

О $K\beta$ -излучении ионов Ar^{16+} в корональной плазме

Ф. Ф. Горяев, А. М. Урнов, Г. Берчингер¹⁾, А. Г. Марчук*, Х. Кунце⁺¹⁾, Ж. Дюбо^{×1)}

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

*Institut für Plasmaphysik, Forschungszentrum Jülich GmbH, Association Euratom-KFA, 52425 Jülich, Germany

⁺Institut für Experimentalphysik V, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany

[×]176 CNRS, Observatoire de Paris, 92190 Meudon, Paris, France

Поступила в редакцию 11 июня 2003 г.

После переработки 13 августа 2003 г.

Представлено сравнение результатов измерений и расчетов отношения интенсивностей $G_3 = I[K\beta_2]/I[K\beta_1]$ интеркомбинационной и резонансной $K\beta$ -линий, обусловленных переходами $1s3p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^{21}S_0$ (линия $K\beta_2$) и $1s3p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^{21}S_0$ (линия $K\beta_1$), соответственно, в спектре ионов Ar^{16+} в корональной плазме, полученных в настоящей и в более ранних работах. В данной работе измерение G_3 -отношения было выполнено на токамаке TEXTOR (Юлих, Германия), оснащенном брегговскими спектрометрами высокого разрешения и другими диагностическими приборами. Расчеты, выполненные в рамках столкновительно-радиационной модели с помощью разработанных в ФИАНе программ АТОМ, МЗ и ГКУ, согласуются в пределах ошибок эксперимента со всеми данными, полученными на токамаках PLT (Принстон, США), ALCATOR-C (Кембридж, США) и TEXTOR. Показано, что наблюдавшиеся ранее расхождения порядка фактора 1.3–2 между измеренными и рассчитанными на основе кода HULLAC величинами G_3 , существенно превышающими погрешности эксперимента, связаны как с атомными данными, так и с использованием в этих работах упрощенных моделей атомной кинетики. Результаты настоящей работы свидетельствуют о высокой точности используемых нами атомных данных (скоростей переходов) и возможности на их основе эффективного использования $K\beta$ -линий многозарядных ионов для диагностики электронной температуры и плотности корональной плазмы лабораторных и астрофизических источников по ее рентгеновским спектрам.

PACS: 32.70.–n, 32.80.–t, 52.50.–b, 52.70.–m

1. K -спектры многозарядных ионов, обусловленные переходами $nl-1s$ оптического электрона при заполнении вакансии в $1s$ -оболочке, широко используются при исследовании высокотемпературной плазмы. Методы рентгеновской спектроскопии, основанные на анализе относительных интенсивностей в измеренных спектрах K -излучения, позволяют определять температуру и плотность электронов, распределение по стадиям ионизации и другие параметры, необходимые при решении фундаментальных и прикладных задач физики плазмы. В ряде случаев, например для астрофизических объектов, рентгеновские спектры оказываются единственными источниками информации о структуре и динамике плазменных образований. Однако, несмотря на то, что первые работы, посвященные $K\alpha$ -излучению с уровней $n = 2$ (см., например, [1–3]) появились более четверти века назад, вопрос о погрешности измеряемых параметров остается до сих пор весьма актуальной проблемой.

Точность спектроскопических методов диагностики и даже сама возможность их использования зависят от точности атомных данных и моделей излучающей плазмы, основанных на уравнениях атомной кинетики и плазменной динамики. Для многозарядных ионов с зарядом $z > 10$ прямые (пучковые) измерения столкновительных и радиационных характеристик, необходимых для расчета и интерпретации K -спектров, в настоящее время практически отсутствуют. Единственными источниками информации как о бинарных, так и гидродинамических процессах являются, таким образом, сами спектры разреженной (корональной) плазмы в установках типа EBIT и токамаках. Пучково-плазменный источник EBIT, благодаря узости спектральных линий, традиционно используется для измерения и верификации методов расчета сечений электрон-ионных столкновений, времени жизни метастабильных состояний и длин волн (см., например, [4, 5]). Исследования $K\alpha$ -излучения, выполненные на токамаке TEXTOR, показали, что спектры токамака могут быть эффективно исполь-

¹⁾G. Bertschinger, H.-J. Kunze, J. Dubau.

