

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.9

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ И РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

А. В. Виноградов, И. Ю. Скобелев, Е. А. Юков

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	177
2. Особенности возбуждения спектров в инерциально удерживаемой плазме . .	179
3. Скорости столкновительной релаксации возбужденных состояний	183
а) Сечения и скорости переходов при электрон-ионных столкнове- ниях (184). б) Сечения и скорости переходов при ион-ионных столкно- вениях (186). в) Влияние эффектов поляризации плазмы на частоту неупругих столкновений (189).	
4. Относительные интенсивности спектральных линий многозарядных ионов в плотной плазме	190
а) Отношение интенсивностей компонент тонкой структуры резонанс- ной линии водородоподобных ионов (190). б) Отношение интенсив- ностей резонансных и интеркомбинационных линий гелиеподобных ионов (193). в) Отношение интенсивностей диэлектронных сателлитов резонансной линии водородоподобных ионов (196). г) Отношение ин- тенсивностей линий кислородоподобных ионов (198).	
5. О спектроскопической диагностике сверхплотной плазмы	200
6. Область применения спектроскопических методов диагностики	203
7. Влияние электрических и магнитных полей на спектр излучения многоза- рядных ионов	204
8. Заключение	206
Цитированная литература	206

1. ВВЕДЕНИЕ

Появление методов импульсного нагрева и инерциального удержания плазмы предоставило новые возможности исследования динамики плотной *) высокотемпературной плазмы и протекающих в ней атомных процессов с участием многозарядных ионов.

Вслед за интенсивным развитием работ по лазерной плазме (см.¹⁻⁷) появились предложения и эксперименты по использованию мощных электронных⁸⁻¹¹ и ионных¹²⁻¹⁶ пучков для достижения условий протекания термоядерных реакций. Согласно существующим представлениям плазма образуется при фокусировании мощных импульсов фотонов или заряженных частиц на поверхности твердых мишеней, причем применение сложных мишеней и профилирование импульсов во времени позволит в принципе достичь сжатия вещества $\sim 10^2$ — 10^4 по сравнению с плотностью твердого тела. что существенно облегчит выполнение критерия удержания Лоусона $n\tau \sim 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ (n — плотность плазмы, τ — время жизни).

*) Под термином «плотная плазма» мы будем подразумевать плазму с электронной плотностью $N_e \gtrsim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Развитие этого направления поставило новые задачи перед теоретической и практической спектроскопией, поскольку спектры линейчатого излучения плазмы являются одним из немногих и в то же время наиболее богатых источников информации о процессах, протекающих в плотных горячих областях.

Дело в том, что применение контактных методов диагностики в случае инерциально удерживаемой плазмы, основные процессы в которой протекают за времена $\sim 10^{-8}$ — 10^{-9} с и на расстояниях $\sim 10^{-1}$ — 10^{-3} см, практически исключено. Использование широко применяющихся на установках с магнитным удержанием методов интерферометрии, зондирования лазерным излучением и лазерного рассеяния (см.¹⁷⁻¹⁹ и цитируемую там литературу) пока еще ограничено электронными плотностями $N_e \sim 10^{20}$ см⁻³. Успешное применение этих методов для активной диагностики плазмы с электронной плотностью $N_e > 10^{22}$ см⁻³ потребует существенного уменьшения длины волны зондирующих лазеров (до 1000 Å и короче). Создание таких лазеров с необходимыми угловыми и спектральными характеристиками представляет собой самостоятельную проблему, которая пока еще далека от решения (см., например,²⁰⁻²²).

В то же время развитие техники рентгеноспектральных исследований уже сейчас позволяет наблюдать спектры с пространственным разрешением до 10 мкм²³ и временным разрешением $\sim 10^{-9}$ с^{24,25}. Ограничения на плотность электронов, связанные с рефракцией излучения и прозрачностью исследуемой плазмы, в рентгеновском диапазоне практически снимаются. Задача теории при этом остается традиционной — изучение взаимодействия частиц и кинетических процессов в плазме с целью извлечения информации о параметрах плазмы из характеристик наблюдаемого спектра.

Сформулированная выше задача диагностики является чрезвычайно актуальной для большинства плазменных устройств, использующих импульсные методы нагрева и инерциальное удержание плазмы: вакуумная искра, плазменный фокус, взрывающиеся проволочки, мощные лазерные и электронные пучки. Плазма, образующаяся в таких устройствах, благодаря высокой плотности является необычайно ярким источником линейчатого рентгеновского излучения. Именно исследования на этих установках дали в последние годы мощный толчок освоению рентгеновского диапазона и стимулировали появление новых методов диагностики плазмы. Одновременно стала очевидной явная недостаточность имеющихся сведений о фундаментальных атомных константах многозарядных ионов, таких как длины волн спектральных линий, вероятности радиационных переходов, эффективные сечения соударений. Расшифровка наблюдаемых спектров потребовала достаточно надежных теоретических расчетов энергий уровней. В то же время для интерпретации интенсивностей спектральных линий необходимо детальное знание радиационных вероятностей и сечений соударений. Экспериментальное определение этих величин в случае многозарядных ионов чрезвычайно сложно, и теоретические данные являются здесь основным источником информации.

С другой стороны, сопоставление наблюдаемого и расчетного спектров в широком интервале изменения плазменных параметров позволяет судить о точности атомных констант, заложенных в кинетические модели плазмы. Тем самым открывается возможность по крайней мере косвенной экспериментальной проверки основных допущений, используемых при приближенном решении задач атомной физики.

В настоящей работе мы рассмотрим особенности процессов образования спектральных линий в горячей плотной плазме (гл. 2), скорости релаксации возбужденных состояний ионов (гл. 3), относительные интенсивности

спектральных линий и возможность их использования в целях диагностики плазмы (гл. 4—6), а также влияние электрических и магнитных полей на спектры излучения многозарядных ионов (гл. 7).

2. ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПЕКТРОВ В ИНЕРЦИАЛЬНО УДЕРЖИВАЕМОЙ ПЛАЗМЕ

Характер линейчатого спектра, испускаемого атомом или ионом, зависит от условий возбуждения спектра, т. е., вообще говоря, от всех физических параметров плазмы, которые определяют распределение возбужденных ионов по уровням. Если известны скорости радиационных и столкновительных переходов между ионными уровнями, то измерение относительных интенсивностей спектральных линий дает возможность определить электронную температуру T_e и электронную плотность N_e плазмы. Пара линий, выбранная для целей диагностики, должна принадлежать достаточно простому иону, так, чтобы было возможно надежное теоретическое определение констант столкновительной релаксации и вероятностей радиационных переходов, поскольку экспериментальные данные для многозарядных ионов практически отсутствуют. Кроме того, линии должны иметь достаточно близкие частоты, чтобы избежать трудности калибровки спектрографа. Прекрасный обзор состояния проблемы, в основном в астрофизическом аспекте, дан в работе ²⁶.

В последние годы получено большое количество новых экспериментальных данных о рентгеновских спектрах ионов в вакуумной искре ²⁷⁻³¹, плазменном фокусе ³², θ -пинче ³³, взрывающейся проволочке ³⁴⁻³⁵ и особенно в лазерной плазме ³⁶⁻⁴². Типичные схемы регистрации спектров лазерной плазмы в области 3—20 Å с помощью кристаллических спектрографов изображены на рис. 1. Вакуумное ультрафиолетовое излучение лазерной плазмы $\lambda \sim 100-300$ Å исследуется посредством дифракционных решеток скользящего падения (рис. 2). Типичные спектрограммы показаны на рис. 3 и 4.

С другой стороны, развитие теории атомных спектров ⁴³⁻⁴⁵ привело к предсказанию энергий уровней некоторых типов ионов со спектроскопической точностью. В результате к настоящему времени отождествлена большая часть наблюдаемых линий в спектрах ионов наиболее простых изоэлектронных последовательностей. Благодаря этому вполне реальной стала задача извлечения количественной информации о параметрах лабораторной плазмы из измерений интенсивностей отождествленных спектральных линий в рентгеновском диапазоне. Этот вопрос подробно обсуждался в работах ^{46,47} в связи с проблемой определения температуры и ионизационного состояния плазмы. Не менее важной для приложений, и в первую очередь для исследований инерциально удерживаемой плазмы, является задача определения электронной плотности. Специфика лабораторной плазмы в данном случае заключается в зависимости интенсивностей спектральных линий от эффективности столкновительных переходов между возбужденными уровнями, т. е. в конечном счете от плотности плазмы.

Для пояснения сказанного рассмотрим простейшую трехуровневую схему (рис. 5), где возбужденные уровни 1 и 2 связаны с основным состоянием 0 радиационными переходами с вероятностями A_1 и A_2 соответственно, а скорость перемешивания уровней 1 и 2 за счет электронных ударов, как это обычно бывает, значительно больше скоростей возбуждения из основного состояния $\langle v\sigma_{01} \rangle$ и $\langle v\sigma_{02} \rangle$. В предельных случаях низких и высоких плотностей плазмы отношение интенсивностей $\alpha = I_1/I_2 = N_1 A_1 / N_2 A_2$ (где N_1 и N_2 — населенности уровней 1 и 2 соответственно) соответствует корональному и больцмановскому распределениям. В пре-

деле низких плотностей, когда каждый акт возбуждения сопровождается радиационным распадом, имеет место корональное распределение, и отношение интенсивностей равно отношению скоростей возбуждения уровней 1 и 2, т. е. $\alpha = \alpha_C = \langle v\sigma_{01} \rangle / \langle v\sigma_{02} \rangle$. При очень высоких плотностях, когда процессы столкновительной релаксации преобладают над радиационными, имеет место больцмановское распределение, и отношение интенсивностей α равно $\alpha_B = g_1 A_1 / g_2 A_2$ (где g_1 и g_2 — статистические веса уровней 1 и 2,

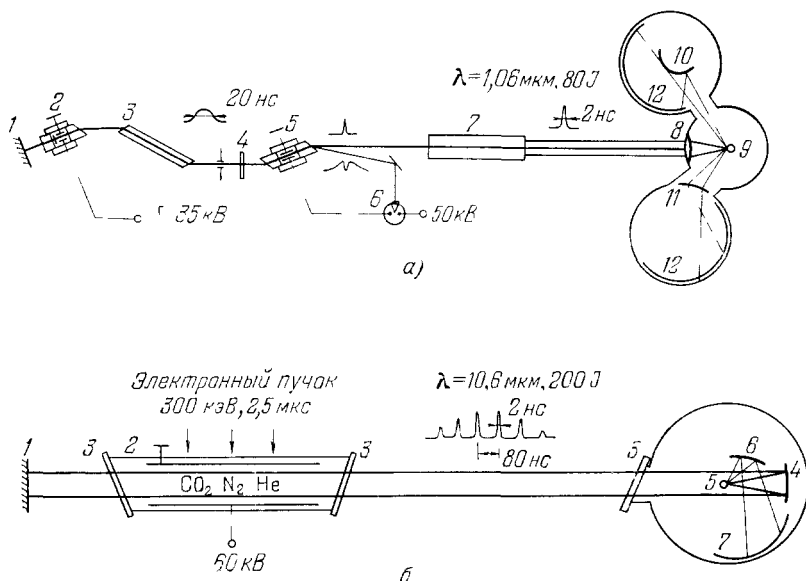


Рис. 1. Схема экспериментальных установок для исследования рентгеновских спектров лазерной плазмы¹³⁷.

а) Нагрев плазмы Nd-лазером (1 — 100%-ное зеркало, 2 — модулирующий затвор Керра с поляризатором в виде клина из кристаллического кварца, 3 — активный элемент, 4 — выходное 16%-ное зеркало, 5 — формирующая ячейка с поляризаторами в виде клиньев из кристаллического кварца, 6 — разрядник с лазерным поджигом, 7 — 7 усилительных каскадов (выходная апертура $\Phi 60 \text{ мм}$), 8 — фокусирующая система, 9 — мишень, 10 — выпуклый кристалл слюды ($2d = 19,8 \text{ \AA}$), 11 — кристалл LiF ($2d = 4 \text{ \AA}$) в схеме Кошуа, 12 — рентгеновская фотопленка УФ-ВР); б) нагрев плазмы электроионизационным CO_2 -лазером с плазменным зеркалом (1 — плоское золотое зеркало, 2 — лазерная кювета, 3 — окна из NaCl, 4 — фокусирующее параболическое золотое зеркало, 5 — мишень, 6 — кристалл в схеме Иоганна, 7 — фотопленка).

и предполагается, что разность энергий уровней 1 и 2 много меньше электронной температуры). Значения α_C и α_B в зависимости от структуры уровней могут быть сравнимы по величине, а могут и различаться на несколько порядков. Очевидно, существует промежуточная область значений электронной плотности плазмы N_e (см. рис. 5), где скорости радиационной и столкновительной релаксаций оказываются одного порядка и происходит изменение относительной интенсивности α от величины α_C до α_B . Именно эта область и представляет основной интерес для диагностики плазмы. В частности, для схемы уровней рис. 5 область существенной зависимости $\alpha(N_e)$ соответствует значениям

$$N_e \gtrless \frac{A_1}{C_{12}} = \frac{A_1}{\langle v\sigma_{12} \rangle}. \quad (2.1)$$

В астрофизических условиях неравенство (2.1) может выполняться лишь для метастабильных уровней, связанных с основным состоянием запрещенным переходом. В лабораторных условиях и в первую очередь в случае инерциальных способов удержания плазмы (лазерная плазма,

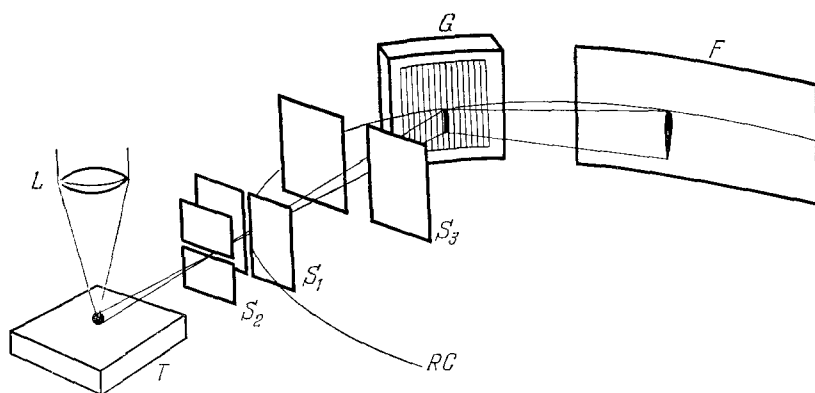


Рис. 2. Схема регистрации ВУФ-излучения лазерной плазмы ¹⁰⁸.
 T — мишень, S_1 — входная щель спектрографа, RC — окружность Роуленда, G — дифракционная решетка, F — фотоплёнка, S_2 — дополнительная щель, вносящая пространственное разрешение в направлении от плоскости мишени.

