

Учет нестатичности ионного микрополя на основе теории марковских процессов при описании штарковского уширения спектральных линий в плазме

А. Ю. Летунов^{+,*}, В. С. Лисица^{*,×}, П. А. Лобода^{+,*}, А. А. Новиков^{+,*1)}

⁺ Федеральное государственное унитарное предприятие “Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е. И. Забабахина”, 456770 Снежинск, Россия

^{*} Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

[×] Федеральное государственное бюджетное учреждение Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 июня 2024 г.

После переработки 21 июня 2024 г.

Принята к публикации 27 июня 2024 г.

С использованием метода частотных флуктуаций ионного микрополя исследовано влияние теплового движения ионов на штарковское уширение спектральных линий в плазме. Предложен способ последовательного расчета основного параметра данного метода – частоты скачков ионного микрополя – на основе стохастической теории С. Чандрасекара и Д. фон Неймана. Представлены расчеты линейчатых спектров нейтрального водорода и проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными. Рассчитаны спектры примесных ионов аргона в плотной горячей плазме дейтерия с учетом эффектов, связанных с движением ионов. Показано влияние частоты скачков ионного микрополя на форму провала в центре линии He_{β} гелиеподобного иона аргона. Представлено сравнение расчетных профилей линии He_{β} гелиеподобного иона титана с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S1234567824140064, EDN: UTNEWD

1. Введение. Теоретическое описание профилей спектральных линий с учетом их штарковского уширения электрическими микрополями ионов и электронов (штарковских профилей) широко используется для диагностики плазмы в различных условиях. Традиционным приложением теории уширения спектральных линий является изучение свойств плотной горячей лазерной плазмы [1, 2], а также диагностика диверторной плазмы токамака по спектрам нейтрального водорода [3, 4]. Расчеты профилей спектральных линий, как правило, проводятся в рамках сложившейся “стандартной” теории уширения, где возмущающие ионы плазмы считаются квазистатическими, т.е. неподвижными в течение характерного времени задачи, а возмущение микрополями электронов рассматривается в ударном приближении (см., например, [5]). Если ударное приближение обычно хорошо описывает вклад электронов в уширение спектральных линий, то для ионов квазистатическое приближение далеко не всегда оказывается справедливым [6]. Задачу описания влияния

теплового движения ионов на штарковские профили линий обычно называют проблемой ионной динамики (ИД). Начиная с середины прошлого века, описанию эффектов ИД уделяется большое внимание [7], однако до сих пор последовательной теории, которая бы воспроизводила результат квазистатического приближения с уменьшением температуры и обеспечивала бы переход к ударному пределу при высоких температурах, так и не было создано. В настоящее время существует ряд полуфеноменологических моделей и приближенных решений, позволяющих описать влияние эффектов ИД на формирование штарковских профилей спектральных линий в ограниченной области плазменных параметров. Наиболее распространенными из них являются метод модельного микрополя (МММ) [8] и модель частотных флуктуаций ионного микрополя (Frequency-Fluctuation Model – FFM) [9]. Если в рамках МММ стохастическое изменение плазменного микрополя ведет к изменению величины спектральной интенсивности излучения в пределах всего профиля линии, то в FFM – к перераспределению интенсивности между отдельными спектральными участками профиля

¹⁾e-mail: A.A.Novikov@vniitf.ru

линии. В обе эти теории входит параметр ν – обратное время жизни определенного значения микрополя. Данный параметр обычно подбирается либо из размерных соображений, либо выбирается таким, чтобы форма линии совпадала с расчетами, выполненными с помощью метода молекулярной динамики (МД) [10]. Частоту скачков ν можно представить в следующем виде:

