IPP IPP* 9/26.
- 57 Roth, J., Bohdanský, J., and Wilson, K. L. (1982) *J Nucl Mater* 111/112, 775
- 58 Shimada, M. et al. (1982). In "Japanese Contributions to the International Tokamak Reactor Phase IIA." Vol. 1. Appendix VI-B Japan Atomic Energy Research Institute. Tokai-mura
- 59 Sigmund, P. (1969). *Phys. Rev* 184, 383.
- 60 Sivukhim, D. V. (1966). *Rev. Plasma Phys.* 4, 93.
- 61* Spitzer, L. (1962). "Physics of Fully Ionized Gases," Wiley, New York.
- 62* Staib, P. (1982). *J. Nucl. Mater.* 111/112, 102.
- 63 Stott, P. E., Wilson, C. M., and Gibson, A. (1977) *Nucl Fusion* 17, 481
- 64 Stott, P. E., Wilson, C. M., and Gibson, A. (1978) *Nucl Fusion* 18, 475
- 65 Summers, H. P. (1974). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 169, 667.
- 66 Summers, H. P., and McWhirter, R. W. P. (1979). *J. Phys. B* 14, 2287
- 67 Taglauer, E., Beitz, U., and Heiland, W. (1978) *Nucl. Instrum. Methods* 149, 605
- 68 Thompson, M. W. (1968). *Philos. Mag.* 18, 377
- 69 Watkins, M. L., Cordey, J. G., Abels-van Maanen, A. E. P. M., Roberts, J. E. C., and Stubberfield, P. M. (1982). *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res. Proc. Int. Conf., 9th, Baltimore* 1, 281.
- 70 Wesley, J. C. et al. (1981). In "IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control" (M. Keilhacker and U. Daybelge, eds.), p. 32. Max-Planck-Inst. Plasmaphys., Garching, Fed. Rep. Ger.

к гл. 15

- 1* Allen, C. W. (1975). "Astrophysical Quantities," 3rd ed. Athlone Press, London.
2. Alley, W. E., Chapline, G. F., Kunasz, P. and Weisheit, J. C. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 27, 257-266.
3. Armstrong, B. H. (1967). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 7, 61-88.