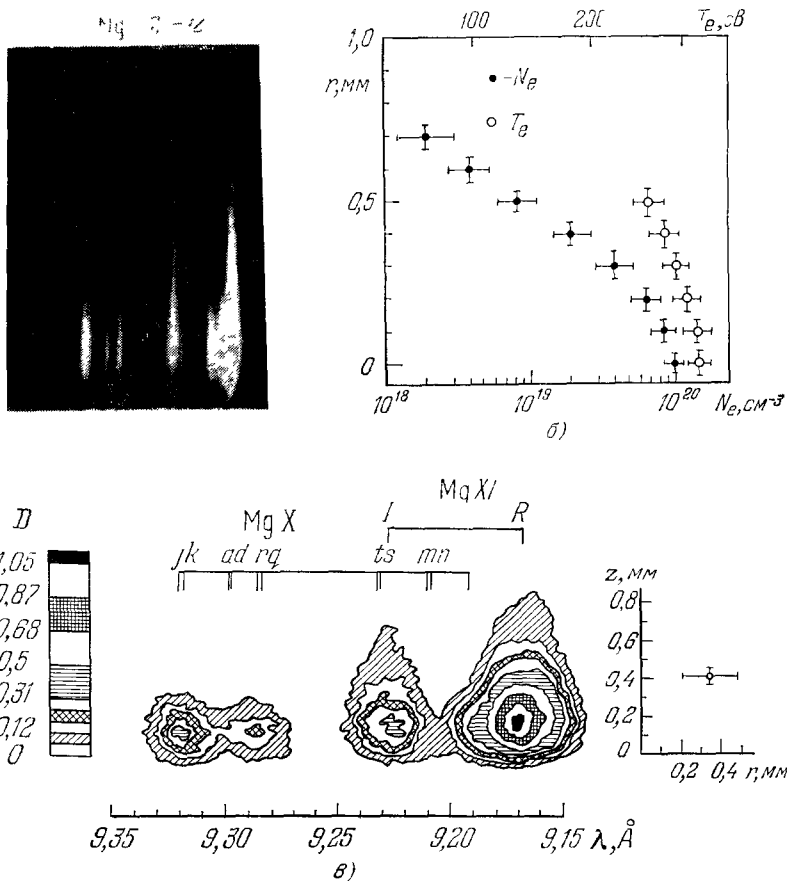


Рис. 3. а) Спектр ионов Mg X и Mg XI в области $\lambda \sim 9,15-9,35 \text{ Å}$, полученный с пространственным разрешением ¹¹⁶.

Плоскость мишени расположена снизу. Видно изменение относительных интенсивностей с расстоянием r от мишени. б) Профили температуры и плотности плазмы, полученные путем обработки относительных интенсивностей спектров ионов Mg X и Mg XI . в) Изоденситограмма изображений лазерного факела в рентгеновском излучении. (Справа указан масштаб изображения и величины пространственного разрешения по двум координатам, слева приведена шкала плотностей почернений.)

мощные электронные пучки, взрывающиеся проволоочки) условие (2.1) может выполняться для разрешенных и даже для резонансных переходов.

Использование лазерной плазмы в качестве источника дает, по-видимому, уникальную возможность наблюдать в условиях одного эксперимента линии одного и того же иона, излучаемые из областей плазмы, электронная плотность которых различается на несколько порядков. Тем самым появляется возможность непосредственно наблюдать переход от одного механизма возбуждения спектров к другому и, следовательно, непосредственно исследовать зависимость отношения интенсивностей α от плотности плазмы (см. рис. 3 и 4).

В следующем разделе настоящей работы мы обсудим некоторые проблемы

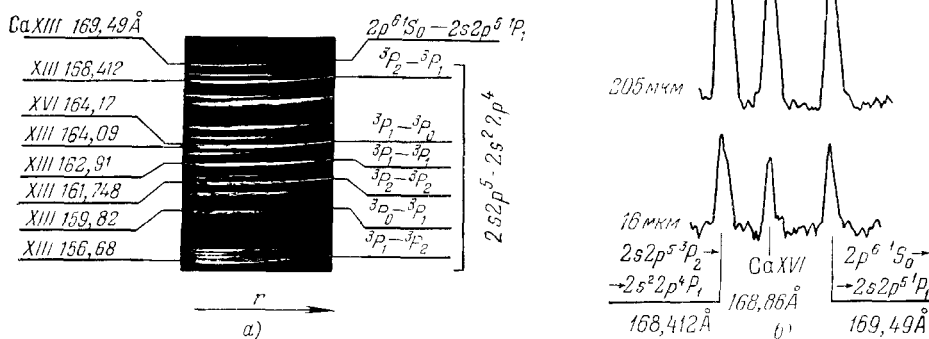


Рис. 4. Спектр иона Ca XVI в области $\lambda \sim 156 - 170 \text{ Å}$ (а).

На рис. б) показаны денситограммы участка спектра, получаемые на различных расстояниях от поверхности мишени. Видно изменение с расстоянием чувствительного к плотности плазмы отношения интенсивностей линий $168,412 \text{ Å}$ и $169,49 \text{ Å}$ (см. раздел г) гл. 4).

вычисления атомных констант, необходимых для определения зависимости $\alpha(N_e)$. В последующих разделах статьи будут рассмотрены несколько

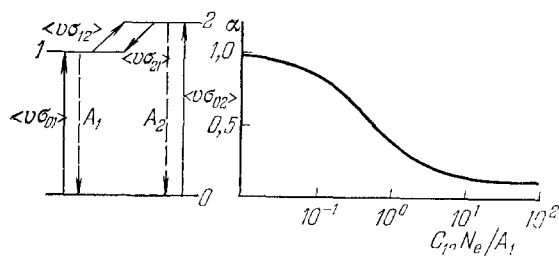


Рис. 5. Схема трехуровневой модели, иллюстрирующей возникновение чувствительных к плотности отношений интенсивностей.

Зависимость $\alpha(N_e)$ для данной модели при $C_{01} = C_{02}$ и $g_1 A_1 = 0,1 g_2 A_2$.

пар линий, соответствующие переходам $n = 2 \rightarrow n = 1$, 2 (n — главное квантовое число) в Н-, Нс- и О-подобных ионах, измерение отношений интенсивностей которых дает возможность найти электронную плотность плазмы.

Для определения зависимости $\alpha(N_e)$ необходимы данные о скоростях элементарных процессов трех типов: а) возбуждение из основного состояния электроном ударом (либо, в случае автоионизационных состояний, диэлектронный захват), б) радиационный распад, в) столкновительные процессы, приводящие к переходам между возбужденными состояниями.

Необходимость изучения процессов типа а) и б) в случае многозарядных ионов возникла в связи с рядом астрофизических проблем. В результате интенсивных исследований в течение последнего десятилетия появились экспериментальные данные об этих процессах для ионов не слишком высокой кратности ионизации ⁴⁸⁻⁵⁵, а также достаточно надежные теоретические расчеты ⁵⁶⁻⁶⁰.

Что касается процессов типа в), которые специфичны именно для плазмы высокой плотности, то экспериментальные данные для многозарядных ионов практически отсутствуют, а теоретические явно недостаточны. В ряде лабораторий созданы подробные программы решения задачи о рассеянии заряженной частицы на ионах, основанные на детальном численном расчете атомных структур ⁶¹⁻⁶³. Однако задача теоретического описания спектра требует знания не одного-двух, а большого числа (до десятков) эффективных сечений, что представляет уже значительные вычислительные трудности. В связи с этим для целей диагностики плазмы остается актуальной задача развития, быть может, менее точных, но простых и универсальных методов расчета сечений ^{58, 64-66}.

Прежде чем переходить непосредственно к обсуждению скоростей релаксации и относительных интенсивностей, отметим, что уровни 1 и 2 (см. рис. 5) относятся, как правило, к одному и тому же главному квантовому числу. Поэтому разность их энергий весьма мала:

$$E_2 - E_1 \ll kT_e, \quad E_2 - E_1 \ll E_1, \quad E_2 - E_1 \ll E_2. \quad (2.2)$$

Из условия (2.2) следуют три важных обстоятельства: 1) при расчете скорости перемешивания электронным ударом эффекты кулоновского притяжения электронов и ионов незначительны; 2) при расчете скорости перемешивания за счет ион-ионных соударений учет кулоновского отталкивания необходим; при этом сечения сильно зависят от величины дефекта резонанса и при малых значениях дефекта резонанса могут превосходить сечения электрон-ионных соударений; 3) в плотной плазме разность энергий уровней может оказаться порядка частоты электронных лэнгмюровских колебаний; в этом случае необходимо, вообще говоря, учитывать эффекты дебаевского экранирования возбуждающего электрона (иона) заряженными частицами плазмы.

Таким образом, при определении скорости столкновительного перемешивания возбужденных состояний необходимо установить, прежде всего, столкновения с какими именно частицами (электронами или ионами) играют главную роль, а затем вычислить скорость передачи с учетом указанных выше обстоятельств.

3. СКОРОСТИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Условие малости энергии возбуждения $\Delta E = \hbar\omega = E_2 - E_1$ по сравнению с кинетической энергией сталкивающихся частиц позволяет описывать их относительное движение классическими траекториями и использовать метод параметра удара. При этом сечение перехода $\sigma_{12}(v)$ имеет следующий вид:

$$\sigma_{12}(v) = \int_0^{\infty} 2\rho W_{12}(\rho, v) d\rho, \quad (3.1)$$

где $W_{12}(\rho, v)$ — вероятность перехода $1 \rightarrow 2$ при столкновении иона с заряженной частицей, имеющей относительную скорость v и прицельный параметр ρ . При вычислении вероятности перехода $W_{12}(\rho, v)$ и сечения

$\sigma_{12}(v)$ важно иметь в виду следующее. Необходимость учета влияния кулоновского искривления траектории сталкивающихся частиц, другими словами, ответ на вопрос, насколько существенно отличие действительной траектории от прямолинейной, определяется величиной кулоновского параметра ⁶⁷

$$\nu = \frac{Z_1 Z_2 e^2 h \omega}{M v^3}, \quad (3.2)$$

где $Z_1 e$, $Z_2 e$ — заряды сталкивающихся частиц, M — их приведенная масса. Вводя в (3.2) среднюю скорость $v_T = \sqrt{kT/M} = (Z_2/n_0) \sqrt{\theta/M}$ (где $\theta = kT n_0^2 / Z_2^2 \text{ Ry}$; $\text{Ry} = 13,6 \text{ эВ}$; n_0 — главное квантовое число основного состояния иона, испытывающего переход), получаем

$$\nu = n_0 Z_1 \sqrt{\frac{M}{m\theta}} \frac{\Delta E}{kT}, \quad (3.3)$$

где m — масса электрона.

В условиях ионизационного равновесия плазмы величина θ составляет $\sim 1/3 \div 1/2$, и из формулы (3.3) следует, что для электрон-ионных соударений ($M = m$, $Z_1 = 1$) с малым дефектом резонанса ($\Delta E \ll kT$) кулоновский параметр $\nu \ll 1$ и поэтому (см. ⁶⁷) искривление траектории сталкивающихся частиц несущественно. Наоборот, в случае ион-ионных соударений кулоновский параметр ν , как видно из формулы (3.3), может быть велик даже при условии $\Delta E \ll kT$, вследствие чего отталкивание ионов, вообще говоря, необходимо принимать во внимание. В соответствии с этим случаи электрон-ионных и ион-ионных столкновений мы рассмотрим отдельно в разделах а) и б) гл. 3 настоящей главы

а) Сечения и скорости переходов при электрон-ионных столкновениях

Как было показано выше, при вычислении вероятности перехода, происходящего при столкновении иона с электроном, движение налетающего электрона можно считать прямолинейным.

Скрытая симметрия дает возможность найти точное решение квантовомеханической задачи о поведении атома водорода в поле равномерно движущегося заряда ⁶⁸, если недиагональный радиальный матричный элемент взаимодействия имеет полюсный вид:

$$V(R) = \frac{\lambda}{R^2}, \quad (3.4)$$

где R — расстояние от налетающего электрона до ядра. Соответствующая этому решению матрица рассеяния была использована в ряде работ по теории столкновений и теории уширения спектральных линий ⁶⁹⁻⁷². Аналогичное решение может быть применено и к оптически разрешенным переходам неводородоподобных атомов.

Однако полюсный потенциал (3.4) правильно описывает электрон-ионное взаимодействие только на больших расстояниях, поскольку истинный потенциал при $R \rightarrow 0$ остается конечным. Как показано в работе ⁷³, это обстоятельство приводит к тому, что использование полюсного потенциала по крайней мере вдвое завышает эффективные сечения соударений при больших энергиях. Поэтому применение борновского приближения, но с потенциалом, правильно описывающим взаимодействие на малых расстояниях, в данном случае более оправдано.

В работе ⁷⁴ на основе недиагонального потенциала неупругого взаимодействия типа

$$V(R) = \lambda R (R^2 + R_0^2)^{-3/2} \quad (3.5)$$

(где λ и R_0 — атомные константы, характеризующие силу и радиус взаимодействия) развит простой метод, позволяющий в борновском приближении получить аналитические выражения для сечений и скоростей возбуждения оптически разрешенных переходов. Детальный анализ и сравнение с результатами численных расчетов показали, что потенциал (3.5), в отличие от использовавшегося ранее полюсного потенциала (3.4), правильно описывает сечение как при высоких, так и при низких (вплоть до максимума сечения) энергиях налетающего электрона. Опуская детали вывода, приведем лишь формулы для сечений и скоростей возбуждения, которые необходимы для приложений *).

Сечение возбуждения равно

$$\sigma_{12}(\nu) = \pi \left(\frac{\lambda}{\omega R_0} \right)^2 g \left(\frac{\omega R_0}{\nu} \right), \quad (3.6)$$

где ω — энергия перехода, а

$$g(S) = 8S^2 \left\{ K_0(S) K_1(S) - \frac{S}{2} [K_1^2(S) - K_0^2(S)] \right\} = \begin{cases} 2\pi S^2 \exp(-2S), & S \rightarrow \infty, \\ 8S^2 \left(\ln \frac{1,114}{S} - \frac{1}{2} \right), & S \rightarrow 0, \end{cases}$$

причем $K_0(S)$, $K_1(S)$ — функции Макдональда.

Скорость возбуждения $\langle \nu \sigma_{12} \rangle$ получается усреднением (3.6) по максвелловскому распределению электронов с температурой T_e :

$$\langle \nu \sigma_{12} \rangle = 8 \sqrt{2\pi} \frac{\lambda^2}{\omega R_0} f(\alpha) = \frac{1,23 \cdot 10^{-11} \lambda^2 f(\alpha)}{\omega R_0} \text{ (см}^3\text{с}^{-1}\text{)}, \quad (3.7)$$

где $\alpha = \sqrt{T_e/m}(\omega R_0)^{-1}$, а

$$f(\alpha) = \frac{1}{\alpha^3} \int_0^\infty K_1^2 \left(\frac{1}{\alpha x} \right) \exp \left(-\frac{x^2}{2} \right) \frac{dx}{x^3} = \begin{cases} (\ln \alpha - 0,321)/\alpha & \text{при } \alpha \rightarrow \infty, \\ (1,43/\alpha^{4/3}) \exp(-2,38/\alpha^{2/3}) & \text{при } \alpha \rightarrow 0. \end{cases}$$

Графики функций $g(S)$ и $f(\alpha)$, рассчитанные в работе ¹⁴, приведены на рис. 6.