зованы не только с диагностической целью, но также и для верификации данных о скоростях (усредненных по максвелловскому распределению) элементарных процессов в плазме. Рассчитанные спектры He-подобных ионов аргона ($z = 16$) с помощью пакетов программ ATOM и MZ [6], с одной стороны, и SUPERSTRUCTURE и DW [7], с другой, оказались в согласии с измеренными в пределах ошибки эксперимента порядка 10%. Приводимая в работе [8] оценка точности расчетов столкновительных характеристик He-подобных ионов аргона и железа, выполненных с использованием R-матричного метода, составляет $\sim 20\%$. Аналогичная точность $\sim 10\text{--}20\%$ для сечений возбуждения уровней с $n = 2$ в ионах с зарядом $z = 22\text{--}26$, рассчитанных методом DW, указана в работе [9] на основании измерений на установке EBIT (Ливермор, США). В то же время отношения интенсивностей интеркомбинационной и резонансной линий $G_3 = I[K\beta_2]/I[K\beta_1]$, соответствующих переходам с $n = 3$, рассчитанные с помощью численного кода HULLAC и измеренные для ионов аргона на токамаке PLT [10], ливерморской установке EBIT [9], а также для ионов аргона и хлора на токамаке ALCATOR-C [11], отличаются приблизительно в 2 раза. Следует также отметить расхождение в пределах фактора 1.3–2 между расчетами отношения G_3 , выполненными *ab initio* на основе кода HULLAC, и экспериментальными данными для плотной (лазерной) плазмы в работе [12]. Такое расхождение между теорией и экспериментом, существенно превышающее погрешность измерений, ставит под сомнение точность расчета атомных данных, на которую опираются методы диагностики высокотемпературной плазмы по ее K -спектрам.

Настоящая работа посвящена исследованию причин указанных выше значительных расхождений между теорией и экспериментом. С этой целью на токамаке TEXTOR для ионов Ar^{16+} были одновременно с $K\alpha$ -спектрами проведены измерения интенсивностей $K\beta$ -линий при низких температурах ~ 1 кэВ с высокой точностью $\sim 10\%$ и выполнен детальный анализ процессов, ответственных за их формирование в плазме токамаков. Как будет показано ниже, результаты расчетов в рамках радиационно-столкновительной модели с применением кодов ATOM и MZ обеспечивают согласие в пределах ошибок измерений со всеми экспериментальными данными, полученными на токамаках PLT, ALCATOR-C и TEXTOR. В работе также приводятся возможные объяснения рассогласований в интерпретации экспериментов на установке EBIT [9] и в лазерной плазме [12].

2. Для исследования K -спектров ионов аргона на токамаке TEXTOR использовался рентгеновский спектрометр/поляриметр высокого разрешения [13], который включает два брэгговских спектрометра (горизонтальный и вертикальный) в схеме Иоганна, предназначенных для поляризационных измерений излучения из одной и той же центральной области плазмы токамака. С помощью горизонтального прибора, область дисперсии которого расположена в экваториальной плоскости токамака, измерялись $K\alpha$ -спектры, в то время как вертикальный (расположенный перпендикулярно) применялся в настоящем эксперименте для регистрации линий $K\beta$ -излучения. Радиус кривизны, брэгговский угол и спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ составляли соответственно 3850 мм, 54° , и 5000 для горизонтального и 4630 мм, 43.3° и 2000 для вертикального спектрометра. Для регистрации излучения в обоих каналах использовались пропорциональные счетчики. Электронная температура в области плазменного кода определялась как на основе $K\alpha$ -спектров, так и независимо по томсоновскому рассеянию. Результаты обоих измерений согласуются в пределах 5–10%. Данные для $K\beta$ -линий, полученные на токамаке TEXTOR для температур $T_e \sim 1$ кэВ, дополняя результаты измерений на токамаке PLT при $T_e \sim 2.3$ кэВ [10], позволили исследовать температурную зависимость упомянутых выше отношений G_3 .