4. Athay, R. G. (1972) "Radiation Transport in Spectral Lines" Reidel Publ., Dordrecht, Netherlands
5. Attwood, D. T., Coleman, L. W., Boyle, M. J., Larsen, J. T., Phillion, D. W., and Manes, K. R. (1977) *Phys. Rev. Lett.* **38**, 282-285
6. Bacon, M. E. (1973) *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **13**, 1161-1170
7. Bacon, M. E. (1977) *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **17**, 501-512
8. Barranger, M. (1958) *Phys. Rev.* **111**, 481-493, 494-513; **112**, 855-865.
- 9* Baranger, M. (1962). In "Atomic and Molecular Processes" (D. R. Bates, ed.), Chap. 13. Academic Press, New York
10. Baranger, M., and Mozer, B. (1959) *Phys. Rev.* **115**, 521-525
11. Baranger, M., and Mozer, B. (1960) *Phys. Rev.* **118**, 626-631.
12. Baranger, M., and Mozer, B. (1961). *Phys. Rev.* **123**, 25-28
13. Bekefi, G., ed. (1976) "Principles of Laser Plasmas" Wiley, New York.
14. Bekefi, G., Deutsch, C., and Yaakobi, B. (1976) In "Principles of Laser Plasmas" (G. Bekefi, ed.), pp. 622-627 Wiley, New York.
15. Berg, H. F., Ali, A. W., Lincke, R., and Grem, H. R. (1962) *Phys. Rev.* **125**, 199-206.
16. Bethe, H. A., and Jakiw, R. (1968) "Intermediate Quantum Mechanics," 2nd ed., pp. 83-98. Benjamin, New York
- 17* Bethe, H. A., and Salpeter, E. E. (1957) "Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms" Springer-Verlag, Berlin and New York
18. Boiko, V. A., Faenov, A. Y., Pikuz, S. A., Skobelev, I. Y., Vinogradov, A. V., and Yukov, E. A. (1977) *J. Phys. B* **10**, 3387-3394
19. Boiko, V. A., Pikuz, S. A., and Faenov, A. Y. (1979) *J. Phys. B* **12**, 1889-1910
20. Brissaud, A. and Frisch, V. (1971) *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **11**, 1767-1783.
21. Brissaud, A., Goldbach, C., Leorat, J., Mazure, A., and Nollez, G. (1976). *J. Phys. B* **9**, 1129-1146
22. Brush, S. G., Sahlin, H. L., and Teller, E. (1966). *J. Chem. Phys.* **45**, 2102-2118.
23. Burgess, A. (1964). *Astrophys. J.* **139**, 776-780.
24. Burgess, A., and Summers, H. P. (1969) *Astrophys. J.* **157**, 1007-1021.
25. Burgess, A., and Tworkowski, A. S. (1976) *Astrophys. J.* **205**, L105-L107
26. Burgess, D. D. (1972). *Space Sci. Rev.* **13**, 493-527.
27. Burgess, D. D., and Peacock, N. J. (1971) *J. Phys. B* **4**, L94-L97.
28. Burgess, D. D., Kolbe, G., and Ward, J. M. (1978) *J. Phys. B* **11**, 2765-2778.
29. Burgess, D. D., Everett, D., and Lee, R. W. (1979). *J. Phys. B.* **12**, L755-L758.
30. Carson, T. R., Mayers, D. F., and Stibbs, D. W. N. (1968) *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **140**, 483-536.
31. Cauble, R. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **28**, 41-46.
32. Chandrasekhar, S. (1939). "An Introduction to the Study of Stellar Structure," pp. 256-261. Dover, New York.
33. Chandrasekhar, S., and von Neumann, J. (1942). *Astrophys. J.* **95**, 489-531
34. Chapline, G., and Wood, L. (1975). *Phys. Today* **28**(June), 41-48.
35. Cowan, R. D., and Ashkin, J. (1957) *Phys. Rev.* **105**, 144-157
36. Cox, J. P., and Giuli, R. T. (1968). "Principles of Stellar Structure," Vol. I Gordon & Breach, New York.
37. Davis, J., and Blaha, M. (1982) *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 307-314
38. Davis, J., and Jacobs, V. L. (1975). *Phys. Rev. A* **12**, 2017-2023.
39. DeMichelis, C., and Mattioli, M. (1981). *Nucl. Fusion* **21**, 677-754.
40. Demura, A. V., and Sholin, G. V. (1975). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15**, 881-899. (In Russ.)
41. DeWitt, H. E., Graboske, H. C., and Cooper, M. S. (1973). *Astrophys. J.* **181**, 439-456.
42. Dharma-wardana, M. W. C., and Perrot, F. (1982). *Phys. Rev. A* **26**, 2096-2104
43. Dharma-wardana, M. W. C., Grimaldi, F., Lecourt, A., and Pellissier, J.-L. (1980). *Phys. Rev. A* **21**, 379-396.
44. Dicke, R. H. (1953). *Phys. Rev.* **89**, 472-473
45. Dirac, P. A. M. (1930). *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **26**, 376-385.