Константы λ (связанные с силой осциллятора f_{12} или с вероятностью радиационного перехода A_{21} (с⁻¹)) и R_0 в общем случае имеют вид

$$\lambda^2 = \frac{Z_1^2 f_{12}}{2\omega} = \frac{1,55 \cdot 10^{-11} g_2 A_{21} Z_1^2}{g_1 \omega^3}, \quad (3.8)$$

$$R_0 = 2 \int_0^\infty P_1(r) P_2(r) r dr / 3 \int_0^\infty P_1(r) P_2(r) dr, \quad (3.9)$$

где $Z_1 = 1$ — заряд налетающей частицы (электрона), g_i — статистический вес уровня i , P — атомная волновая функция, $\int_0^\infty P^2 dr = 1$. В случае перехода без изменения главного квантового числа n , $l \rightarrow n$, $l + 1$ в водородоподобном ионе имеем:

$$\lambda^2 = \frac{3n^2 [n^2 - (l+1)^2] (l+1) Z_1^2}{4(2l+1)}, \quad R_0 = \frac{n^2}{Z_2}. \quad (3.10)$$

*) Здесь и далее в гл. 3 используется атомная система единиц.

Формулы (3.6), (3.7) получены в рамках борновского приближения, условие применимости которого для перехода с малым дефектом

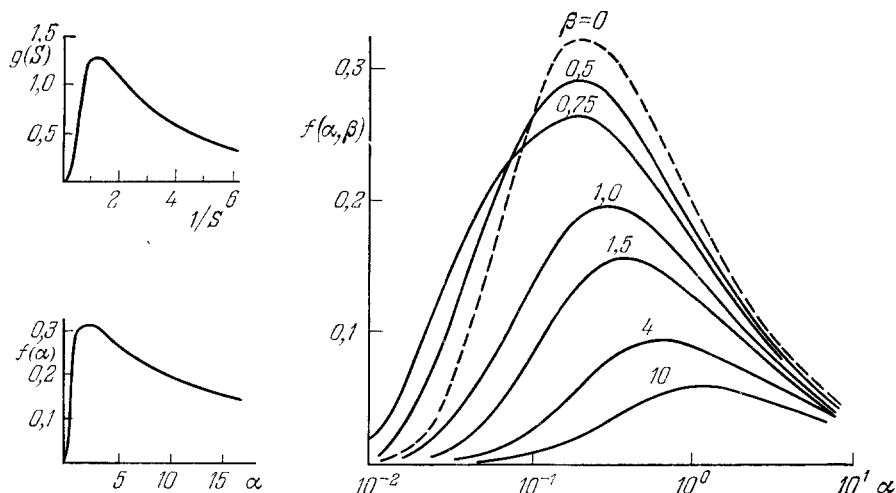


Рис. 6. Функции $g(S)$, $f(\alpha)$, $f(\alpha, \beta)$, определяющие сечения и скорости неупругих переходов, происходящих при электрон-ионных столкновениях. Функция $f(\alpha, \beta)$ показывает влияние плазменных эффектов на частоту неупругих столкновений.

резонанса имеет вид (подробнее см. ⁷⁴)

$$\left(\frac{\lambda\omega}{v^2}\right)^2 \ll \frac{\omega R_0}{v} \ll 1. \quad (3.11)$$

Выражая в (3.11) скорость через температуру и используя (3.10), получим

$$\frac{n^2(n^2 - l^2)}{Z_3^2} \left(\frac{\Delta E}{kT}\right)^2 \ll \frac{n^2}{n_0} \sqrt{\theta} \frac{\Delta E}{kT} \ll 1. \quad (3.12)$$

Поскольку согласно (2.3) $\Delta E/kT \ll 1$, то условие применимости борновского приближения для не слишком высоких n оказывается выполненным.

б) Сечения и скорости переходов при ион-ионных столкновениях

В случае ион-ионных соударений, как это уже отмечалось выше, при вычислении сечения перехода необходимо учитывать кулоновское отталкивание сталкивающихся ионов, другими словами, при описании относительного движения ионов необходимо использовать реальные гиперболические траектории. Однако при этом сказывается, что, в отличие от случая электрон-ионных столкновений, для вычисления эффективных сечений широкого класса переходов можно воспользоваться более простым полюсным приближением (3.5) для потенциала неупругого взаимодействия.

Действительно, если скорость относительного движения ионов не слишком высока,

$$v \ll \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{R_0 A l}} \quad \text{или} \quad \theta \ll \frac{2n_0^2 Z_1}{Z_2 R_0} \quad (3.13)$$

(что практически всегда справедливо для столкновений многозарядных ионов), то благодаря кулоновскому отталкиванию расстояние R между

ними даже при столкновениях с нулевым прицельным параметром остается всегда большим R_0 , и, следовательно, действительный потенциал неупругого взаимодействия можно заменить полюсным. При этом сечение перехода в первом порядке теории возмущений имеет вид

$$\sigma_{12}^{\text{н}}(v) = 8\pi \left(\frac{\lambda}{v}\right)^2 e^{-\pi} [-v K_{iv}(v) K'_{iv}(v)] = 8\pi \left(\frac{\lambda}{v}\right)^2 \Phi(v), \quad (3.14)$$

где $K_{iv}(v)$ — функции Макдональда с мнимым индексом, а функция $\Phi(v)$ затабулирована в работе ⁶⁷ и имеет следующие асимптотики:

$$\Phi(v) = \begin{cases} \ln \frac{2}{\gamma v}, & \gamma = e^C = 1,781 \dots, \quad v \rightarrow 0, \\ \frac{\pi}{\sqrt{3}} \exp(-2\pi v), & v \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (3.15)$$

Усреднение $v\sigma_{12}(v)$ по максвелловскому распределению для ионов с температурой T_i дает

$$\langle v\sigma_{12} \rangle = \frac{\lambda^2}{v_T} \Psi(\xi), \quad (3.16)$$

где

$$v_T = \sqrt{\frac{T_i}{M}}, \quad \xi = \frac{Z_1 Z_2 \omega}{M v_T^3},$$

$$\Psi(\xi) = 8 \sqrt{2\pi} \int_0^\infty x \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \Phi\left(\frac{\xi}{x^3}\right) dx =$$

$$= \begin{cases} 20 \ln(1,39/\xi), & \xi \rightarrow 0, \\ 73,2 \xi^{0,2} \exp(-2,7 \xi^{0,4}), & \xi \rightarrow \infty. \end{cases}$$

Здесь следует подчеркнуть, что формулы (3.14) и (3.16) получены в первом порядке квантовомеханической теории возмущений, т. е. в борновском приближении. Однако для ион-ионных столкновений критерий применимости борновского приближения очень часто оказывается невыполненным. Это приводит к нарушению унитарности матрицы рассеяния, в результате чего в некоторой области значений параметров ρ , v , ω и λ вероятность перехода $W_{12}(\rho, v)$, вычисленная в первом порядке теории возмущений, может оказаться больше единицы. В этом случае формулы (3.14) и (3.16) дают, вообще говоря, завышенные значения сечений и скоростей возбуждения. Для устранения этого недостатка можно воспользоваться методом нормировки, достаточно хорошо апробированным в теории атомных столкновений ^{64,73}. Именно, ограничим вероятность перехода, положив

$$W_{12}^{\text{н}}(\rho, v) = \min \left\{ \frac{1}{2}, W_{12}(\rho, v) \right\}, \quad (3.17)$$

где $W_{12}(\rho, v)$ определяется формулами борновского приближения. Тогда можно легко показать, что нормированные сечения и скорость перехода можно представить в виде ^{75,76}

$$\sigma_{12}^{\text{н}}(v) = \left(\frac{\lambda}{v}\right)^2 \beta(\eta), \quad \langle v\sigma_{12}^{\text{н}} \rangle = \frac{\lambda^2}{v_T} E(\xi, \eta), \quad (3.18)$$

где $\eta = M\lambda\sqrt{\lambda\omega}/Z_1 Z_2$, а β и E — некоторые универсальные функции. Графики функций β и E , полученные в работе ⁷⁵ посредством численных расчетов на ЭВМ, приведены на рис. 7—8. Использование этих результатов позволяет легко определить сечения и скорости возбуждения широкого класса переходов, происходящих при ион-ионных соударениях. Например,

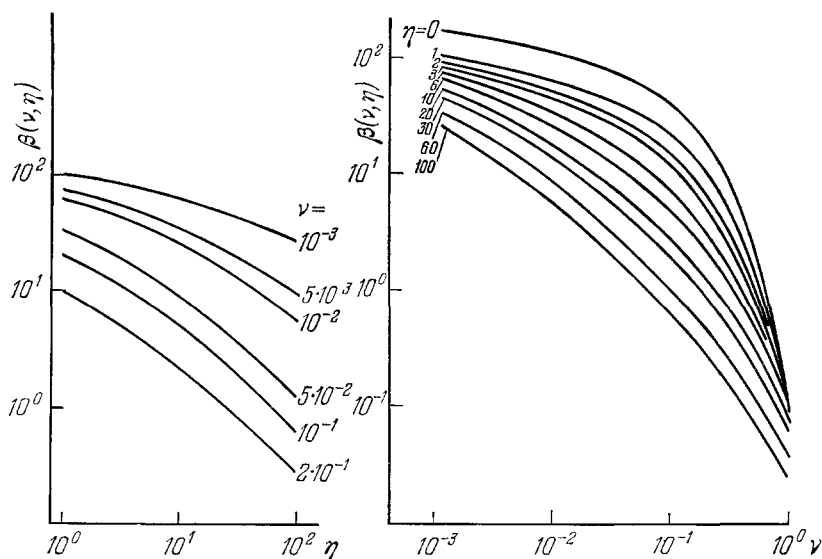


Рис. 7. Функция $\beta(v, \eta)$, определяющая сечение неупругих переходов, происходящих при ион-ионных столкновениях.

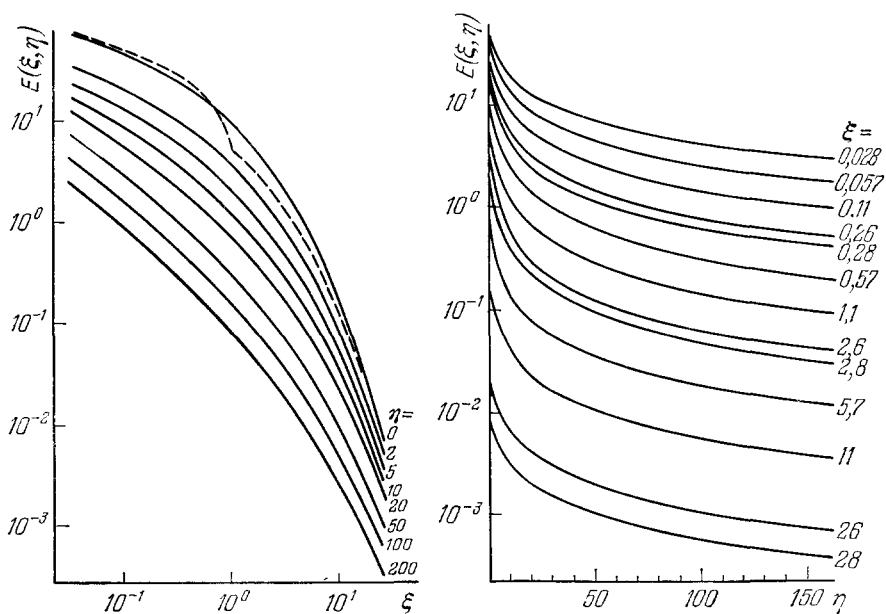
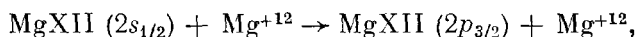
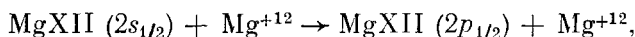


Рис. 8. Функция $E(\xi, \eta)$, определяющая скорость неупругих переходов при ион-ионных столкновениях.

Штриховой линией показаны асимптотики для функции $E(\xi, 0)$ (см. (3.16))

на рис. 9 приведено сравнение рассчитанных с помощью рис. 8 скоростей реакций



и вычисленных по формуле (2.7) скоростей этих же переходов при электрон-ионных соударениях. Отметим, что, как видно из приведенного рисунка,

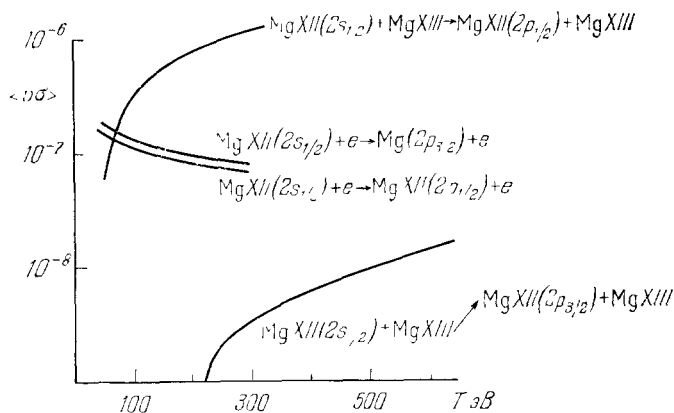


Рис. 9. Сравнение скоростей возбуждения переходов $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2, 3/2}$ электронным и ионным ударом.

для переходов с очень малой величиной дефекта резонанса (переход $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$) ионная скорость возбуждения может значительно превышать электронную (см. также ⁷⁷ и гл. 4 данного обзора).

в) Влияние эффектов поляризации плазмы на частоту неупругих столкновений

Чрезвычайно высокая плотность плазмы, достигаемая в инерциальных системах, ставит вопрос о влиянии поляризационных эффектов на процессы возбуждения при неупругих столкновениях. Действительно, заряженные частицы плазмы, во-первых, экранируют поле возбуждающей частицы. Во-вторых, эта частица, пролетая мимо атома, наводит в плазме переменный дипольный момент, имеющий, вообще говоря, фурье-компоненту на частоте атомного перехода. Спектроскопические следствия этих эффектов рассматривались в связи с проблемой излучения запрещенных спектральных линий ^{78,79} и теорией уширения спектральных линий ⁸⁰. В работах ⁸¹⁻⁸³ исследовано влияние дебаевского экранирования в плотной плазме на коэффициент рекомбинации и на расщепление лаймановских линий. В действительности роль поляризационных эффектов не сводится к дебаевскому экранированию. Если энергия возбуждения атомного перехода $\hbar\omega_{12}$ по порядку величины близка к $\hbar\omega_L$ (где ω_L — ленгмюровская частота), то начинает сказываться частотная дисперсия диэлектрической проницаемости плазмы ^{84,85}. Это обстоятельство следует иметь в виду при рассмотрении столкновительных переходов между высоковозбужденными уровнями, а также между компонентами тонкой структуры.

Влияние плазменных эффектов на частоту неупругих переходов удобно описывать не в рамках теории столкновений, а рассматривая атом

или ион, помещенный в случайное поле $V(r, t)$, создаваемое совокупностью всех заряженных частиц плазмы. Тогда вероятность неупругого перехода $1 \rightarrow 2$ в первом порядке теории возмущений равна ⁸⁵

$$v_{12} = 2\pi \int |A(q)|^2 V^2(q, \omega_{12}) dq, \quad (3.19)$$

где $V^2(q, \omega_{12})$ — спектральная плотность флуктуаций потенциала $V(r, t)$, $A(q)$ — атомный формфактор,

$$A(q) = \int \psi_1(r) \psi_2^*(r) e^{iqr} dr, \quad (3.20)$$

$\psi(r)$ — атомные волновые функции. При такой общей форме записи (3.19) поляризационные эффекты могут быть легко включены в спектральную плотность флуктуаций $V^2(q, \omega_{12})$. Предельному случаю разреженной плазмы, когда частота неупругих столкновений, очевидно, сводится к произведению $N_l \langle v \sigma_{12} \rangle$ (σ_{12} — эффективное сечение возбуждения), соответствует в (3.19) спектральная плотность флуктуаций идеального электронного газа.