На рис.1 показаны временная эволюция параметров плазмы и полных интенсивностей $K\alpha$ - и $K\beta$ -излучения ионов Ar в эксперименте на токамаке TEXTOR и пример измеренного контура, содержащий линии $K\beta_1$ и $K\beta_2$ иона Ar^{16+} . На рис.1b экспериментальные точки были аппроксимированы с помощью двух контуров Фойгта с учетом аппаратной функции прибора и радиального распределения ионной температуры.

3. Наблюдаемые интенсивности линий I_{if} для оптически тонкой плазмы выражаются через функции светимости $\varepsilon_{if}(T_e, N_e)$ (в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$):

$$\varepsilon_{if} = N_i A_{if}^r, \quad (1)$$

где N_i [см^{-3}] – плотность населенности верхнего уровня (i) излучающего иона, которая в общем случае определяется системой уравнений баланса:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{m \neq i} N_m W_{mn} - N_i \sum_{n \neq i} W_{in}, \quad (2)$$

A_{if}^r – вероятность спонтанного радиационного перехода $i \rightarrow f$, $W_{mn} = N_e C_{mn} + A_{mn}^r$ – полная вероятность перехода $m \rightarrow n$, N_e – электронная плотность,

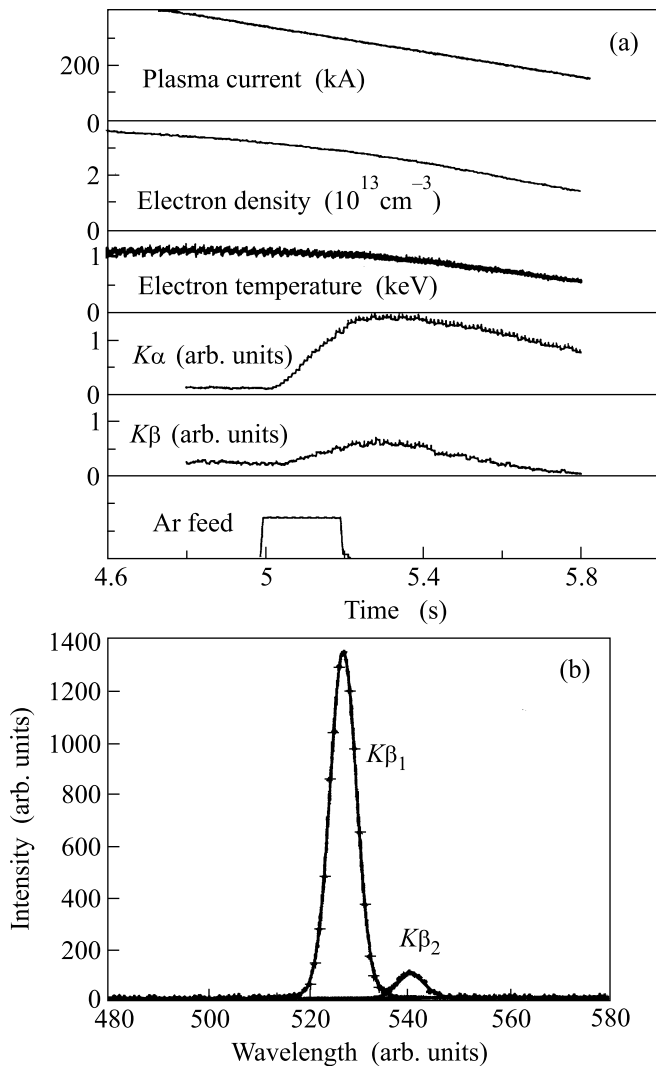


Рис.1. (а) – Временные зависимости параметров плазмы и полных интенсивностей $K\alpha$ - и $K\beta$ -линий ионов аргона в соответствующих спектральных интервалах. Атомы аргона вводились в плазму в интервале $5 \div 5.2$ с, а спектры $K\alpha$ - и $K\beta$ -излучения ионов аргона наблюдались в промежутке между 5.2 и 5.6 с. (б) – Измеренный (крестики) спектр $K\beta$ -излучения ионов Ar^{16+} и его аппроксимация с помощью фойтсовских кривых (сплошная линия).