46. Drawin, H. W., and Ramette, J. (1979). *Z. Naturforsch., A* **34A**, 1041–1050.
47. Dubau, J., and Volonte, S. (1980). *Rep. Prog. Phys.* **43**, 199–252.
48. Duston, D., and Davis, J. (1980). *Phys. Rev. A* **21**, 932–941
49. Duston, D., Davis, J., and Kepple, P. C. (1981). *Phys. Rev. A* **24**, 1505–1519.
50. Edmonds, F. N. (1955). *Astrophys. J.* **121**, 418–424.
51. Feng, I. J., and Pratt, R. H. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 341–343.
52. Fermi, E., and Teller, E. (1947). *Phys. Rev.* **72**, 399–408.
53. Feynman, R. P., Metropolis, N., and Teller, E. (1949). *Phys. Rev.* **75**, 1561–1573.
54. Finken, K. H., Buchwald, R., Bertschinger, G., and Kunze, H.-J. (1980). *Phys. Rev. A* **21**, 200–206.
55. Fussman, G. (1975). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15**, 791–809.
56. Gabriel, A. H., and Paget, T. M. (1972). *J. Phys. B* **5**, 673–685.
57. Gabriel, A. H., and Volonte, S. (1973). *Phys. Lett. A* **43A**, 372–374.
58. Goto, T., and Burgess, D. D. (1974). *J. Phys. B* **7**, 857–864.
59. Grant, I. P. (1958). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **118**, 241–257
60. Green, A. E. S. (1982). *Phys. Rev. A* **26**, 1759–1761
61. Green, J. M. (1974). Rep. RDA-TR-4900-007. R & D Associates, Santa Monica, California.
62. Greene, R. L. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 185–190.
63. Greene, R. L., Cooper, J., and Smith, E. W. (1975). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15**, 1025–1036.
64. Greig, J. R., Griem, H. R., Jones, L. A., and Oda, T. (1970) *Phys. Rev. Lett* **24**, 3–6.
65. Griem, H. R. (1968). *Astrophys. J.* **154**, 1111–1122
- 66* Griem, H. R. (1974). "Spectral Line Broadening by Plasmas." Academic Press, New York.
67. Griem, H. R. (1978). *Phys. Rev. A* **17**, 214–217.
68. Griem, H. R., and Kepple, P. C. (1981). *Proc. Int. Conf. Spectral Line Shapes*, 5th pp. 391–396.
69. Griem, H. R., Blaha, M., and Kepple, P. C. (1979). *Phys. Rev. A* **19**, 2421–2432.
70. Griem, H. R., Kolb, A. C., and Shen, K. Y. (1959). *Phys. Rev.* **116**, 4–16.
71. Grigoriadi, A. K., and Fisun, O. I. (1982). *Sov. J. Plasma Phys.* **8**, 440–445.
72. Grutzmacher, K., and Wende, B. (1977). *Phys. Rev. A* **16**, 243–246
73. Gupta, U., and Rajagopal, A. K. (1979) *J. Phys. B* **12**, L703–L709
74. Gupta, U., and Rajagopal, A. K. (1981). *J. Phys. B.* **14**, 2309–2317.
75. Gupta, U., and Rajagopal, A. K. (1982). *Phys. Rep* **87**, 259–311.
76. Hansen, J. P. (1973). *Phys. Rev. A* **8**, 3096–3109.
77. Hatton, G. J., Lane, N. F., and Weisheit, J. C. (1981) *J. Phys. B* **14**, 4879–4888
78. Hauer, A., Mitchell, K. B., van Hulsteyn, D. B., Tan, T. H., Linnebur, E. J., Mueller, M. M., Kepple, P. C., and Griem, H. R. (1980). *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1495–1498
79. Held, B., and Deutsch, C. (1981). *Phys. Rev. A* **24**, 540–559.
80. Henry, R. J. W., Burke, P. G., and Sinfailam, A. L. (1969). *Phys. Rev.* **178**, 218–224.
81. Herman, L., and Coulaud, G. (1970). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **10**, 1257–1275.
82. Hildebrandt, J., and Kunze, H.-J. (1980). *Phys. Rev. Lett.* **45**, 183–186.
83. Hoe, N., Grumberg, J., Caby, M., Leboucher, E., and Coulaud, G. (1981). *Phys. Rev. A* **24**, 438–447.
84. Höhne, F. E., and Zimmerman, R. (1982). *J. Phys. B.* **15**, 2551–2561.
85. Holtzmark, J. (1919). *Ann. Phys. (Leipzig)* **58**, 577–630.
86. Hooper, C. F. (1966). *Phys. Rev.* **149**, 77–91.
87. Hooper, C. F. (1968). *Phys. Rev.* **165**, 215–222.
88. Huber, W. A., and Bottcher, C. (1980). *J. Phys. B.* **13**, L399–L404.
89. Hughes, T. P. (1975). "Plasmas and Laser Light." Hilger, London.
90. Hummer, D. G. (1962). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **125**, 21–37
92. Hummer, D. G. (1964). *Astrophys. J.* **140**, 276–281.
93. Hummer, D. G., and Kunasz, P. B. (1980). *Astrophys. J.* **236**, 609–618.
94. Hummer, D. G., and Rybicki, G. B. (1982a). *Astrophys. J.* **254**, 767–779.
91. Hummer, D. G., and Rybicki, G. B. (1982b). *Astrophys. J.* **263**, 925–934.
95. Iglesias, C. A., and Hooper, C. F. (1982a). *Phys. Rev. A* **25**, 1049–1059.
96. Iglesias, C. A., and Hooper, C. F. (1982b). *Phys. Rev. A* **25**, 1632–1635.