Используя выражение (3.20) для атомного формфактора, частоту неупругих столкновений между близкими уровнями можно представить в виде

$$v_{12} = \frac{N_e 8 \sqrt{2\pi} \lambda^2 f(\alpha, \beta)}{(\omega R_0)},$$

$$f(\alpha, \beta) = \frac{R_0^2}{\alpha} \int_0^\infty q dq K_1^2(q R_0) |\varepsilon(q, \omega_{12})|^{-2} \exp\left(-\frac{\omega_{12}^2}{2q^2 v_T^2}\right), \quad (3.21)$$

где K_1 — функция Макдональда, $\varepsilon(q, \omega)$ — продольная диэлектрическая проницаемость плазмы:

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 - \beta \Phi(x) + \frac{i\beta}{x} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2x^2}\right),$$

$\beta = (\omega_L/\omega_{12})x = qv_T/\omega_{12}$, $\Phi(x)$ — плазменная дисперсионная функция ⁸⁶. При $\beta = 0$ функция $f(\alpha, \beta)$ совпадает с $f(\alpha)$ (см. (3.7)), а при $\beta \neq 0$ функция $f(\alpha, \beta)$ характеризует роль эффектов поляризации плазмы (см. рис. 6). Резюмируя результаты расчетов, можно сказать, что роль эффектов поляризации существенна, если плазменная частота сравнима с частотой атомного перехода, а дебаевский радиус сравним с характерным радиусом атомного взаимодействия.

4. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

а) Отношение интенсивностей компонент тонкой структуры резонансной линии водородоподобных ионов

Рассмотрим элементарные процессы, определяющие интенсивность лаймановского дублета водородоподобных ионов. Уже этот, казалось бы, простейший спектр дает отношение интенсивностей, зависящее от плотности. Отметим прежде всего, что в данном случае корональный и и бальмановский пределы отношения интенсивностей компонент тонкой структуры $\beta = I(2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2})/I(2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2})$ (рис. 10) совпадают и равны $1/2$, т. е. $\beta_C = \beta_B = 1/2$. Это связано с тем, что вероятности радиационного распада подуровней $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$ равны, а скорости их заселения

электронным ударом с уровней $n \neq 2$ (включая непрерывный спектр) пропорциональны статистическим весам. Однако в промежуточной области электронных плотностей, где ни корональная, ни бальмановская модели неприменимы, отношение β отличается от $1/2$, и для его определения необходимо рассмотреть уравнения баланса для населенностей уровней $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$ (обозначенные ниже индексами 1, 2 и 3) ⁷⁷:

$$\begin{cases} N_1 [A_1 + N^{(i)} (C_{12} + C_{13})] = q_1 + N_2 N^{(i)} C_{21} + N_3 N^{(i)} C_{31}, \\ N_2 [A_2 + N^{(i)} (C_{21} + C_{23})] = q_2 + N_1 N^{(i)} C_{12} + N_3 N^{(i)} C_{32}, \\ N_3 [A_3 + N^{(i)} (C_{31} + C_{32})] = q_3 + N_1 N^{(i)} C_{13} + N_2 N^{(i)} C_{23}, \end{cases} \quad (4.1)$$

где $N^{(i)} C_{jh}^i = N^{(i)} (C_{jh}^e + \frac{1}{\xi} C_{jh}^e)$, $\xi = N^{(i)} N_0$. Здесь $N^{(i)}$ — плотность ионов, q_j — скорость заселения уровня j электронным ударом из состояний с $n \neq 2$, A_j — вероятность радиационного распада уровня j в основное состояние $1s_{1/2}$ и C_{jh} — суммарные скоростные коэффициенты, описывающие переходы между подуровнями тонкой структуры за счет ион-ионных и электрон-ионных столкновений.

При решении системы уравнений (4.1) можно использовать ряд упрощающих обстоятельств. 1) скорость квадрупольного перехода $2p_{1/2} \rightleftharpoons 2p_{3/2}$ значительно меньше скоростей оптически разрешенных переходов $2s_{1/2} \rightleftharpoons 2p_{1/2}$ и $2s_{1/2} \rightleftharpoons 2p_{3/2}$ (т. е. $C_{23} \ll C_{12}, C_{13}$); 2) радиационный распад уровня $2s_{1/2}$ связан с двухфотонным переходом и его вероятность практически для всех ионов удовлетворяет условию $A_1 \ll A_2 = A_3$; 3) тонкое расщепление не превосходит нескольких электронвольт, что обычно значительно меньше электронной температуры плазмы, поэтому вероятности прямых и обратных переходов $1 \rightleftharpoons 2$ и $1 \rightleftharpoons 3$, а также скорости накачки q_2 и q_3 , пропорциональны статистическому весу конечного состояния, т. е. $C_{31} = \frac{1}{2} C_{13}$, $C_{21} = C_{12}$, $q_2 = \frac{1}{2} q_3$. Решение системы (4.1) с учетом указанных обстоятельств дает следующее выражение для отношения интенсивностей компонент тонкой структуры ⁷⁷:

$$\beta = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{3 (q_s/q) [\alpha - (1/3)] N^{(i)} N_0}{\frac{2A_1 C_{\min} q_p}{3A_2 C_{\max} q} + \left[\frac{2}{3} - \frac{q_s}{q} \left(\alpha - \frac{1}{3} \right) \right] \frac{N^{(i)}}{N_0} + \left(\frac{N^{(i)}}{N_0} \right)^2} \right\}, \quad (4.2)$$

где введены обозначения $q_s = q_1$, $q_p = q_2 + q_3$, $q = q_s + q_p$, $C_{\max} = C_{12} + C_{13}$, $C_{\min} = C_{12} C_{13} / C_{\max}$, $\alpha = C_{12} / C_{\max}$, $N_0 = A_2 / C_{\min}$.

Из выражений (4.2) видно, что если $\alpha \neq 1/3$, т. е. отношение скоростей переходов $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ и $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ не соответствует отношению статистических весов уровней $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$, то величина β является функцией температуры и плотности плазмы. При этом зависимость β от $N^{(i)}$ имеет следующий характер.

В области низких и высоких плотностей, которые отвечают соответственно корональному и бальмановскому распределению, величина β не зависит от параметров плазмы и равна отношению статистических весов уровней $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$, т. е. $1/2$. В промежуточной области $N_1 \ll N^{(i)} \ll N_2$ (где $N_1 = A_1 / C_{\max}$, $N_2 = N_0$) величина β практически постоянна и опре-

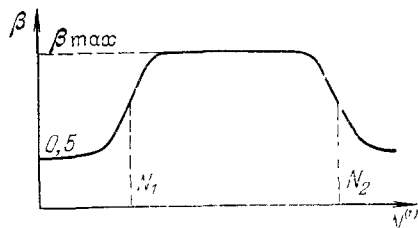


Рис. 10. Зависимость отношения интенсивности β компонент тонкой структуры линий L_{α} водородоподобного иона от плотности плазмы.

деляется отношением накачек на уровни $2s$ и $2p$ и скоростями перемешивания этих уровней:

$$\beta = \beta_{\max} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{3(q_s/q) \left(\alpha - \frac{1}{3} \right)}{(2/3) - (q_s/q) \left(\alpha - \frac{1}{3} \right)} \right]. \quad (4.3)$$

Кроме того, существуют две переходные области $N^{(i)} \sim N_1$ и $N^{(i)} \sim N_2$, в которых происходит изменение величины β от $1/2$ до β_{\max} (см. рис. 10).

Результаты, приведенные в гл. 3 для скоростей переходов между близкими уровнями за счет электрон-ионных и ион-ионных соударений, позволяют легко вычислить C_{jh} и с помощью формулы (4.2) построить зависимость β от N_e для плазмы с различным зарядовым составом. Для

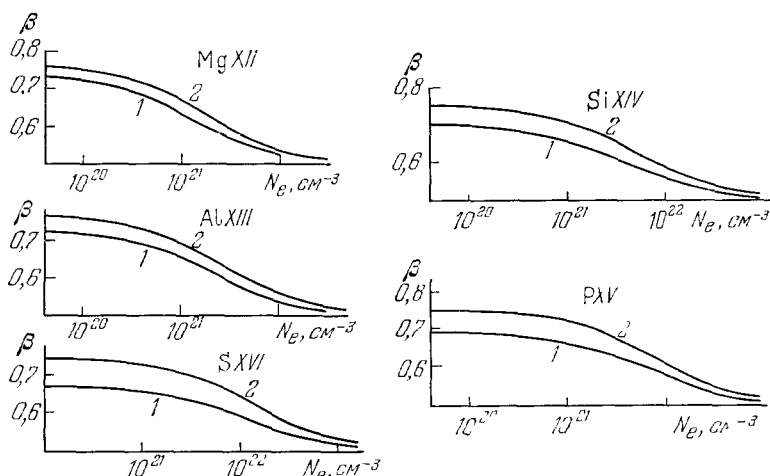


Рис. 11. Зависимости $\beta(N_e)$ для ионов Mg XII—S XVI при $\theta_e = \theta_i = 0,1$ (кривые 1) и $\theta_e = \theta_i = 0,3$ (кривые 2) в области $N_e \sim 10^{20} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

ионов с зарядами ядер $Z = 12 - 16$ величины N_1 и N_2 составляют соответственно $10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Отсюда следует, что если первая переходная область представляет интерес для диагностики разреженной астрофизической плазмы и плазмы токамаков, то зависимость $\beta(N_e)$ во второй переходной области может быть использована для диагностики плотной лабораторной плазмы (лазерной, нагреваемой релятивистскими электронными пучками и т. п.). На рис. 11 зависимости β от плотности плазмы во второй переходной области построены для ионов с $Z = 12 - 16$ при различных значениях электронной температуры и равной ей ионной температуры плазмы $\theta_e = \theta_i = kT_e/Z^2 R_y$.

Как видно из формулы (4.3), максимальное значение β определяется соотношением скоростей заселения уровней $2s$ и $2p$. В частности, в примерах, рассмотренных на рис. 11, это отношение определяется скоростями возбуждения $2s$ - и $2p$ -уровней электронным ударом из основного состояния, что соответствует случаю стационарной плазмы. В остывающей плазме в принципе возможен рекомбинационный механизм заселения, который приводит к другому значению β_{\max} . В частности, оказываются возможными значения $\beta \gg 2$ (подробнее см. ⁷⁷).

Следует подчеркнуть, что формулой (4.2) можно пользоваться лишь в случае оптически тонкой плазмы, т. е. в отсутствие пленения резонанс-

ного излучения. Практически, по крайней мере при инерциальном удержании плазмы, это означает, что для диагностики следует использовать ионы элементов, вводимых в состав мишени в качестве примесей. Такого рода эксперименты выполнены в работе ⁸⁸.

б) Отношение интенсивностей резонансных и интеркомбинационных линий гелиеподобных ионов

Для гелиеподобных ионов с $Z < 20$ вероятность радиационного распада триплетного уровня 2^3P_1 на несколько порядков меньше, чем вероятность распада синглетного уровня 2^1P_1 , а сечения возбуждения примерно одинаковы (схема уровня гелиеподобного иона приведена на рис. 12). Вследствие этого корональное и больцмановское значения отношения интенсивностей также различаются на несколько порядков (ср. рис. 5). В промежуточной области, когда скорость столкновительного девозбуждения уровня 2^3P становится больше, чем скорость его радиационного распада, населенность уровня 2^3P будет пропорциональна плотности ионов в основном состоянии N_0 . В то же время населенность уровня 2^1P_1 будет, как и при очень низкой плотности, пропорциональна произведению $N_0 N_e$. Таким образом, отношение интенсивностей резонансной линии $2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$ и интеркомбинационной линии $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ оказывается пропорциональным плотности плазмы N_e , и весьма удобно для ее определения.

Впервые этот метод был использован в исследовании плазмы θ -пинча ⁸⁹. В работе ⁹⁰ этим методом была определена плотность лазерной плазмы. В дальнейшем было изучено влияние различных элементарных процессов: каскадного возбуждения, трехчастичной и фоторекомбинации ⁹¹. В работе Л. А. Вайнштейна ⁹² было указано на необходимость учета обмена при расчете сечений возбуждения синглетных уровней, что позволило устранить серьезное расхождение экспериментальных (астрофизических) и теоретических значений относительных интенсивностей при низких плотностях. Подробные расчеты для широкого интервала параметров плазмы с учетом всех столкновительных и радиационных процессов между уровнями с главными квантовыми числами $n \leq 4$ были выполнены в работе ⁹¹. Результаты численного расчета отношения $\alpha = I(2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0) / I(2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0)$ для иона $MgXI$ при температуре $kT_e = 250$ эВ приведены на рис. 13. Кривая зависимости $\alpha(N_e)$ на различных участках определяется различными процессами.

В области $N_e < 10^{11} \text{ см}^{-3}$ α не зависит от N_e . При этом вероятности радиационного распада всех уровней, в том числе и уровней 2^3S_1 , 2^1S_0 ,

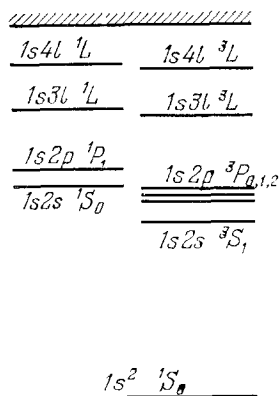


Рис. 12. Схема нижних возбужденных уровней гелиеподобного иона.

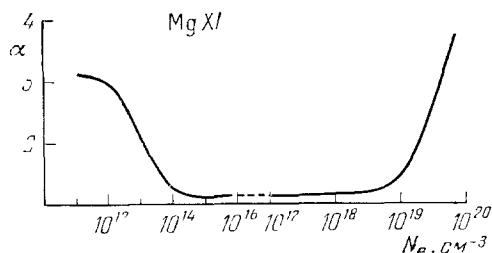


Рис. 13. Зависимость отношения интенсивностей α резонансной и интеркомбинационной линий гелиеподобного иона $MgXI$ от плотности плазмы.

2^3P_0 и 2^3P_2 , больше, чем скорость их столкновительного девозбуждения. В области N_e от 10^{11} см $^{-3}$ до $N_e \approx 10^{16}$ см $^{-3}$ вероятности радиационного распада «метастабильных» уровней 2^3S_1 , 2^3P_0 , 2^3P_2 последовательно становятся меньше вероятностей столкновительных переходов между триплетными уровнями. (Скорости столкновительных переходов между триплетами и синглетами на один-два порядка меньше, чем скорости переходов между уровнями одной мультиплетности.) Поэтому все триплетные уровни начинают высвечиваться через переход $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. В интервале 10^{16} см $^{-3} < N_e < 10^{19}$ см $^{-3}$ отношение α снова не зависит от плотности и определяется отношением полных скоростей возбуждения группы синглетов (2^1S_0 и 2^1P_1) и группы триплетов (2^3S_1 и $2^3P_{0,1,2}$).