$C_{mn} = \langle v\sigma_{mn} \rangle [\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$ – скорость столкновительного перехода $m \rightarrow n$, равная сечению σ_{mn} , усредненному по распределению электронов по скоростям v , а целочисленные индексы n , m , i и т.д. используются для нумерации энергетических уровней иона с зарядом z и набором квантовых чисел α .

В настоящей работе для определения относительных интенсивностей $K\beta$ -линий ионов Ar^{16+} были выполнены расчеты светимостей линий как функций электронной температуры и плотности для равно-

весной плазмы ($dN_i/dt = 0$) с максвелловским распределением электронов по скоростям. Использованная в расчетах радиационно-столкновительная модель включала процессы возбуждения и ионизации электронным ударом, а также диэлектронной и излучательной рекомбинаций. Система энергетических уровней иона Ar^{16+} , использованная в расчетах, состояла из 53 состояний $1snl$ с $n \leq 6$ и $l \leq 5$. Для описания первых 41 уровней с $n \leq 4$ использовались квантовые числа $\alpha = 1snl$ (LSJ), уровни с главными квантовыми числами $n = 5$ и $n = 6$ делились на термы LS . Высоковозбужденные ридберговские состояния с $n > 6$ учитывались посредством экстраполяции скоростей элементарных процессов по квантовому числу n .

Для расчета населенностей возбужденных уровней использовалась программа GKU [14], предназначенная для численного решения системы уравнений (2). Необходимые для моделирования спектров $K\beta$ -излучения ионов аргона атомные характеристики (энергии уровней, вероятности радиационных переходов, сечения и скорости процессов) были получены с помощью программ АТОМ и МЗ.

В программе МЗ используется метод теории возмущений по малому параметру $1/Z$ (Z – заряд ядра) на водородоподобном базисе, включающем все конфигурации (комплекс) одной четности для данного набора главных квантовых чисел. Эта программа использовалась для расчета энергий уровней и вероятностей распада (радиационного и автоионизационного), требуемых для нахождения скоростей диэлектронной рекомбинации на уровни He-подобного иона. Энергии ионных уровней E_J и собственные векторы C_J находятся путем диагонализации полного гамильтониана системы, в котором релятивистские поправки учитываются посредством гамильтониана Брейта. Полученные таким образом коэффициенты C_J обеспечивают промежуточную схему связи с учетом взаимодействия конфигураций.

Для расчета сечений возбуждения электронным ударом переходов между уровнями He-подобного аргона с помощью программы АТОМ использовалось кулон-борновское приближение с обменом (КБО), модифицированное дополнительной ортогонализацией волновых функций континуума и связанных состояний для обменной амплитуды. Для учета эффекта взаимодействия конфигураций между состояниями мишени используются коэффициенты C_J , полученные в программе МЗ. Резонансный вклад в скорости возбуждения переходов на уровни с $n = 2$ учитывался в рамках кинетических уравнений (2). С помощью программы АТОМ были также рассчитаны ве-

роятности радиационных переходов между уровнями в ионе Ar^{16+} и скорости излучательной рекомбинации на уровни $1snl$ He-подобного иона. Более подробное описание радиационно-столкновительной модели и указанных выше методов расчета атомных данных, а также обсуждение возможных погрешностей при определении функций светимости, будет дано в другом месте. Отметим, что выполненное нами сравнение столкновительных характеристик с результатами расчетов другими методами (метод DW, R-матрица [8] и др.), показывает согласие в пределах 10%.