97. Inglis, D. R., and Teller, E. (1939). *Astrophys. J.* **90**, 439-448.
98. Irons, F. E. (1975a). *J. Phys. B* **8**, 3044-3068.
99. Irons, F. E. (1975b). *J. Phys. B* **9**, 2737-2753.
100. Irons, F. E. (1980). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **24**, 119-132.
101. Itoh, N., Totsuji, H., and Ichimaru, S. (1977). *Astrophys. J.* **218**, 477-483.
102. Itoh, N., Totsuji, H., Ichimaru, S., and DeWitt, H. E. (1979). *Astrophys. J.* **234**, 1079-1084.
- 103* Ivanov, V. V. (1973). "Transfer of Radiation in Spectral Lines" (D. G. Hummer, transl.). U.S. Gov. Prnt. Off., Washington, D.C.
104. Jackson, J. D. (1975). "Classical Electrodynamics," 2nd ed., Chap. 15. Wiley, New York.
105. Jacobs, V. L., and Blaha, M. (1980). *Phys. Rev. A* **21**, 525-546.
106. Jacobs, V. L., Davis, J., and Kepple, P. C. (1976). *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1390-1393
107. Joachain, C. J. (1975). "Quantum Collision Theory," Chap 8. North-Holland Publ., Amsterdam.
108. Karzas, W. J., and Latter, R. (1961). *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **6**, 167-212.
109. Key, M. H., Lunney, J. G., Ward, J. M., Evans, R. G., and Rumsby, P. T. (1979). *J. Phys. B* **12**, L213-L218.
110. Kilkenny, J. D., Lee, R. W., Key, M. H., and Lunney, J. G. (1980). *Phys. Rev. A* **22**, 2746-2760.
111. Kolb, A. C., and Griem, H. R. (1958). *Phys. Rev.* **111**, 514-521.
112. Kolbe, G., Huang, Y. W., and Burgess, D. D. (1982). *J. Phys. B* **15**, 4283-4289
113. Krall, N. A., and Trivelpiece, A. W. (1973). "Principles of Plasma Physics," p 557-563. McGraw-Hill, New York.
114. Kunze, H. J., Gabriel, A. H., and Griem, H. R. (1968). *Phys. Rev.* **165**, 267-276.
115. Lamoureux, M., Feng, I. J., Pratt, R. H., and Tseng, H. K. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 227-231.
116. Latter, R. (1955). *Phys. Rev.* **99**, 510-519.
117. Lee, P. H.-Y., and Rosen, M. D. (1979). *Phys. Rev. Lett.* **42**, 236-239
118. Lee, R. W. (1979). *J. Phys. B* **12**, 1165-1181.
119. Lee, R. W. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 87-101.
120. Lee, R. W., Bromage, G. E., and Richards, A. G. (1979). *J. Phys. B* **12**, 3445-3453
121. Liberman, D. A. (1979). *Phys. Rev. B* **20**, 4981-4989.
122. Lima, M. B. S., Lima, C. A. S., and Miranda, L. C. M. (1979). *Phys. Rev. A* **19**, 1796-1800
123. Margenau, H., and Lewis, M. (1959). *Rev. Mod. Phys.* **31**, 569-615
124. McDowell, M. R. C., and Ferendeci, A. M., eds. (1980). "Atomic and Molecular Processes in Controlled Thermonuclear Fusion." Plenum, New York
125. McWhirter, R. P. W. (1965). In "Plasma Diagnostic Techniques" (R. H. Huddleston and S. L. Leonard, eds.), pp. 227-241. Academic Press, New York
126. Mihalas, D. (1978). "Stellar Atmospheres," 2nd ed. Freeman, San Francisco, California
127. Mitchell, K. B., van Husteyn, D. B., McCall, G. H., Lee, P., and Griem, H. R. (1979). *Phys. Rev. Lett.* **42**, 232-235.
128. More, R. M. (1979). *Phys. Rev. A* **19**, 1234-1246.
- 129* Mott, N. F., and Massey, H. S. W. (1965). "The Theory of Atomic Collisions," 3rd ed. Oxford Univ. Press, London and New York.
130. Motz, H. (1979). "The Physics of Laser Fusion" Academic Press, New York.
131. Neiger, M., and Griem, H. R. (1976). *Phys. Rev. A* **14**, 291-299.
132. Neiger, M., and Zimmermann, B. (1980). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **23**, 241-246, 247-251
133. Nicolosi, P., and Volonte, S. (1981). *J. Phys. B* **14**, 585-590.
134. O'Brien, J. T., and Hooper, C. F. (1972). *Phys. Rev. A* **5**, 867-884
135. Oh, S. D., Macek, J., and Kelsey, E. (1978). *Phys. Rev. A* **17**, 873-879
136. Osterbrock, D. E. (1962). *Astrophys. J.* **135**, 195-211
137. Peacock, N. J., Hobby, M. G., and Galanti, M. (1973). *J. Phys. B* **6**, L298-L304.
138. Peres, A., and Ron, A. (1976). *Phys. Rev. A* **13**, 417-425.
139. Pittman, T. L., Voigt, P., and Kelleher, D. E. (1980). *Phys. Rev. Lett.* **45**, 723-726.
140. Puetter, R. C. (1981). *Astrophys. J.* **251**, 446-450.