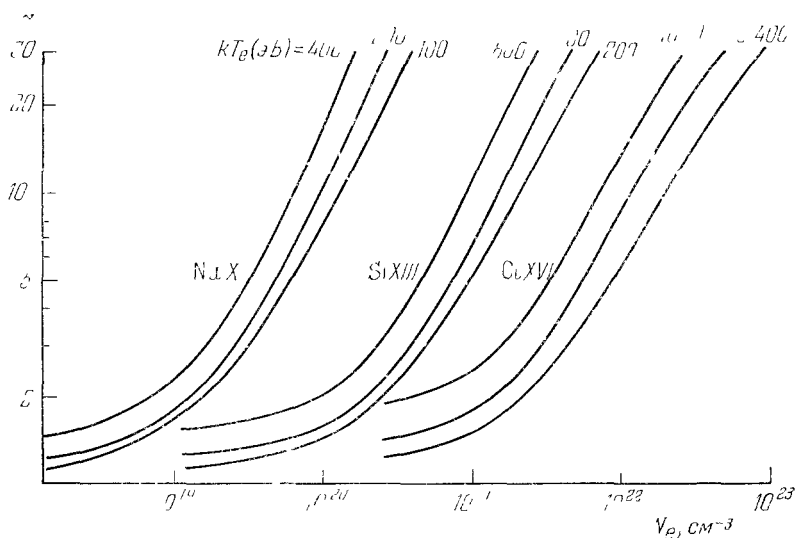


Рис. 14. Зависимости $\alpha(N_e)$ для ионов Na X, Si XIII и Cl XVI при различных температурах плазмы.

В области $N_e > 10^{19}$ см $^{-3}$ вероятность столкновительных переходов с уровней 2^3S и 2^3P на синглетный уровень 2^1L и вероятность их ионизации становятся больше, чем вероятность радиационного распада $A(2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0)$. При этом α увеличивается пропорционально N_e .

Далее, при $N_e > 10^{22}$ см $^{-3}$ столкновительные процессы девозбуждения станут существенны и для уровня 2^1P_1 и при больцмановском равновесии α будет равно отношению вероятностей радиационных переходов ($\sim 10^3$).

Расчеты населенностей уровней гелиеподобных ионов в широком интервале плотностей выполнены в работах ^{91,93-95}. На рис. 14—16 приведены построенные по результатам этих расчетов зависимости $\alpha(N_e)$ для ионов NaX — ArXVII в наиболее интересной для диагностики области $N_e \sim 10^{19} - 10^{23}$ см $^{-3}$. Весьма неожиданной оказалась зависимость от плотности интенсивности другой интеркомбинационной линии $3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$, впервые наблюдавшейся Бойко, Инкузом и Фаёновым ⁹⁵. Величина отношения интенсивностей ϵ разрешенной $3^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$ и интеркомбинационной $3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ линий, измеренная в ⁹⁵, значительно меньше, чем это следует как из корональной, так и из больцмановской моделей. Как выяснилось, аномально высокая интенсивность наблюдавшейся линии обусловлена каскадным заселением триплетных уровней.

Действительно, в области малых плотностей, которая соответствует случаю коронального распределения, отношение ϵ не зависит от N_e и его

величина равна своему корональному значению, составляющему ~ 50 для иона MgXII . Повышение плотности плазмы приводит к увеличению относительной населенности уровня 3^3P за счет каскадного возбуждения этого уровня через метастабильное триплетное состояние 2^3L , и величина α

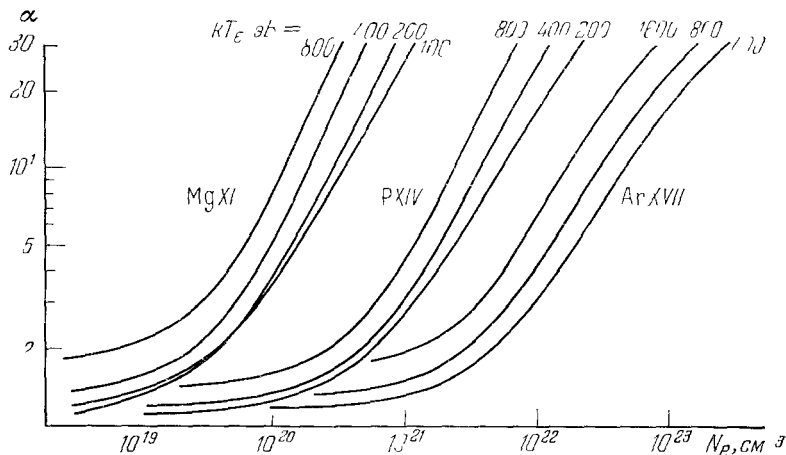


Рис. 15 То же, что на рис. 14, для ионов MgXI , P XIV и Ar XVII .

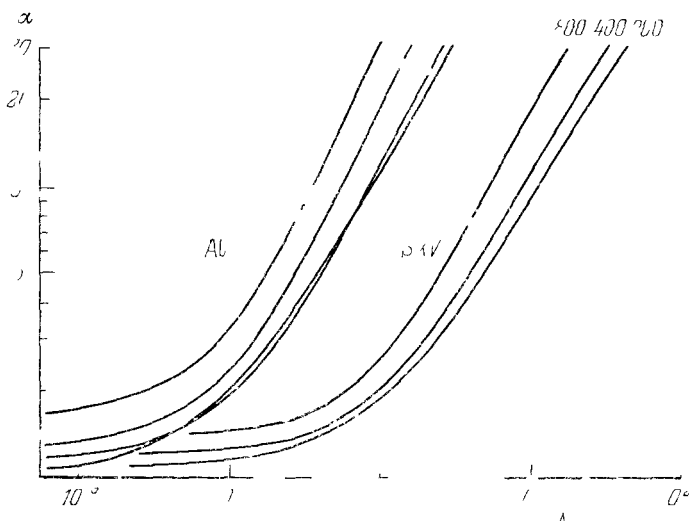


Рис. 16. То же, что на рис. 14 и 15, для ионов Al XIII и S XIV .

уменьшается. При еще большем увеличении плотности становятся значительными интеркомбинационные переходы между 2^3L и 2^1L уровнями, что приводит к уменьшению населенности уровня 2^3L и, следовательно, и уровня 3^3P . При этом отношение α вновь возрастает, стремясь к своему максимальному значению, которое для иона MgXI составляет ≈ 500 (рис. 17).

Таким образом, существует довольно узкая область значений плотности плазмы ($N_e \approx 10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для ионов с $Z \approx 11 - 14$), в которой разрешенная $3^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$ и интеркомбинационная линия $3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ имеют близкие интенсивности. То, что исследованная в работе⁹⁵ лазерная плазма имела плотность N_e , соответствующую как раз этой области,

и позволило обнаружить линию $3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. Наблюдение этой линии в лазерной плазме, так же как и наблюдение линии $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$, позволяет получать количественную информацию об электронной плотности

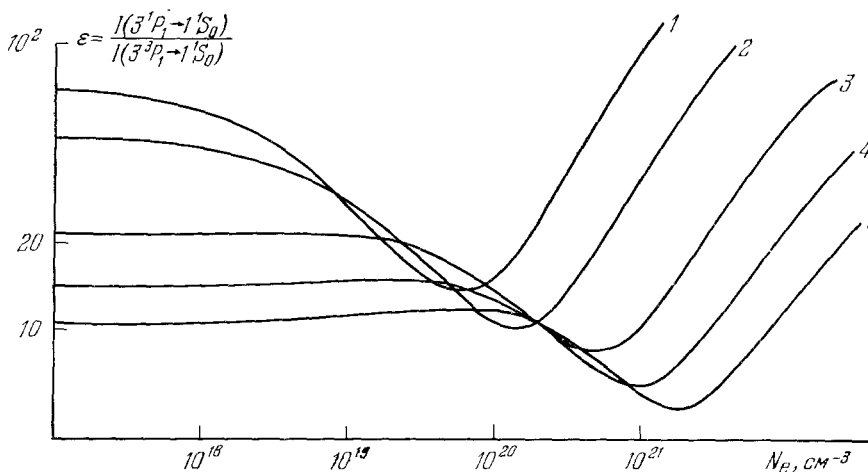


Рис. 17. Зависимость $\varepsilon = I(3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0)/I(3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0)$ от электронной плотности плазмы.

1 — MgXI, $kT_e = 172$ эВ; 2 — AlXII, $kT_e = 172$ эВ; 3 — P XIV, $kT_e = 345$ эВ; 4 — SXV, $kT_e = 345$ эВ; 5 — ClXVI, $kT_e = 345$ эВ.

плазмы (см. рис. 17). Помимо этого, высокая интенсивность линии $3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ подтверждает каскадный механизм возникновения инверсии населенностей на интеркомбинационных переходах $1s3l^3L \rightarrow 1s2l'^1L'$ ^{93,94}, длины волн которых лежат в рентгеновской области спектра.

в) Отношение интенсивностей диэлектронных сателлитов резонансной линии водородоподобных ионов

Диэлектронные сателлиты в рентгеновских спектрах многозарядных ионов возникают за счет переходов с дважды возбужденных состояний ионов предыдущей кратности ионизации. Сателлиты в спектрах водородоподобных ионов с $Z \gg 10$ практически также легко регистрируются, как и сами резонансные линии. Интерпретация интенсивностей сателлитных линий обычно проводится в рамках корональной модели для населенностей^{46,47} на основе релятивистских расчетов вероятностей излучательного A и безызлучательного Γ распадов уровней, лежащих за границей непрерывного спектра. Применение такой модели оправдано лишь для разреженной астрофизической плазмы, где несущественны столкновительные переходы между дважды возбужденными уровнями гелиеподобных ионов. В корональной модели интенсивность сателлита I оказывается тем выше, чем больше вероятность автоионизационного распада Γ :

$$I = \frac{g}{g_1} 4\pi^{3/2} a_0^3 N_e N_H(1s) \left(\frac{Ry}{kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) \frac{A\Gamma}{\Gamma + \Sigma A}; \quad (4.4)$$

здесь $N_H(1s)$ — плотность водородоподобных ионов в основном состоянии, $g_1 = 2$ — статистический вес основного состояния, a_0 — боровский радиус, g — статистический вес автоионизационного уровня, E — его энергия, отсчитанная от границы ионизации He-подобного иона.

Значения Γ для разных сателлитов могут различаться фактором $\sim 10^2$ ⁵⁷. Из корональной модели (4.4) тогда следует, что в случае $A \gg \Gamma$ аналогичный фактор должен сохраниться и в интенсивностях сателлитов. Однако спектроскопические исследования плазмы, созданной неодимовым и йодным лазерами, проведенные при различных условиях облучения и параметрах нагревающего излучения⁵⁶, показали, что сателлиты с малыми значениями Γ оказываются значительно интенсивнее, чем это следует из корональной модели. В работе⁹⁷ было показано, что причиной указанного расхождения является отступление от корональной модели в плотной плазме. Именно, в плотной плазме заселение дважды возбужденных состояний происходит не только за счет диэлектронного захвата, но и за счет столкновительных переходов с близлежащих автоионизационных состояний. В результате отношение интенсивностей ряда сателлитных линий зависит от N_e и может быть использовано для определения электронной плотности плазмы. Преимуществом этого метода диагностики является то, что эффекты пленения излучения, искажающие, вообще говоря, интенсивность и форму самих резонансных линий, не играют роли для сателлитов, так как нижними уровнями для сателлитов являются возбужденные уровни гелиеподобных ионов.

Населенности дважды возбужденных уровней гелиеподобных ионов, а следовательно, и интенсивности сателлитных линий, должны определяться решением системы уравнений баланса (схему уровней см. на рис. 18)

$$N_i (\Gamma_i + A_i + \sum_{k \neq i} N_k C_{ik}) = Q_i N_H (1s) + \sum_{k \neq i} N_k N_e C_{ki}, \quad (4.5)$$

где Q_i — вероятность диэлектронного захвата на уровень i .

При решении системы (4.5) следует учесть, что сателлиты к линиям водородоподобных ионов интенсивны лишь в том случае, если концентрация водородоподобных ионов достаточно высока, т. е. обычно при $kT_e \gg Z^2 R_y$. При таких температурах скорости столкновительных переходов внутри синглетной и внутри триплетной систем значительно больше, чем скорость переходов C_{Ts} между триплетами и синглетами⁵⁸. Поэтому при $N_e \ll N_0 = (A + \Gamma)/C_{Ts}$ уравнения баланса для триплетной и синглетной систем уровней можно рассматривать независимо. Расчет населенностей триплетных уровней был проведен в работе⁹⁷ с целью определения отношения интенсивностей двух групп сателлитных линий:

- 1) $2s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s2s \ ^3S_1$, $2s2p \ ^3P_1 \rightarrow 1s2s \ ^3S_1$, $2s2p \ ^3P_0 \rightarrow 1s2s \ ^3S_1$;
- 2) $2p^2 \ ^3P_2 \rightarrow 1s2p \ ^3P_2$, $2p^2 \ ^3P_2 \rightarrow 1s2p \ ^3P_1$, $2p^2 \ ^3P_1 \rightarrow 1s2p \ ^3P_1$, $2p^2 \ ^3P_1 \rightarrow 1s2p \ ^3P_0$.

Полученные в этой работе аналитические выражения позволили найти зависимость отношения интенсивностей этих групп линий $\kappa = \frac{I_2}{I_1}$ от плотности, которую качественно можно описать следующим образом.

При низких плотностях (корональный предел) путем диэлектронного захвата преимущественно заселяются уровни $2s2p \ ^3P$, а населенность уровней $2p^2 \ ^3P$ мала. С увеличением плотности уровни $2p^2 \ ^3P$ в основном уже заселяются возбуждением с уровней $2s2p \ ^3P$, и отношение κ возрастает. При еще большем увеличении плотности (столкновительные переходы) устанавливается больцмановское распределение внутри триплетной

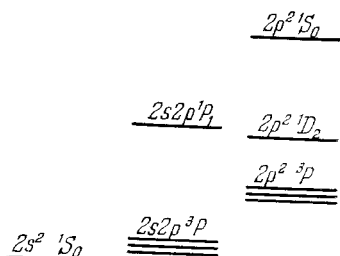


Рис. 18. Схема дважды возбужденных уровней гелиеподобного иона.

системы. Существенно, что бальмовское равновесие между триплетными уровнями устанавливается уже при $N_e \ll N_0 = (A + \Gamma)/C_{TS}$, поскольку скорости столкновительных переходов $2s2p\ ^3P \rightleftharpoons 2p^2\ ^3P$ примерно на два порядка больше скоростей интеркомбинационных переходов C_{TS} .

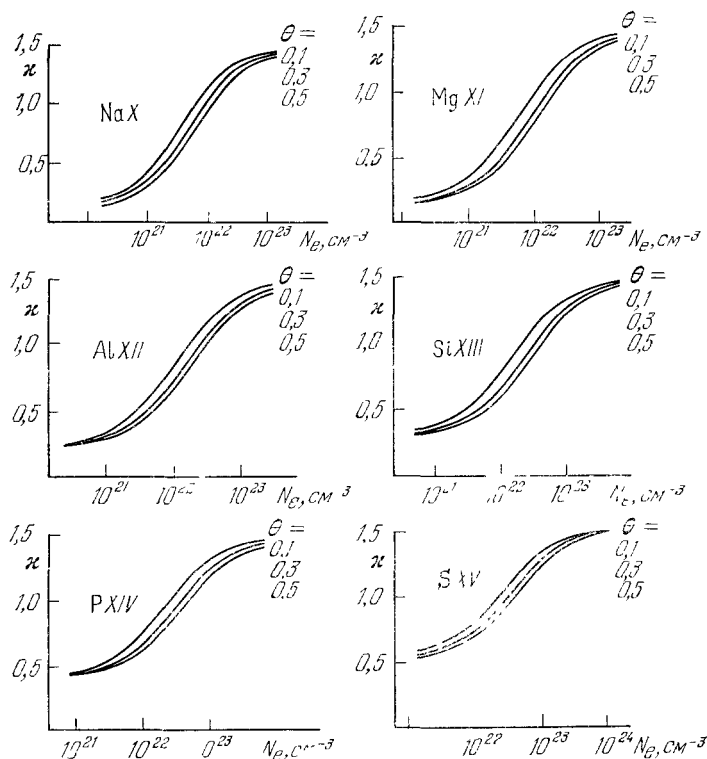


Рис. 19. Зависимости отношений интенсивностей κ спутных линий ионов Na X — S XV от плотности плазмы.