4. В спектре токамака отношение потоков излучения двух характерных пиков L и L' , связанных, соответственно, с линиями l и l' и принадлежащих спектральным интервалам $[L]$ и $[L']$, включающим эти линии, удобно представить в виде

$$i_L^{l'}(T) = i_l^{l'}(T) \cdot \phi \cdot \gamma_L^{l'}, \quad (3)$$

где $i_l^{l'}(T)$ – относительная интенсивность линий l, l' , дающих основной вклад в L, L' :

$$i_l^{l'}(T) = \varepsilon_{l'}(T)/\varepsilon_l(T), \quad (4)$$

ε_l – определенная в (1) светимость линии l как функция электронной температуры $T = T_e(0)$ в центральной области токамака ($r = 0$); ϕ – поправочный коэффициент для вклада блендирующих линий, попадающих в спектральные интервалы $[L]$ и $[L']$; $\gamma_L^{l'}$ – фактор, зависящий от распределений электронной плотности $N_e(r)$ и температуры $T_e(r)$ по радиусу r .

На рис.2 приведены температурные зависимости отношения $G_3(T_e)$, рассчитанные для равновесной плазмы с электронной плотностью $N_e \approx 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, при которой выполняются условия коронального приближения и которая соответствует плотностям в плазме токамака TEXTOR, при отмене вкладов различных процессов: полной рекомбинации и каскадов с верхних уровней. Из результатов, представленных на рис.2, видно, что в диапазоне электронных температур $T_e \sim 1 \text{ кэВ}$ основной вклад дает прямое возбуждение ($\approx 85\%$), а рекомбинация на уровни $1s3p$ и радиационные каскады составляют соответственно $\approx 10\%$ и $\approx 5\%$. Для высоких температур $T_e \sim 2 \text{ кэВ}$ вклад прямого возбуждения, рекомбинации и каскадов распределяется в соотношении $\approx 70\%$, $\approx 20\%$ и $\approx 10\%$, соответственно.

С использованием формул (3), (4) и результатов расчетов светимостей линий $K\beta_1$ и $K\beta_2$ в модели равновесной плазмы было получено отношение $G_3 = i_L^{l'}(T)$ как функция температуры. На рис.3а представлены температурные зависимости отношения G_3 ,

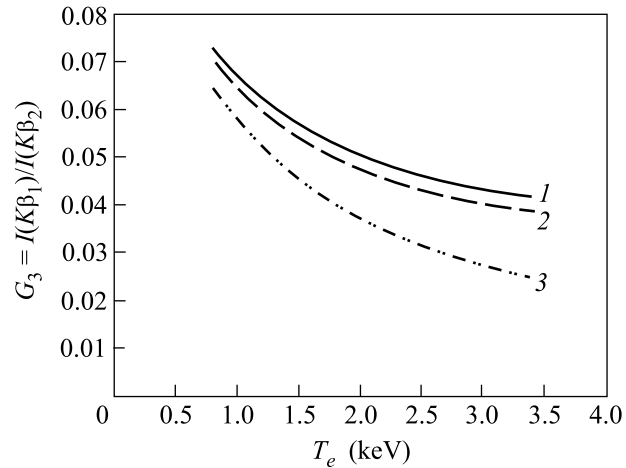


Рис.2. Иллюстрация вкладов различных процессов в зависимости отношения интенсивностей $K\beta$ -линий $G_3 = I[K\beta_2]/I[K\beta_1]$ от температуры T_e : 1 – полный расчет, 2 – без учета каскадов с верхних уровней $1snl$ с $n \geq 4$; 3 – то же, что 2, без учета рекомбинации на уровне $1s3l$ He-подобного иона

рассчитанного в настоящей работе, а также в работах [10] и [15]. Отношение G_3 , полученное нами, близко к результатам расчетов в работе [15] и в рассматриваемом диапазоне температур отличается в пределах 10%. Отметим, что в работе [15] для получения атомных характеристик также использовалась программа АТОМ. Наблюдаемые рассогласования, по-видимому, связаны с тем, что в этой работе не учтен вклад диэлектронной рекомбинации в $K\beta$ -линии.