141. Puetter, R. C., Hubbard, E. N., Ricchiazzi, P. J., and Canfield, R. C. (1982). *Astrophys. J* **258**, 46–52.
142. Raven, A., Willi, O., and Rumsby, P. T. (1978) *Phys Rev Lett* **41**, 554–557
143. Ritchie, R. H. (1959). *Phys. Rev.* **14**, 644–654.
144. Rogers, F. J., and DeWitt, H. E. (1973) *Phys. Rev. A* **8**, 1061–1076
145. Rogers, F. J., Graboske, H. J., and Harwood, D. J. (1970). *Phys. Rev. A* **1**, 1577–1586
146. Rostoker, N., and Rosenbluth, M. N. (1960). *Phys. Fluids* **3**, 1–14
147. Roussel, K. M., and O'Connell, R. F. (1974). *Phys. Rev. A* **9**, 52–56.
148. Roussel, K. M., and O'Connell, R. (1975). *Phys. Lett. A* **51A**, 244–246
149. Royer, A. (1980). *Phys. Rev. A* **22**, 1625–1654.
150. Rozsnyai, B. F. (1972). *Phys. Rev. A* **5**, 1137–1149.
151. Rozsnyai, B. F. (1975). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15**, 695–699
152. Rozsnyai, B. F. (1979). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **22**, 337–343
153. Seaton, M. J., and Storey, P. J. (1976) In "Atomic Processes and Applications" (P. G. Burke and B. L. Moiseiwitsch, eds.), pp. 134–197 North-Holland Publ., Amsterdam
154. Seely, J. F. (1979). *Phys. Rev. Lett* **42**, 1606–1609.
155. Seely, J. F., Dixon, R. H., and Elton, R. C. (1981) *Phys. Rev. A* **23**, 1437–1450.
156. Seidel, J. (1977). *Z. Naturforsch* **32a**, 1195–1206
157. Seidel, J. (1979). *Z. Naturforsch* **34a**, 1385–1397.
158. Semon, M. D., and Taylor, J. R. (1976) *J. Math. Phys.* **17**, 1366–1370
159. Shalitin, D. (1965). *Phys. Rev.* **140**, 1857–1863.
160. Shalitin, D. (1967). *Phys. Rev.* **155**, 20–23.
161. Shalitin, D., Ron, A., Reiss, Y., and Pratt, R. H. (1982) *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 219–226.
162. Shevelko, V. P., Skobelev, I. Yu., and Vinogradov, A. V. (1977) *Phys. Scripta* **16**, 123–128
163. Sholin, G. V. (1969). *Opt. Spectrosc. (Engl. Transl.)* **26**, 275–289
164. Shore, B. W. (1975). *J. Phys. B* **8**, 2023–2040.
165. Skupsky, S. (1980). *Phys. Rev. A* **21**, 1316–1326
166. Smith, E. W., Cooper, J., and Vidal, C. R. (1969) *Phys. Rev.* **185**, 140–151
167. Smith, E. W., Talin, B., and Cooper, J. (1981) *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **26**, 229–242
- 168* Sobel'man, I. I. (1972). "Introduction to the Theory of Atomic Spectra" Pergamon, New York.
169. Sobel'man, I. I. (1979). "Atomic Spectra and Radiative Transitions." Springer-Verlag, Berlin and New York.
170. Sobolev, V. V. (1957). *Sov. Astron.—AJ* **1**, 678–689.
171. Spitzer, L. (1962). "Physics of Fully Ionized Gases," 2nd ed., Chap. 5. Wiley (Interscience), New York.
172. Stamper, J. A., and Ripin, B. H. (1975). *Phys. Rev. Lett.* **34**, 138–141.
173. Stavrakas, T. A., and Lee, R. W. (1982). *J. Phys. B* **15**, 1939–1948.
174. Stewart, J. C., and Pyatt, K. D. (1966). *Astrophys. J.* **144**, 1203–1211.
175. Theimer, O., and Kepple, P. (1970). *Phys. Rev. A* **1**, 957–965.
176. Tighe, R. J., and Hooper, C. F. (1976). *Phys. Rev. A* **14**, 1514–1519.
177. Tighe, R. J., and Hooper, C. F. (1977). *Phys. Rev. A* **15**, 1773–1779.
178. Tseng, H. K., and Pratt, R. H. (1979). *Phys. Rev. A* **19**, 1515–1528.
179. Van Zandt, J. R., Adcock, J. C., and Griem, H. R. (1976). *Phys. Rev. A* **14**, 2126–2132.
180. Vinogradov, A. V., Skobelev, I. Y., and Yukov, E. A. (1977). *Sov. Phys.—JETP (Engl. Transl.)* **45**, 925–928.
181. Voslamber, D. (1977). *Phys. Lett. A* **61A**, 27–29.
182. Voslamber, D., and Stamm, R. (1981). *Proc. Int. Conf. Spectral Line Shapes*, 5th pp. 63–72.
183. Watson, W. D. (1970). *Astrophys. J.* **159**, 653–658.
184. Weisheit, J. C. (1975). *J. Phys. B* **8**, 2556–2564.
185. Weisheit, J. C. (1979). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **22**, 585–588.
186. Weisheit, J. C., and Pollock, E. L. (1981). *Proc. Conf. Spectral Line Shapes*, 5th, 1980 pp. 443–