Результаты расчета отношения интенсивностей указанных выше двух групп спутных линий в диапазоне $N_e \sim 10^{20} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ приведены на рис. 19.

г) Отношение интенсивностей линий кислородоподобных ионов

Спектры ионов с основной электронной конфигурацией $2s^22p^k$ ($k = 1 - 6$) в области 70–200 Å интенсивно исследовались в последние годы, и данные о них содержатся в работах ^{98,99}. В работе ¹⁰⁰ указано на возможность определения электронной плотности по относительным интенсивностям переходов между уровнями с главным квантовым числом $n = 2$, лежащих в этой области длин волн. Такой метод представляется весьма важным по двум причинам.

Во-первых, применение его наряду с методами диагностики по относительным интенсивностям линий водородо- и гелиепоподобных ионов и их спутников позволяет расширить область диагностируемых параметров плазмы, как по плотности, так и по температуре.

Во-вторых, плазма, содержащая многозарядные ионы с конфигурациями $2s^22p^k$, рассматривается в настоящее время как перспективная

активная среда лазеров далекого УФ диапазона ^{101-107,22}. При этом оказывается, что коэффициент усиления на фиксированном переходе имеет резко выраженный максимум как функция электронной плотности ¹⁰⁴. В связи с этим для оптимизации условий получения генерации весьма желательно развитие методов диагностики плотности по спектрам ионов с основной конфигурацией $2s^22p^h$.

Следуя работе ¹⁰⁸, рассмотрим процессы, определяющие населенности возбужденных уровней кислородоподобного иона с главными квантовыми числами $n = 2$ (схема уровней приведена на рис. 20).

Оценка сечений столкновительных переходов показывает, что главный вклад в константы релаксации вносят электрон-ионные столкновения. Заселение уровней, принадлежащих к конфигурации $2s2p^5$, происходит при возбуждении электронным ударом основной конфигурации $2s^22p^4$. Возбуждение уровня $2p^6\ ^1S_0$ из основного состояния соответствует двухэлектронному переходу, сечение которого очень мало (значительно меньше, чем сечение возбуждения одноэлектронного перехода ¹⁰⁹), поэтому заселение этого уровня в плотной плазме с гораздо большей эффективностью осуществляется посредством каскадного перехода через состояние $2s2p^5\ ^1P_1$.

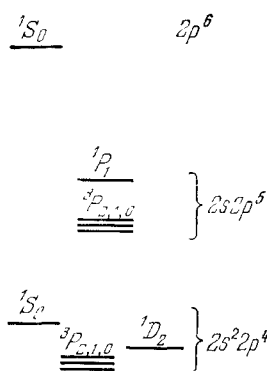


Рис. 20. Схема нижних возбужденных уровней O-подобного иона.

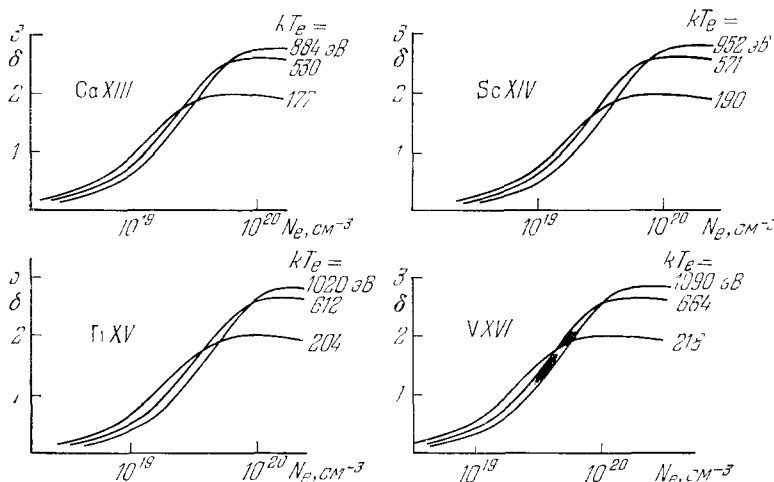


Рис. 21. Зависимости отношений интенсивностей δ линий кислородоподобных ионов Ca XIII, Sc XIV, Ti XV и V XVI от электронной плотности плазмы.

Распад уровней $2s2p^5$ происходит при радиационных и столкновительных переходах на уровни основной конфигурации. Уровень $2p^6\ ^1S_0$ распадается за счет переходов на уровни конфигурации $2s2p^5$.

Решение системы кинетических уравнений для населенностей рассматриваемых уровней с учетом названных процессов может быть легко получено аналитически ¹⁰⁸. В работе ¹¹⁰ это решение было использовано для расчета зависимостей от параметров плазмы отношения интенсивностей $\delta = I(2p^6\ ^1S_0 \rightarrow 2s2p^5\ ^1P_1) / I(2s2p^5\ ^3P_2 \rightarrow 2s^22p^4\ ^3P_1)$ линий кислородоподобных ионов CaXIII — FeXIX (см. рис. 21—22). Из приведенных

рисунков видно, что зависимость величины δ от температуры плазмы является очень слабой. Это обстоятельство представляется весьма удобным

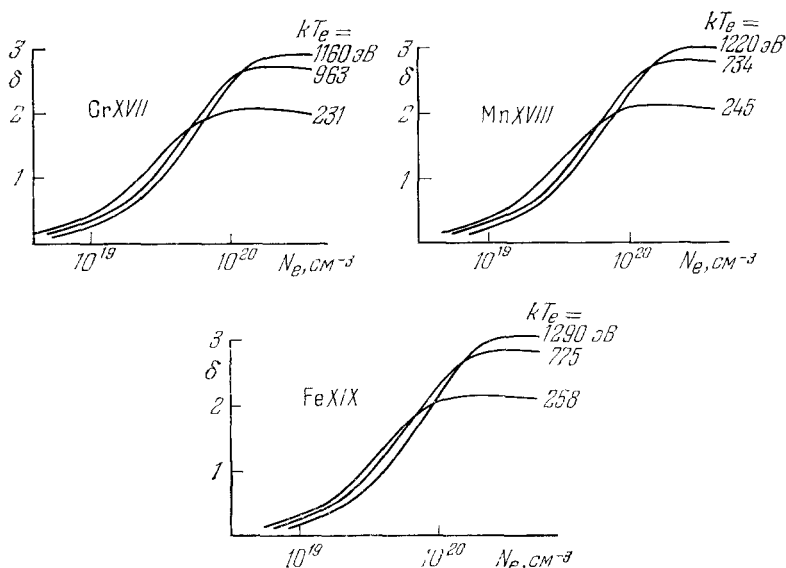


Рис. 22. То же, что на рис. 21, для ионов Cr XVII, Mn XVIII и Fe XIX.

для определения электронной плотности. Рассмотренная методика была использована в работе¹⁰⁸ для определения плотности лазерной плазмы по спектрам ионов Ca XIII и Ti XV.

5. О СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ СВЕРХПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Методики, рассмотренные в гл. IV настоящей статьи, позволяют проводить измерения электронной плотности плазмы в области $N_e \sim 10^{19} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ по относительным интенсивностям рентгеновских линий ионов с зарядами $Z \sim 10-15$ (см рис. 11, 14-17, 19, 21, 22). В принципе, при увеличении заряда иона эти методы можно использовать и для диагностики более плотной плазмы с $N_e > 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Однако в этом случае оказывается необходимым присутствие в исследуемой плазме ионов с весьма большими потенциалами ионизации $I_i \gtrsim 3,5 \text{ кэВ}$, которые возбуждаются лишь при очень высоких температурах. В связи с этим представляется весьма актуальным исследование возможности продвижения в сторону больших плотностей не за счет увеличения заряда иона, а за счет более подходящего выбора спектральных линий иона с данным Z . Другими словами, представляет интерес ответ на вопрос, до каких пор при увеличении плотности плазмы распределение по возбужденным уровням для иона с фиксированным Z может отличаться от больцмановского.

Для выяснения этого вопроса обратимся к условию (2.1), которое определяет установление больцмановского распределения между двумя уровнями 1 и 2. Из (2.1) видно, что при увеличении электронной плотности больцмановское равновесие в последнюю очередь устанавливается между уровнями, удовлетворяющими двум условиям: а) вероятности радиационного распада A обоих уровней велики (т. е. радиационный распад определяется оптически разрешенными переходами), б) скорость столкновительных переходов C между уровнями относительно мала (например, уровни с раз-

личной мультиплетностью). Легко видеть, что случаи, рассмотренные в гл. 4, не удовлетворяют одновременно обоим условиям. Действительно, для триплетных состояний 2^3P (раздел б) гл. 4) не выполняется условие а), так как их распад определяется слабым спин-орбитальным взаимодействием и величина A мала. В остальных случаях (разделы а), в—г) гл. 4), хотя условие а) и выполнено, но уровни оказываются связанными дипольными столкновительными переходами, скорость которых велика (не выполняется условие б)).

Одновременное выполнение условий а) и б) оказывается возможным для триплетных и синглетных дважды возбужденных состояний гелиеподобного иона. Действительно, радиационный распад таких состояний соответствует интенсивному резонансному переходу (удовлетворено условие а)), а скорость столкновительных переходов мала, поскольку данные уровни обладают различной мультиплетностью (удовлетворено условие б)). Из вышесказанного следует, что установление больцмановского распределения и изменение относительных интенсивностей спектральных линий в такой системе происходит при значительно более высоких плотностях, чем в случаях, рассмотренных выше. Поэтому такая система представляется наиболее перспективной для диагностики сверхплотной плазмы (см. ¹¹¹).

Рассмотрим изменение относительных населенностей дважды возбужденных состояний гелиеподобного иона при переходе от разреженной к плотной плазме (схему уровней см. на рис. 18). Прежде всего отметим, что установление больцмановского распределения между рассматриваемыми уровнями осуществляется в два этапа. Сначала, при $N_e \sim A/C$ (где C — скорость столкновительных переходов типа триплет \rightarrow триплет или синглет \rightarrow синглет), больцмановское распределение устанавливается отдельно в системах триплетных и синглетных уровней. Эта область значений электронной плотности N_e подробно обсуждалась в разделе в) гл. 4 настоящей работы. При увеличении плотности до значений $N_e \sim A/C_{TS}$ (где C_{TS} — скорость столкновительных переходов между триплетными и синглетными уровнями) больцмановское распределение начинает устанавливаться и между состояниями с разной мультиплетностью, что вновь приводит к изменению отношения интенсивностей некоторых линий.

Относительные населенности триплетных и синглетных состояний в этой области можно легко определить из уравнений баланса для системы уровней, изображенных на рис. 23:

$$\left. \begin{aligned} N_1(A_1 + \Gamma_1 + W_{12} + W_{13}) &= N_0 Q_{01} + N_2 W_{21} + N_3 W_{31}, \\ N_2(A_2 + \Gamma_2 + W_{21} + W_{23}) &= N_0 Q_{02} + N_1 W_{12} + N_3 W_{32}, \\ N_3(A_3 + \Gamma_3 + W_{31} + W_{32}) &= N_0 Q_{03} + N_1 W_{13} + N_2 W_{23}. \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

Здесь индексами 1, 2, 3 и 0 обозначены соответственно системы синглетных и триплетных дважды возбужденных уровней гелиеподобного иона, уровни с $n = 2$ и основное состояние водородоподобного иона. Таким образом, в системе уравнений (5.1) учтены процессы автоионизационного и радиационного распада, диэлектронный захват, ионизация, тройная рекомбинация, столкновительные интеркомбинационные переходы. Решая (5.1)

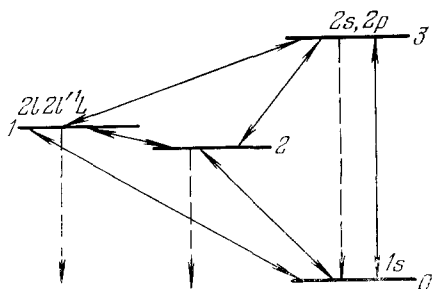


Рис. 23. Схема, используемая при расчете отношения интенсивностей σ триплетных и синглетных спутных линий в сверхплотной плазме (уровень в середине — $2l2l'3L$).

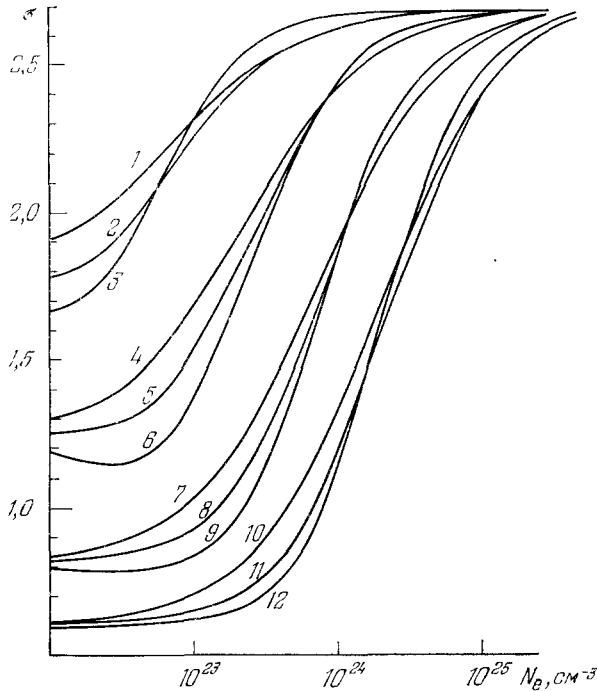
для отношения населенностей триплетных и синглетных уровней, легко получаем следующее выражение:

$$\frac{N_2}{N_1} = D_1 \frac{1 + D_2 N_e + D_3 N_e^2 + D_4 N_e^3}{1 + D_5 N_e + D_6 N_e^2 + D_7 N_e^3}, \quad (5.2)$$

где обозначено:

$$\begin{aligned} D_1 &= \frac{g_2 q_{02} (A_1 + \Gamma_1)}{q_1 q_{01} (A_2 + \Gamma_2)}, \quad D_2 = \frac{C_{30}}{A_{30}} + \frac{C_1 + (q_{01} C_{21}/q_{02})}{A_1 + \Gamma_1}, \\ D_3 &= \frac{b}{A_{30} S} \left(\frac{C_3}{g_3} + \frac{q_{03}}{q_{02}} C_i \right) + \frac{C_{30} + (C_1 q_{01} C_{21}/q_{02})}{A_{30} (A_1 + \Gamma_1)}, \\ D_4 &= \frac{Q b C_i (C_1 + C_{21})}{q_3 q_{02} S A_{30} (A_1 + \Gamma_1)}, \quad D_5 = \frac{C_{30}}{A_{30}} + \frac{C_2 + (q_{02} C_{12}/q_{01})}{A_2 + \Gamma_2}, \\ D_6 &= \frac{b}{A_{30} S} \left(\frac{C_3}{g_3} + \frac{q_{03}}{q_{01}} C_i \right) + \frac{C_{30} [C_2 + (q_{02} C_{12}/q_{01})]}{A_{30} (A_2 + \Gamma_2)}, \quad D_7 = \frac{D_1 D_4 g_1}{g_2}, \\ C_{13} &= C_{23} = C_i, \quad C_1 = C_{12} + C_i, \quad C_2 = C_{21} + C_i, \quad C_3 = (g_1 + g_2) C_i, \\ q_{0k} &= \frac{Q_0 k}{g_k}, \quad b = \exp \left(\frac{\Delta E_{13}}{k T_e} \right), \quad S = 2 \left(\frac{m k T_e}{2 \pi \hbar^2} \right)^{3/2}, \quad Q = Q_{01} + Q_{02} + Q_{03}. \end{aligned}$$

Формулу (5.2) можно использовать для определения отношения интенсивностей любой пары линий, одна из которых начинается с триплетного,



(Рис. 24. Зависимости $\sigma(N_e)$ для ионов: O VII (1—3) ($kT_e = 41, 81, 121$ эВ), Ne IX (4 — 6) ($kT_e = 67, 134, 201$ эВ), Mg XI (7—9) ($kT_e = 100, 200, 300$ эВ), Si XIII (10—12) ($kT_e = 140, 280, 420$ эВ).