Расчеты, выполненные в работе [10] с помощью численного пакета HULLAC, значительно расходятся (приблизительно в 2 раза) с другими приведенными на рис.3а результатами. Частично это отличие ($\approx 50\%$) объясняется тем, что в [10] не учитывался вклад радиационных каскадов с верхних уровней и рекомбинация на возбужденные уровни иона Ar^{16+} . Оставшееся отличие связано с разницей в скоростях прямого возбуждения линии $K\beta_1$ ($\approx 10\%$) и факторах ветвления для линии $K\beta_2$: 0.22 (настоящая работа) и 0.17 [10].

5. На рис.3а представлены также результаты измерений отношения экспериментальных пиков $i_L^{l'}$, определенные формулой (3), в спектрах токамака TEXTOR и PLT при температуре $T_e \sim 1 \text{ кэВ}$ и $T_e \sim 2.3 \text{ кэВ}$ [10], соответственно. На кривой 4 показано теоретическое отношение с учетом коэффициента ϕ , который включал вклад диэлектронных сателлитов, образующихся в результате переходов типа $1s3pnl \rightarrow 1s^2nl$ с $n \geq 4$ и сходящихся к линиям $K\beta_1$ и $K\beta_2$ с ростом n . Вклад сателлитов в отношение G_3

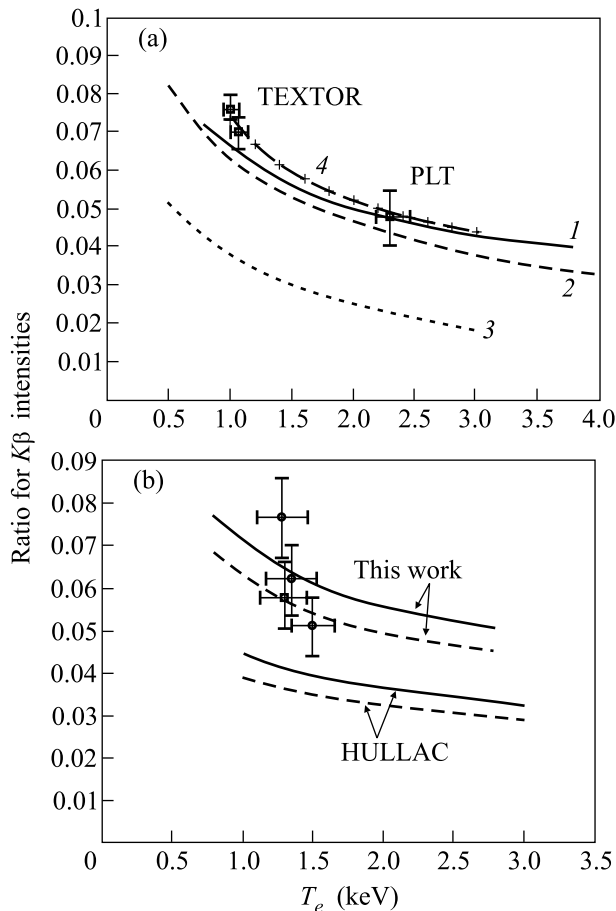


Рис. 3. (а) Сравнение теоретических отношений $G_3(T_e)$ $K\beta$ -линий иона Ar^{16+} в плазме низкой плотности, полученных разными авторами, и результаты измерений на токамаке TEXTOR для температур $T_e \sim 1$ кэВ (настоящая работа) и на установке PLT при $T_e \sim 2.3$ кэВ [10]: 1 – настоящая работа; 2 – расчет, выполненный в работе [15]; 3 – расчет с помощью кода HULLAC [10]; 4 – то же, что и кривая 1, с учетом вклада блендирующих диэлектронных сателлитов; ■ – данные эксперимента. (б) G_3 -отношение в плотной плазме: • и ■ – экспериментальные точки для плотностей $N_e = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $N_e = 1.1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [12], соответственно; сплошная линия – расчеты при $N_e = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, штриховая линия – при $N_e = 1.1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$

был получен на основе результатов работы [5], в которой были выполнены прямые измерения спектров этих сателлитов на установке ЕВИТ. Как видно из рисунка, учет блендирующих сателлитных линий увеличивает G_3 -отношения приблизительно на 10% при температуре $T_e \sim 1$ кэВ и практически не дает вклада в это отношение при $T_e \geq 2$ кэВ. Как показывает анализ экспериментальных условий, фактор $\gamma_L^{L'}$ не влияет на отношение G_3 с точностью в пределах нескольких процентов и в настоящей работе не учитывался.