187. Weisheit, J. C., and Rozsnyai, B. F. (1976). *J. Phys. B* **9**, L63–L69.
188. Weisheit, J. C., and Shore, B. W. (1974). *Astrophys. J.* **194**, 519–523.
189. Weisheit, J. C., Tarter, C. B., Scofield, J. H., and Richards, L. M. (1975). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **16**, 659–669.
190. Whitten, B. L., Lane, N. F., and Weisheit, J. C. (1984) *Phys. Rev. A* (to be published).
191. Wiese, W. L., and Konjevic, N. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **28**, 185–198.
192. Wigner, E. P. (1948). *Phys. Rev.* **73**, 1002–1009.
193. Yaakobi, B., and Goldman, L. M. (1976). *Phys. Rev. Lett.* **37**, 899–902.
194. Yaakobi, B., Skupsky, S., McCrary, R. L., Hooper, C. F., Deckman, H., Bourke, P., and Soures, J. M. (1980). *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1072–1075.
195. Yaakobi, B., Steel, D., Thoros, E., Hauer, A., and Perry, B. (1977). *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1526–1529.
196. Zakowicz, W., Feng, I. J., and Pratt, R. H. (1982). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 329–333.
197. Zhdanov, V. P. (1979). *Sov. J. Plasma Phys.* **5**, 320–323.
198. Zhdanov, V. P. (1980). *Sov. J. Plasma Phys.* **6**, 103–105.
199. Zimmerman, G. B., and More, R. M. (1980). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **23**, 517–522.
200. Zink, J. W. (1968). *Phys. Rev.* **176**, 279–284.
201. Zirin, H. (1954). *Astrophys. J.* **119**, 371–385.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ НА РУССКОМ ЯЗЫКЕ

К гл. 1

3*. Экспериментальные исследования на установках токамак//Л.А. Арцимович Г.А. Бобровский, Е.П. Горбунов и др.// Plasma Physics and Controlled Nucl. Fus. Res Proc. Int. Conf., Novosibirsk, 1968, IAEA, Vienna. 1969. Vol. 1. P. 157–171.

8*. Безэлектродный разряд с большой силой тока в тороидальной камере с продольным магнитным полем/А.Л. Безбатченко, И.Н. Головин, П.И. Козлов и др.// Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций: Сб. статей/Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР. 1958. Т. 4. С. 116–133.

18*. Фаулер Т.К., Пост Р.Ф. Программа США по термоядерным исследованиям на ловушках с магнитными пробками//Физика плазмы. 1977. Т. 3. Вып. 6. С. 1408–1417.

К гл. 2

1*. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961.

17*. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа: Пер. с англ./Под ред. М.Л. Левина. М.: Мир, 1965.

К гл. 3

30*. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов: Пер. с англ./Под ред. Н.Н. Боголюбова. М.: Мир, 1960.

95*. Ситон М. Теория возбуждения и ионизации электронным ударом//Атомные и молекулярные процессы: Пер. с англ./Под ред. Л.М. Бибермана, В.А. Фабриканта. М.: Мир, 1964. С. 329–366.

100*. См. [17*] к гл. 2.

К гл. 4

1*. Абрамов В.А., Гервидс В.И., Крупин В.А.//Письма в ЖЭТФ, 1979. Т. 29. № 9. С. 550–554.