а другая — с синглетного уровня. Например, на рис. 24 приведены построенные по (5.2) зависимости от N_e отношения интенсивностей $\sigma = I_T / I_S$ для ионов O VII, Ne IX, Mg XI и Si XIII; здесь I_T есть сумма интенсивностей нескольких близлежащих триплетных линий, а I_S — интенсивность

наиболее сильной синглетной линии (величины, на наш взгляд, наиболее удобные для экспериментального определения), именно: $I_S = I(2p^2 \ ^1D_2 \rightarrow 1s2p \ ^1P_1)$; $I_T = I(2p^2 \ ^3P_1 \rightarrow 1s2p \ ^3P_0) + \sum_{J=0}^2 [I(2p^2 \ ^3P_J \rightarrow 1s2p \ ^3P_1) + I(2s2p \ ^3P_J \rightarrow 1s2s \ ^3S_1)] + \sum_{J=1}^2 I(2p^2 \ ^3P_J \rightarrow 1s2p \ ^3P_2)$. Как видно из приведенного рисунка, зависимости $\sigma(N_e)$ позволяют при использовании ионов с потенциалами ионизации $I_i \sim 0,74 - 2,4$ кэВ проводить измерения плотности в области $N_e \sim 10^{22} - 10^{25} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что величина перепада отношения интенсивностей уменьшается с уменьшением заряда иона. Это обстоятельство затруднит диагностику по линиям элементов легче кислорода, т. е. исследование плазмы с еще более низкой температурой (см. рис. 24).

6. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ

Рассмотренные выше отношения интенсивностей ряда спектральных линий многозарядных ионов позволяют при соответствующем выборе заряда иона определять плотность плазмы в широком интервале от $N_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $N_e \sim 10^{25} \text{ см}^{-3}$ (см. таблицу). В выполненных расчетах

Области применения спектроскопических методов диагностики плазмы

Метод определения плотности по отношению интенсивностей	Заряд иона	Потенциал ионизации, эВ	Область диагностики, см^{-3}
Компонент резонансного дублета водородоподобного иона	11-15	1,46-3,49	$10^{20} - 10^{22}$
Резонансный и интеркомбинационный линии гелийподобного иона	9-16	1,47-4,12	$10^{19} - 10^{23}$
Диэлектронных спутников резонансной линии водородоподобного иона	9-14	1,47-3,22	$10^{20} - 10^{21}$
Линия О-подобного иона	6-12	0,74-2,44	$10^{22} - 10^{24}$
	12-18	0,73-1,46	$10^{18} - 10^{20}$

заложены три условия, которые, вообще говоря, могут ограничить область их применения:

- 1) решается стационарная система уравнений для населенностей;
- 2) ионизационное состояние плазмы предполагается соответствующим данной температуре и плотности;
- 3) плазма предполагается оптически тонкой (во всяком случае в рассматриваемых линиях).

Рассмотрим эти условия более подробно.

Время установления для населенностей возбужденных уровней, которыми определяются рассмотренные интенсивности, обычно весьма мало. Например, характерный временной масштаб для лазерной плазмы $\sim 10^{-9}$ с, а время самого медленного радиационного распада $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ в случае иона MgXI составляет $\tau_{\text{изл}} \sim 3 \cdot 10^{-11}$ с. Поэтому использование для них стационарных уравнений вполне оправдано.

Время установления стационарного ионизационного состояния, т. е. время установления стационарных концентраций для ионов в основном состоянии, как правило, значительно больше, чем для возбужденных состояний. При этом плазма может оказаться как рекомбинирующей, переохлажденной, так и перегретой, недоионизованной. Степень отклонения от ионизационного равновесия в плазме, содержащей гелийподобные

ионы, можно определить по интенсивностям спутников к их резонансным линиям⁴⁷. При наличии значительной нестационарности ионизационного состояния описанные выше схемы расчета несложно модифицировать, включив в члены накачки процессы возбуждения из внутренних оболочек в случае недоионизованной плазмы и процессы рекомбинации в случае остывающей плазмы.

Точный учет эффекта пленения излучения в многоуровневой системе весьма сложен. Приближенно это можно сделать, используя введенные Холстейном и Биберманом для двухуровневых систем эффективные вероятности радиационного распада^{112,113}. Такого рода рассмотрение показывает, что в некоторых случаях большая оптическая толщина плазмы не сказывается на относительных интенсивностях спектральных линий. Например, большая оптическая толщина в резонансной линии гелиепоподобного иона до определенного предела не влияет на отношение интенсивностей резонансной и интеркомбинационной линий (см. б) гл. 4). В данном случае пленение резонансной линии начнет существенно влиять на ее интенсивность лишь тогда, когда эффективная вероятность распада уровня 2^1P_1 уменьшится до величины, сравнимой с вероятностью распада триплетного уровня 2^3P_1 . Для ионов с зарядом $Z \sim 10-20$ это соответствует значениям оптической толщины $\tau_{оп} \sim 100-10$. В других случаях (см. разделы а, в — г) гл. 4 и гл. 5) пленение излучения будет оказывать сильное влияние уже при $\tau_{оп} \sim 1$; см., например,¹¹⁴. В связи с этим надежная диагностика неоднородной плазмы с помощью методов, описанных в гл. 4, 5, возможна лишь для оптически тонкой плазмы. Отметим, однако, что 1) практически всегда это может быть легко достигнуто введением необходимых элементов в состав мишени в качестве малых примесей; 2) в случае диэлектронных спутников (раздел в) гл. 4 и гл. 5), когда нижний уровень радиационного перехода является возбужденным, оптическая толщина плазмы во всех реальных экспериментальных условиях заведомо меньше единицы и пленение излучения отсутствует.

В заключение этой главы отметим, что рассмотренные в гл. 4 методы определения плотности плазмы в настоящее время довольно широко применяются при исследовании плотной плазмы^{23,25,40,42,88-90,93,96,108,115,116} и дают, как правило, результаты, хорошо согласующиеся как друг с другом, так и с результатами определения плотности по штарковскому уширению линий водородоподобных ионов^{40,42,88,90,93,96,116}.

7. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Существенное влияние на характер газодинамического расширения и сжатия инерциальной плазмы может оказывать наличие сильных электрических и магнитных полей^{117,118}. Существование таких полей обсуждалось в целом ряде теоретических и экспериментальных работ. Например, в неоднородной лазерной плазме уже линейная теория предсказывает резкое увеличение амплитуды электрического поля вблизи критической точки на лазерной частоте при острой фокусировке излучения, поляризованного в плоскости падения. Увеличение амплитуды поля сопровождается резонансным поглощением лазерного излучения^{119,120}, наличие которого экспериментально подтверждено в^{121,122}. Согласно¹²¹ характерный размер неоднородности вблизи критической точки составляет всего лишь несколько микрон, что объясняется пондеромоторным действием сильных электрических полей. Далее, согласно нелинейной теории в присутствии мощного лазерного поля происходит раскачка электромагнитных колебаний на целом ряде частот, соответствующих параметрическим

неустойчивостям¹²³. Экспериментальное наблюдение этих полей могло бы существенно прояснить характер электродинамических процессов вблизи критической точки.

Возникает естественный вопрос: какие выводы о наличии электромагнитных полей можно сделать из анализа линейчатого рентгеновского спектра?

Сильное электрическое поле на лазерной частоте ω_0 должно привести к возникновению двух линий вблизи каждого запрещенного по четности перехода ω_{21} *) (см. рис. 25). Эти линии имеют частоты $\omega_{21} \pm \omega_0$ и соответствуют двухфотонным процессам — антистоксову комбинационному рассеянию и вынужденному двухфотонному излучению. В отсутствие случайных резонансов интенсивности линий практически одинаковы и даются выражением

$$I = \frac{(\omega'/\omega_0) N_2 \sigma E^2}{8\pi C},$$

где σ — сечение комбинационного рассеяния, которое в приближении одного виртуального уровня можно оценить следующим образом:

$$\sigma = \sigma_T \frac{\omega_0 \omega'^3 (\omega_{l2} + \omega_{l1}) f_{l1} f_{l2}}{4 (\omega_{l2} - \omega_0)^2 (\omega_{l1} + \omega_0)^2 \omega_{l1} \omega_{l2}},$$

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2,$$

где $\omega' = \omega_{21} \pm \omega_0$, σ_T — томсоновское сечение, f_{ij} — сила осциллятора перехода $i \rightarrow j$.

Как показано в¹²⁴, интенсивность этих лазерных сателлитов начинает сравниться с интенсивностями разрешенных линий гелиеноподобных и литиеподобных ионов при $cE^2/8\pi \approx 10^{15}$ Вт/см². Расщепление между сателлитами $2\omega_0$ для неодимового лазера составляет ~ 2 эВ, что вполне соответствует экспериментально достигнутому спектральному разрешению в области выше нескольких ангстрем. Для CO₂-лазера расщепление $2\omega_0$ уже меньше спектрального разрешения. В этом случае лазерные сателлиты должны наблюдаться просто как линия с частотой запрещенного перехода. К аналогичному эффекту должны приводить и ион-ионные столкновения в очень плотной плазме¹²⁵. Линии, соответствующие запрещенным переходам, в лазерной плазме наблюдались в работе¹²⁶.

Спонтанные магнитные поля были обнаружены при фокусировке лазерного излучения как на поверхности твердых тел, так и в газах¹²⁷⁻¹²⁹. В работе¹²⁹ методом фарадеевского вращения зарегистрировано поле порядка нескольких мегагаусс. Однако попытки наблюдать зеемановское расщепление спектральных линий в лазерной плазме оказались неудачными. Эта проблема остается одним из пробных камней спектроскопических методов диагностики^{130,131}.

Величина зеемановского расщепления при напряженности поля $\sim 10^6$ гаусс (что соответствует также современным теоретическим пред-

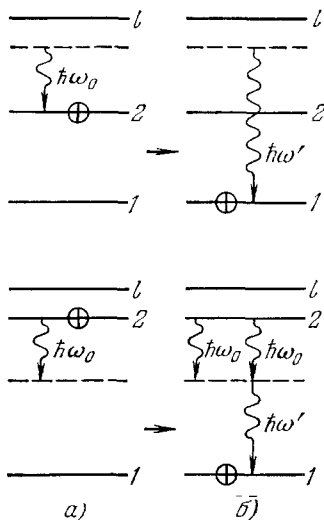


Рис. 25. а) Комбинационное рассеяние на возбужденном ионе при начальном состоянии $B^* + \hbar\omega_0$ и конечном состоянии $B + \hbar\omega'$; б) вынужденное двухфотонное излучение при начальном состоянии $B^* + \hbar\omega_0$ и конечном состоянии $B + 2\hbar\omega_0 + \hbar\omega'$.

*) Для видимого диапазона этот эффект рассматривался Баранже и Мозером¹³⁵.

ставлениям ^{130,132,133}) равна $^{134} \Delta\omega_H = eH/2mc^2 = 3 \cdot 10^{-2}$ эВ. Допплеровская ширина спектральных линий в зависимости от потока и условий фокусировки колеблется в пределах $\frac{\Delta\omega_D}{\omega} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$. Мы примем типичное значение $\frac{\Delta\omega_D}{\omega} = 5 \cdot 10^{-4}$. Надежное наблюдение расщепления возможно при $\Delta\omega_H > \Delta\omega_D$, т. е. при $h\omega < 60$ эВ. Весьма удобными представляются переходы типа $2^3P \rightarrow 2^3S$ гелиеподобных ионов. Эти линии легко могут быть отождествлены, а кроме того, при $N_e \sim 10^{20} - 10^{21}$ см⁻³ интенсивность их намного выше, чем, например, интенсивность линии $2^1P \rightarrow 2^1S$, так как уровень 2^3P — метастабильный (см. раздел б) гл. 4). В случае ионов Mg XI и Si XIII соответствующие длины волн составляют 950,6 Å и 763,36 Å. Систематические спектральные исследования горячей лазерной плазмы в этом диапазоне пока не проводились.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изучение линейчатых рентгеновских спектров инверсионных систем может дать обширную информацию как о фундаментальных свойствах многозарядных ионов элементов, вводимых в состав мишеней, так и о физических условиях, реализующихся в плазме. Успешное развитие техники получения спектров с временным и пространственным разрешением поставит рентгеновскую спектроскопию в ряд наиболее эффективных средств диагностики плазмы. Особую актуальность наряду с рентгеновской микроскопией и нейтронной диагностикой ^{135, 136} приобретает разработка таких методов в связи с исследованиями инерциально удерживаемой плазмы.

Авторы благодарят Н. Г. Басова и И. И. Соболевмана, ознакомившихся с рукописью и сделавших ряд замечаний, а также С. А. Пиквуза, Е. Н. Рагозина и А. Я. Фаенова за предоставление экспериментальных материалов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н. — ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 171.
2. Басов Н. Г., Захаров С. Д., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Чекалин С. В. — Письма ЖЭТФ, 1968, т. 8, с. 26.
3. Bruesckner K. A., Jorga S. — Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, p. 325.
4. Басов Н. Г., Розанов В. Б., Соболевский Н. М. — Изв. АН СССР. Сер. «Энергетика и транспорт», 1975, № 6, с. 3.
5. Проблемы лазерного термоядерного синтеза: Сб. статей / Под ред. А. А. Филлюкова. — М.: Атомиздат, 1976.
6. Прохоров А. М., Анисимов С. Н., Пашилин П. П. — УФН, 1976, т. 119, с. 401.
7. Афласьев Ю. В., Басов Н. Г., Гамалин Ф. Г., Крохин О. Н., Розанов В. Б. — Природа, 1976, № 10, с. 5.
8. Winterberg F. — Phys. Rev., 1968, v. 174, p. 212.
9. Clauser M. J. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 570.
10. Боголюбовский С. Л., Герасимов Б. П., Ликсонов В. Н., Милайлов А. М., Попов Ю. П., Рудаков Л. П., Самарский А. А., Смирнов В. П. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 206.
11. Proc. of 6th Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Berchtesgaden. 6—13 October 1976. — Nucl. Fus. Suppl., 1977, v. 4, p. 167.
12. Гусев О. А., Ройфе И. М., Энгелько В. П. НИИЭА № ОЕ-18. — Л.: 1977.
13. Miller P. A., Butler R. J., Cowan M., Fruman J. R., Ponkey J. W., Wright T. P., Yonas G. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 92.
14. Winterberg F. — Plasma Phys., 1975, v. 17, p. 69.
15. Clauser M. J. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 848.