Следует отметить, что возможное отклонение от равновесных условий, связанное с ионным транспортом и перезарядкой на нейтральных атомах в плазме, наблюдавшееся по $K\alpha$ -спектрам ионов аргона, в условиях измерений, выполненных на токамаке TEXTOR в диапазоне температур $1 \div 2.5$ кэВ, вносит погрешность в пределах 5%. Таким образом, как показывает сравнение, используемая нами модель позволяет описать измеренное отношение $i_L^{L'}$ в рамках экспериментальной погрешности. Более детальное обсуждение эффектов переноса по K -спектрам выходит за рамки данной работы и будет дано в другом месте.

Следует также отметить работу [11], в которой на токамаке ALCATOR-C наблюдались K -спектры неподобных ионов хлора и аргона, а для теоретической интерпретации экспериментальных данных использовался код HULLAC. В этой работе отношение G_3 для ионов Cl^{15+} , измеренное при температуре $T_e \approx 1.2$ кэВ и плотности электронов $N_e \approx 1.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, составило ~ 0.05 , тогда как предсказанное теорией значение $G_3 \sim 0.03$. Для ионов Ar^{16+} в [11] наблюдалось также отношение $G_4 = I[K\gamma_2]/I[K\gamma_1]$ $K\gamma$ -линий, соответствующих переходам $1s4p^3P_1 - 1s^2$ (линия $K\gamma_2$) и $1s4p^1P_1 - 1s^2$ (линия $K\gamma_1$), для значений параметров плазмы $T_e \approx 2.05$ кэВ и $N_e \approx 1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Измеренное отношение имело значение $G_4^{\text{exp}} \approx 0.05$, а расчеты с помощью кода HULLAC дали величину $G_4 \approx 0.029$. Выполненные нами расчеты и оценки G_3 -отношения для ионов хлора и G_4 -отношения для ионов аргона дали значения соответственно ≈ 0.048 и ≈ 0.045 , которые находятся в согласии с измеренными величинами в рамках погрешности эксперимента. Систематическое занижение результатов расчетов для отношений G_3 в ионах Ar^{16+} и Cl^{15+} , а также для отношения G_4 в ионе Ar^{16+} , относительно измеренных величин на токамаках PLT, ALCATOR-C и TEXTOR указывает, очевидно, на один источник этих ошибок, связанный с численным кодом HULLAC.

На рис.3б представлены результаты расчетов отношения G_3 для плотностей $N_e = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $N_e = 1.1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, которые сравниваются с теоретическими и экспериментальными данными, приведенными в работе [12]. В этой работе соответствующие отношения были измерены в лазерной плазме с газовыми мишенями, в качестве которых использовались соединения C_3H_8 и C_5H_{12} . Представленные в [12] расчеты были выполнены с помощью кода HULLAC, и между теорией и экспериментом также наблюдались довольно значительные отличия вплоть до фактора 2. Из рис.3б видно, что для электронной плотности $N_e = 1.1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ отношение G_3 , полученное в на-

стоящей работе, с учетом вклада диэлектронных сателлитов (фактор ϕ) хорошо согласуется с измерениями в [12] в пределах экспериментальных ошибок. Для плотности $N_e = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ имеется три экспериментальные точки с довольно большим разбросом в узком температурном интервале, что усложняет интерпретацию этих экспериментов. Тем не менее, результаты расчетов настоящей работы в этом случае в среднем находятся в хорошем согласии с экспериментом.