2*. Афросимов В.В., Березовский Е.Л., Кисляков А.И. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 4. С. 753–761.

12*. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме// Вопросы теории плазмы: Сб. статей/Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Т. 1. С. 183–271.

62*. Извозчиков А.Б., Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 2. С. 213–218.

80*. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. // Препринт ИАЭ-3075. 1978.

К гл. 5

1*. Абрамов В.А., Барышников Ф.Ф., Лисица В.С. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. Вып. 9. С. 464–467.

2*. Афросимов В.В., Гордеев Ю.С., Зиновьев А.И. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. Вып. 7. С. 540–542.

90*. Крупин В.А., Марченко В.С., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. Вып. 6. С. 353–356.

157*. Зиновьев А.Н., Коротков А.А., Кржижановский Е.Р. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. Вып. 9. С. 557–560.

К гл. 6

- 50*. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля: 5-е изд., перераб. М.: Наука, 1973. Т. 2.
84*. Журавлев В.А., Петров Г.Д. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. Вып. 1. С. 7–11.

К гл. 7

- 19*. Степанов К.Н., Пахомов В.И. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. Вып. 1. С. 154–157.

К гл. 8

- 37*. См. [50*] к гл. 6

К гл. 12

- 28*. Габович М.Д., Капубо Л.П., Солощенко И.А. // Физика плазмы. 1975. № 1. С. 304–308.
27*. Габович М.Д. Физика и технология плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
52*. Кулыгин В.М., Панасенков А.А., Семашко Н.Н. // Третья Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям. Минск, 12–14 мая 1976: Тезисы докладов. Минск: Изд-во АН БССР. 1976. С. 293–294.

К гл. 14

- 61*. Вопросы теории плазмы: Сб. статей/Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат. 1964. Вып. 4. С. 81–187.
62*. См. [17*] к гл. 2

К гл. 15

- 1*. Аллен К.У. Астрофизические величины: Пер. с англ./Под ред. Д.Я. Мартынова. М.: Мир, 1977.
9*. Баранже М. Уширение спектральных линий в плазме // Атомные и молекулярные процессы: Пер. с англ./Под ред. Л.М. Бибермана, В.А. Фабриканта. М.: Мир. 1964. С. 429–477.
17*. Бете Г., Солпитер Е. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами: Пер. с англ./Под ред. Я.А. Смородинского. М.: Физматиздат, 1960.
66*. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме: Пер. с англ./Под ред. Г.А. Кобзева, Г.В. Шолина. М.: Мир, 1978.
103*. Иванов В.В. Перенос излучения и спектры небесных тел. М.: Наука, 1969.
125*. Макуиртер Р. Спектральные интенсивности // Диагностика плазмы: Пер. с англ./Под ред. С.Ю. Лукьянова. М.: Мир. 1967. С. 165–217.
129*. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений: Пер. с англ./Под ред. Е.Е. Никитина. М.: Мир, 1969.
168*. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз. 1963.
171*. См. [17*] к гл. 2.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию	3
Предисловие автора к русскому изданию	5
Предисловие	6
Г л а в а 1. Введение. <i>Барнет</i>	8
1.1. Развитие атомной физики в термоядерных исследованиях	8
1.2. Подходы к термоядерному синтезу	12
1.3. Атомная физика в термоядерных исследованиях	27
Г л а в а 2. Основы термоядерного синтеза. <i>Харрисон</i>	28
2.1. Введение	28
2.2. Основные принципы работы термоядерного реактора на смеси D–T	30
2.3. Магнитное удержание	33
2.4. Баланс энергии в термоядерной плазме	37
2.5. Дополнительный нагрев	42
2.6. Инерционное удержание	46
Г л а в а 3. Излучение атомов из разреженной плазмы. <i>Мак-Уиртер, Саммерс</i>	49
3.1. Предварительное обсуждение	49
3.2. Уравнение Больцмана	53
3.3. Составляющие статистических уравнений баланса	58
3.4. Коллективные аспекты процессов ионизации и рекомбинации	68
3.5. Распределение по степеням ионизации	76
3.6. Интенсивности спектральных линий	80
3.7. Мощность потерь на излучение	90
Г л а в а 4. Плазма в магнитном поле токамака. <i>Хоган</i>	100
4.1. Введение	100
4.2. Магнитная конфигурация	102
4.3. Уравнения моментов	107
4.4. Баланс частиц	111
4.5. Баланс энергии	115
4.6. Перенос примесей	120
4.7. Используемые обозначения	123
Г л а в а 5. Методы диагностики. Спектроскопическая диагностика плазмы. <i>Пикок</i>	124
5.1. Введение	124
5.2. Ионизационное равновесие	125
5.3. Заселенность атомных уровней	140
5.4. Особенности спектральных линий и их применение в диагностике термоядерной плазмы	146
5.5. Спектроскопия с применением пучков нейтральных атомов	157
5.6. Фундаментальная атомная физика	159
Г л а в а 6. Лазерная диагностика. <i>Эванс</i>	162
6.1. Введение	162
6.2. Фарадеевское вращение	163
6.3. Интерферометрия	168
6.4. Томсоновское рассеяние	178
Г л а в а 7. Электронно-циклотронная диагностика плазмы. <i>Бойд</i>	189
7.1. Введение	189
7.2. Теория электронно-циклотронного излучения	190
7.3. Измерительная аппаратура	195
7.4. Применение	203
7.5. Заключение	207