16. Grunspan M., Humprials S., Maehchem J., Sudan R. N.— Ibid., 1977, v. 39, p. 24.
17. Зондирование неоднородной плазмы электромагнитными волнами: Сб. статей/Под ред. Л. А. Душина.— М.: Наука, 1973.
18. Кузнецов Э. И., Щеглов Д. А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.
19. Пятницкий Л. И. Лазерная диагностика плазмы.— М.: Атомиздат, 1976.
20. Молчанов А. Г.—УФН. 1972, т. 106, с. 165.
21. Waynant R. W., Elton R. C.— Proc. IEEE, 1976, v. 64, p. 1059.
22. Vinogradov A. V., Sobelman I. I., Yukov E. A.— Invited Paper presented to VUV Radiation Physics Conference, Montpellier, September 1977.
23. Zigler A., Zmora H., Komet Y.— Phys. Lett. Ser. A, 1977, v. 60, p. 319.
24. Conturand J. C., Faure C.— Opt. Comm., 1976, v. 17, p. 103.
25. Касьянов Ю. С., Мазинг М. А., Чевокин В. В., Щевелько А. П.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 373.
26. Gabriel A. H., Jordan C.— In: Case Studies in Atomic Collision Physics.— 1972.— V. 2, p. 209.
27. Cohen L., Feldman U., Swartz M., Underwood J. H.— J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 843.
28. Lie T. N., Elton R. C.— Phys. Rev. Ser. A, 1971, v. 3, p. 865.
29. Гольц Э. Я., Житник И. А., Конопов Э. Я., Мандельштам С. Л., Сидельников Ю. В.— ДАН СССР, 1975, т. 220, с. 560.
30. Cilliers W. A., Datla R. U., Griem H. R.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 12, p. 1408.
31. Lie T. N., Elton R. C.— Bull. Am. Phys. Soc., 1976, v. 21, p. 1040.
32. Peacock N. J., Spear R. J., Hobby M. G.— J Phys. Ser. B, 1969, v. 2, p. 798.
33. Gabriel A. H., Paget T. M.— Ibid., 1972, v. 5, p. 673.
34. Burkhalter P. G., Dozier C. M., Nagel D. J. Naval Research Lab. Preprint No. 101.— Washington: May 19, 1976.
35. Dozier C. M., Burkhalter P. G., Nagel D. J., Stephankis S. J., Mosher D.— J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. L73.
36. Аглицкий Е. В., Бойко В. А., Захаров С. М., Пикюз С. А., Фаенов А. Я.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 908.
37. Nagel D. J., Burkhalter P. G., Dozier C. M., Holzrichter J. F., Klein R. M., McMahon J. M., Stamper J. A., Whitlock R. R.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 743.
38. Feldman U., Doshek G. A., Nagel D. J., Cowan R. D., Whitlock R. R.— Appl. Phys., 1974, v. 192, p. 213.
39. Burkhalter R. G., Nagel D. J., Cowan R. D.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 11, p. 782.
40. Бойко В. А., Пикюз С. А., Фаенов А. Я. Препринты ФИАН СССР №№ 17, 19, 20.— Москва: 1976.
41. Behring W. E., Cohen L., Doshek G. A., Feldman U.— J. Opt. Soc. Am., 1976, v. 66, p. 376.
42. Бойко В. А., Пикюз С. А., Фаенов А. Я.— J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer, 1978, v. 19, p. 11.
43. Safronova U. I.— Ibid, 1974, v; 14, p. 254.
44. Ermolaev A. M., Jones M.— J. Phys. Ser. B, 1974, v. 7, p. 199.
45. Ivanova E. N., Safronova U. I.— Ibid., 1975, v. 8, p. 1591.
46. Bhalla C. R., Gabriel A. H., Presnyakov L. P.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, v. 172, p. 359.
47. Пресняков Л. П.— УФН. 1976, т. 119, с. 49.
48. Marrus R., Schmieder R. W.— Phys. Rev. Ser. A, 1972, v. 5, p. 1160.
49. Could H., Marrus R., Mohr P.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 676.
50. Gould H., Marrus R., Schmieder R. W.— Ibid., 1973, v. 31, p. 504.
51. Mowat J. R., Griffin P. M., Haselton H. H., Laubert R., Pegg D. J., Peterson R. S., Selin I. A., Thoe R. S.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 11, p. 2138.
52. Heckmann P. H., Trabert E., Winter H., Hannebauer G., Bukow H. H.; Buttlar H. V.— Ibid., 1976, v. 12, p. 126.
53. Pegg D. J., Elston S. B., Griffin P. M., Haydden H. C., Forester J. P., Thoe P. S., Peterson R. S., Selin I. A.— Ibid., 1976, v. 14, p. 1036.
54. Datla R. U., Blaha M., Kunze H. J.— Ibid., 1975, v. 12, p. 1076.
55. Datla R. U., Nugent L. J., Griem H. R.— Ibid., 1976, v. 14, p. 976.
56. Drake G. W. F., Dalgarno A.— Astrophys. J., 1969, v. 157, p. 459.
57. Вайнштейн Л. А., Сафронова У. И. Препринт ФИАН СССР № 6.— Москва: 1975.

58. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами.— М.: Наука, 1973.
59. Johnson W. R., Lin C. D., Dalgarno A.— J. Phys. Ser. B, 1976, v. 2, p. L301.
60. Kelsey E. J.— Ann. of Phys., 1976, v. 98, p. 462.
61. Вайнштейн Л. А., Шевелько В. П.— Препринты ФИАН СССР № 87 (1970); № 26 (1974).
62. Eissner W., Seaton M. J.— J. Phys. Ser. B, 1972, v. 5, p. 2187.
63. Seaton M. J.— Ibid., 1974, v. 7, p. 1817.
64. Seaton M. J.— In: Atomic and Molecular Processes/ Ed. D. R. Bates.— N.Y.: Academic Press, 1962.— Ch. 11; Proc. Phys. Soc., 1962, v. 79, p. 1105.
65. Van Regemorter H.— Astrophys. J., 1962, v. 136, p. 906.
66. Wiese W. L., Weiss A. W.— An Assessment of the Effective Gaunt Factor Approximation: Preprint NBS.— 1977.
67. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Wenter A.— Rev. Mod. Phys., 1956, v. 28, p. 432: см. также перевод в кн. Деформация атомных ядер/Под ред. Л. А. Слива.— М.: ИЛ, 1958.
68. Spitzer L.— Phys. Rev., 1940, v. 58, p. 348.
69. Seaton M. J.— Proc. Phys. Soc., 1961, v. 77, p. 174.
70. Чибисов М. И.— Опт. и спектр., 1969, т. 27, с. 9.
71. Лисица В. С., Шолин Г. В.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 9.
72. Лисица В. С.— УФН, 1977, т. 122, с. 449.
73. Vainshtein L. A., Vinogradov A. V.— J. Phys. Ser. B, 1970, v. 3, p. 1090.
74. Shevelko V. P., Urnov A. M., Vinogradov A. V.— Ibid., 1976, v. 9, p. 2859.
75. Shevelko V. P., Skobelev I. Yu., Vinogradov A. V.— Phys. Scripta, 1977, v. 16, p. 123.
76. Skobelev I. Yu., Vinogradov A. V.— J. Phys. Ser. B, 1978, v. 11, p. 2899.
77. Виноградов А. В., Скобелев И. Ю., Юков Е. А.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 686.
78. Собельман И. И., Фейнберг Е. Л.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 494.
79. Виноградов А. В., Собельман И. И., Юков Е. А.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 268.
80. Асмариан Э. А., Климонтович Ю. Л.— Вестн.— Моск. ун-та. Сер. «Физика», 1974, т. 3, с. 273.
81. Weisheit J. C., Shore B. W.— Astrophys. J., 1974, v. 194, p. 519.
82. Weisheit J. C.— J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. 2556.
83. Weisheit J. C., Rozsnyai B. F.— Ibid., 1976, v. 9, p. L63.
84. Виноградов А. В., Шевелько В. П.— In: Abstracts of Papers of 12th ICPIG. Part 1.— Eindhoven, Holland: 1975.— P. 261.
85. Виноградов А. В., Шевелько В. Н.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1037.
86. Электродинамика плазмы /Под ред. А. И. Ахиезера.— М.: Наука, 1974.
87. Drake G. W. F., Victor G. A., Dalgarno A.— Phys. Rev., 1969, v. 180, p. 25.
88. Бойко В. А., Виноградов А. В., Пикуз С. А., Скобелев И. Ю., Фаенов А. Я., Юков Е. А.— Физ. плазмы, 1978, т. 4, с. 97.
89. Kunze H. J., Gabriel A. H., Griem H. R.— Phys. Rev., 1968, v. 165, p. 267.
90. Аглицкий Е. В., Бойко В. А., Виноградов А. В., Юков Е. А.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 579.
91. Виноградов А. В., Скобелев И. Ю., Юков Е. А.— Ibid., 1975, т. 2, с. 1169.
92. Вайнштейн Л. А.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 63.
93. Виноградов А. В., Скобелев И. Ю., Собельман И. И., Юков Е. А.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 2189.
94. Виноградов А. В., Скобелев И. Ю., Юков Е. А.— Ibid., 1976, т. 3, с. 981.
95. Boiko V. A., Vinogradov A. V., Pikuz S. A., Skobelev I. Yu., Faenov A. Ya., Yikov E. A.— J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. 3387.
96. Баянов В. И., Бойко В. А., Виноградов А. В., Гулидов С. С., Илюхин А. А., Катунин В. А., Мак А. А., Носач В. Ю., Петров А. Л., Перегудов Г. В., Пикуз С. А., Скобелев И. Ю., Старииков А. Д., Фаенов А. Я., Чирков В. А., Юков Е. А.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 352.
97. Виноградов А. В., Скобелев И. Ю., Юков Е. А.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1762.

98. Fawcett B. C.— *Atom. Data and Nucl. Data Tables*, 1975, v. 16, p. 135.
99. Кононов Э. Я., Ковалев В. И., Рябцев А. Н., Чурилов С. С.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 190.
100. Doshek G. A., Feldman U., Davis J., Cowan R. D.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1975, v. 12, p. 980.
101. Elton R. C.— *Appl. Opt.*, 1975, v. 14, p. 97.
102. Жерихин А. Н., Кошелев К. Н., Летохов В. С.— *Квант. электрон.*, 1976, т. 3, с. 152.
103. Davis J., Whitney K. G.— *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v. 29, p. 419.
104. Виноградов А. В., Соболев И. И., Юков Е. А.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 63.
105. Вайнштейн Л. А., Виноградов А. В., Сафронова У. И., Скобелев И. Ю.— *Ibid.*, 1978, т. 5, с. 417.
106. Palumbo L. J., Elton R. C.— *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, v. 67, p. 480.
107. Илюхин А. А., Перегудов Г. В., Рагозин Е. Н., Соболев И. И., Чирков В. А.— *Письма ЖЭТФ*, 1977, т. 25, с. 596.
108. Виноградов А. В., Перегудов Г. В., Рагозин Е. Н., Скобелев И. Ю., Юков Е. А.— *Квант. электрон.*, 1978, т. 5, с. 1099.
109. Бейгман И. Л., Вайнштейн Л. А., Виноградов А. В.— *Препринт ФИАН СССР № 5*.— Москва: 1967.
110. Skobelev I. Yu., Vinogradov A. V., Yikov E. A.— *Phys. Scripta*, 1978, v. 18, p. 78.
111. Виноградов А. В., Скобелев И. Ю.— *Письма ЖЭТФ*, 1978, т. 27, с. 97.
112. Биберман Л. М.— *ЖЭТФ*, 1947, т. 17, с. 419.
113. Иванов В. В. *Перенос излучения и спектры небесных тел*.— М.: Наука, 1966.
114. Бейгман И. Л., Бойко В. А., Пикюз С. А., Фаенов А. Я.— *ЖЭТФ*, 1976, т. 71, с. 975.
115. Yaakobi B., Nee A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 36, p. 1077.
116. Бойко В. А., Пикюз С. А., Фаенов А. Я.— *Препринт ФИАН СССР № 26*.— Москва: 1977.
117. Brueckner K. A., Janda R. S.— *Nucl. Fusion*, 1977, v. 17, p. 451.
118. Mulser P., Van Kessel C.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, p. 902.
119. Colombant D. G., Whitney K. G., Tidman D. A., Winzer N. K., Davis J.— *Phys. Fluids*, 1975, v. 18, p. 1687.
120. Виноградов А. В., Пустовалов В. В.— *Письма ЖЭТФ*, 1971, т. 13, с. 317.
121. Freidgerb J. P., Mitchell R. W., Morse R. L., Rudzinski L. J.— *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 28, p. 795.
122. Pearlmann J. S., Tomson J. J., Maх С. Е.— *Ibid.*, 1977, v. 38, p. 1397.
123. Pearlmann J. S., Keith Matzen M.— *Ibid.*, 1977, v. 39, p. 140.
124. Силин В. П. *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму*.— М.: Наука, 1973.
125. Виноградов А. В., Юков Е. А.— *Физ. плазмы*, 1975, т. 1, с. 860.
126. Dewhurst R. J.— *Opt. Comm.*, 1974, v. 12, p. 60.
127. Коробкин В. В., Серов Р. В.— *Письма ЖЭТФ*, 1966, т. 4, с. 103.
128. Аскарьян Г. А., Рабинович М. С., Смирнов А. Д., Студенов В. В.— *Ibid.*, 1967, т. 5, с. 116.
129. Stamper J. A., Rippin B. H.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, p. 138.
130. Stamper J. A., Rippin B. H.— *In: NRL Memorandum Report 3315*.— August 1976.— P. 92.
131. Jaegle P.— *Invited Paper presented to 5th VUV Radiation Physics Conference. Montpellier, September 1977*.
132. Большов Л. А., Дрейзен Ю. А., Дыхне А. М.— *Письма ЖЭТФ*, 1974, т. 19, с. 288.
133. Альтеркоп Б. А., Мишин Е. В., Рухадзе А. А.— *Ibid.*, с. 291.
134. Соболев И. И. *Введение в теорию атомных спектров*.— М.: Физматгиз, 1963.
135. Гамалин Е. Г., Гуськов С. Ю., Соболевский Н. М.— *Тр. ФИАН СССР*, 1977, т. 97, с. 10.
136. Крохин О. Н., Николаев Ф. А., Склизков Г. В.— *Письма ЖЭТФ*, 1974, т. 19, с. 389.
137. Boiko V. A., Chugunov A. Yu., Faenov A. Ya., Pikuz S. A., Skobelev I. Yu., Vinogradov A. V., Yikov E. A.— *J. Phys. Ser. B*, 1979, v. 12, p. 213.
138. Baranger M., Moser B.— *Phys. Rev.*, 1961, v. 123, p. 25.