С помощью атомных данных, полученных в настоящей работе, было также выполнено сравнение теоретического отношения G_3 с экспериментальным отношением, измеренным в пучковом эксперименте на установке EBIT [9]. В этом эксперименте для иона Ag^{16+} было получено значение $G_3^{\text{exp}} = 0.161$. Пучок электронов имел энергию $E_b = 3800$ эВ вблизи порога возбуждения резонансной линии $K\beta_1$ для того, чтобы избежать заселения уровней $n = 3$ в результате радиационных каскадов с уровней $n \geq 4$. В этом случае светимости линий могут быть представлены в виде

$$\varepsilon_{if} = N_e N_f K_r(i) C_{if}, \quad (5)$$

где N_f – населенность основного состояния неподобных ионов, $K_r(i)$ – фактор ветвления для уровня i , C_{if} – скорость возбуждения перехода $f \rightarrow i$. Расчеты, выполненные в [9] с помощью кода HULLAC, дали для отношения G_3 величину 0.071, а в работе [16] было получено $G_3 = 0.085$. Отношение $G_3 = 0.11$, полученное в настоящей работе, оказывается в лучшем согласии с экспериментом по сравнению с указанными выше результатами. Имеющее место отличие $\approx 30\%$ настоящей работы с экспериментом, возможно, объясняется неучтенным вкладом резонансов типа $1s4l'nl$ ($n \geq 4$) в сечения возбуждения вблизи порога следующей реакции.

В заключение отметим, что представленные результаты свидетельствуют как о высокой точности атомных данных, рассчитанных с помощью указанных выше методов и соответствующих пакетов программ (АТОМ и MZ; SUPERSTRUCTURE и DW; метод R-матрицы), так и о возможности в рамках до-

статочно полной атомной модели эффективно использовать относительные интенсивности $K\beta$ -линий неподобных ионов для диагностики параметров плазмы лабораторных и астрофизических источников по ее рентгеновскому спектру.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 03-02-16053, 02-02-16613 и по программе Отделения физических наук РАН “Оптическая спектроскопия и стандарты частоты”.

1. A. H. Gabriel and C. Jordan, *Month. Notic. Roy. Astron. Soc.* **145**, 241 (1969).
2. L. P. Presnyakov and A. M. Urnov, *J. de Phys.* **C40**, 279 (1979).
3. В. А. Бойко, А. В. Виноградов, С. А. Пикуз и др., *Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы*, М.: Изд-во ВИНТИ, т. 27, 1980 г.
4. A. J. Smith, M. Bitter, H. Hsuan et al., *Phys. Rev.* **A47**, 3073 (1993).
5. A. J. Smith, P. Beiersdorfer, V. Decaux et al., *Phys. Rev.* **A54**, 462 (1996).
6. V. P. Shevelko and L. A. Vainshtein, *Atomic Physics for Hot Plasmas*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1993.
7. W. Eissner and M. J. Seaton, *J. Phys.* **B5**, 2187 (1972).
8. A. D. Whiteford, N. R. Badnell, C. P. Ballance et al., *J. Phys.* **B34**, 3179 (2001).
9. A. J. Smith, P. Beiersdorfer, K. J. Reed et al., *Phys. Rev.* **A62**, 012704-1 (2000).
10. P. Beiersdorfer, A. L. Osterheld, T. W. Phillips et al., *Phys. Rev.* **E52**, 1980 (1995).
11. J. E. Rice, K. B. Fournier, U. I. Safronova et al., *New J. of Phys.* **1**, 19.1 (1999).
12. S. H. Glenzer, K. B. Fournier, C. Decker et al., *Phys. Rev.* **E62**, 2728 (2000).
13. J. Weinheimer, I. Ahmad, O. Herzog et al., *Rev. of Scien. Instrum* **72**, 2566 (2001).
14. И. Л. Бейгман, Препринт № 2, Москва, ФИАН, 1989.
15. F. B. Rosmej, *Phys. Rev.* **E58**, R32 (1998).
16. H. L. Zhang, D. H. Sampson, and R. E. H. Clark, *Phys. Rev.* **A41**, 198 (1990).