Глава 8. Корпускулярная диагностика плазмы. <i>Барнет</i>	208
8.1. Введение	208
8.2. Физика атомных процессов, используемых в корпускулярной диагностике плазмы	210
8.3. Спектрометры нейтральных частиц, используемые при определении температуры ионов	216
8.4. Определение плотности ионов и эффективного заряда по ослаблению пучка нейтральных частиц	232
8.5. Диагностика по рассеянию пучка	236
8.6. Плотность ионов примесей	239
8.7. Измерения индукции магнитного поля	242
8.8. Зондирование пучками тяжелых ионов	247
Глава 9. Спектр тормозного излучения при столкновении электронов с атомами и ионами. <i>Пратт, Фенг</i>	251
9.1. Введение	251
9.2. Тормозное излучение в плазме	253
9.3. Кулоновский спектр	255
9.4. Эффекты экранирования атомных электронов для изолированного атома или иона	258
9.5. Граница спектра: упругое рассеяние и прямая фоторекомбинация	260
9.6. Угловое распределение и корреляция поляризаций	262
9.7. Тормозное излучение в плотной горячей плазме	264
Глава 10. Нагрев плазмы энергетичными частицами. <i>Харрисон</i>	264
Глава 11. Захват и термализация быстрых ионов. <i>Корди</i>	266
11.1. Введение	266
11.2. Образование быстрых ионов	266
11.3. Замедление быстрых ионов	270
11.4. Скорость передачи энергии и импульса	272
11.5. Влияние на температуру, ток и вращение плазмы	273
Глава 12. Формирование и транспортировка пучков быстрых атомов. <i>Грин</i>	276
12.1. Введение	276
12.2. Извлечение и ускорение пучка ионов	276
12.3. Плазменные источники положительных ионов	286
12.4. Прохождение пучка через нейтрализатор	295
12.5. Пучки отрицательных ионов	301
Глава 13. Нагрев α -частицами. <i>Пост</i>	306
13.1. Образование α -частиц и нагрев ими плазмы	306
13.2. Диагностика быстрых α -частиц	312
13.3. Альфа-частицы как "зола" реакции	314
Глава 14. Пристеночная плазма. <i>Харрисон</i>	317
14.1. Описание пристеночной области	317
14.2. Пристеночная область тороидальной установки	320
14.3. Дебаевские слои и дальнедействующие электрические поля в плазме	333
14.4. Взаимодействие частиц с поверхностью	336
14.5. Атомные процессы в пристеночной плазме	343
14.6. Значение пристеночной плазмы	356
Глава 15. Атомные явления в плотной горячей плазме. <i>Вайсхейт</i>	357
15.1. Введение	357
15.2. Плазменная среда	358
15.3. Возмущения структуры атома	365
15.4. Возмущения атомных столкновений	375
15.5. Формирование спектральных линий	382
15.6. Дизлектронная рекомбинация	395
Список литературы	399
Список литературы на русском языке	428

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

К. Барнет, М. Харрисон

**ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ.
ПЛАЗМА**

Редактор *Л.В. Белова*

Художественный редактор *А.Т. Кирьянов*

Технический редактор *Н.М. Брудная*

Корректоры *С.В. Малышева, С.Ю. Торокина*

ИБ № 2177

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 16.10.87. Формат 60x90 1/16. Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 27,0. Усл. кр.-отт. 27,0. Уч.-изд. л. 31,21. Тираж 2000 экз. Заказ 6266. Цена 6 р. 60 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО "Первая Образцовая типография имени А.А. Жданова" Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 113054, Москва, Валовая, 28