$$\nu = k\nu_0 = kv_{Ti}N_i^{1/3}, \quad (1)$$

где v_{Ti} – средняя тепловая скорость возмущающих ионов, N_i – концентрация возмущающих ионов, k – численный коэффициент, который, как правило, принимается равным единице. В настоящей работе этот коэффициент находится с помощью предложенного метода последовательного вычисления частоты скачков плазменного микрополя. Для решения этой задачи мы будем использовать стохастическую модель расчета распределения напряженности поля, предложенную С. Чандрасекаром и Д. фон Нейманом [11] (ЧН). В рамках данной теории силовое поле стохастически меняется с частотой ν . Изменения величины поля полагаются марковским процессом. Исходно, данная модель была разработана для описания распределения гравитационного поля в звездных скоплениях. Однако поскольку гравитационная и кулоновская силы имеют одинаковую зависимость от расстояния, формальный результат модели ЧН можно использовать и для решения аналогичных задач, связанных с ионным микрополем. При этом модель ЧН учитывает зависимость распределения напряженности силового поля от скорости изменения самого поля, что позволяет описывать влияние динамических эффектов на распределение ионного микрополя и использовать модель ЧН для решения задач, связанных со штарковским уширением спектральных линий в плазме. Так, эта модель позволила описать эффект приведенной массы и поведение интенсивности в центре линий с несмещенной штарковской компонентой [12]. Кроме этого, модель ЧН в некотором смысле уже показала свою эффективность в уточнении величины частоты скачков. Так, в работе [13] на примере модельной задачи об уширении одной штарковской компоненты в рамках FFM было показано, что учет зависимости частоты скачков от энергетического сдвига $\nu(\omega)$ с помощью модели ЧН позволяет воспроизвести ударный предел, на который исходная версия модели FFM не выводит. Также отметим, что теория ЧН была использована в работе [14] для построения аналитической теории для расчета формы спектральных линий водорода с учетом эффектов ИД. В данной работе авторы ис-

пользовали асимптотическую зависимость частоты скачков ионного микрополя от величины этого поля, полученную для идеальной плазмы в рамках теории ЧН, для разделения ионов плазмы на две группы. Вклад от ионов первой группы в штарковское уширение линии рассчитывается в квазистатическом приближении, а от второй – в ударном.

В настоящей работе эффекты ИД будут учтены с помощью модели FFM, которая существенно проще в реализации по сравнению с MMM. В работе [15] показано, что численная процедура FFM эквивалентна решению кинетического уравнения с интегралом сильных столкновений для автокорреляционной функции, которая соответствует ионному (штарковскому) профилю с учетом эффектов ИД. Решение этого уравнения выражается в квадратурах. Это приводит к тому, что ионный профиль интенсивности линии с учетом эффектов ИД является простым функционалом от статического ионного профиля.

В настоящей работе рассматриваются спектральные линии, штарковские профили которых имеют выраженный провал в центре линии. Для таких линий довольно хорошо работают модели, которые описывают только амплитудные модуляции ионного микрополя (FFM и MMM) [9, 16]. Отметим, что для описания влияния эффектов ИД на форму линий с несмещенной штарковской компонентой необходимо учитывать вклад от вращения ионного микрополя [12, 17], что в общем случае является весьма нетривиальной задачей.

2. Учет эффектов ИД и расчет частоты скачков. В теории FFM ионный профиль с учетом эффектов ИД $I_i(\omega)$ может быть выражен через статический профиль $I_{i0}(\omega)$ следующим образом [15]:

$$\begin{aligned} I_i(\omega) &= \frac{\nu J_0(\omega) J_2(\omega) - J_1^2(\omega)}{\pi J_2^2(\omega) + \nu^2 J_1^2(\omega)}, \\ J_k(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_{i0}(\omega') (\omega - \omega')^k}{\nu^2 + (\omega - \omega')^2} d\omega'. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь профили интенсивности $I_{i0}(\omega)$ и $I_i(\omega)$ нормированы на единицу.

В рамках модели ЧН получена величина времени жизни T значения поля \mathbf{F} [11], что позволяет вычислить частоту скачков $\nu = 1/T$. Заменяя в результате, полученном с помощью модели ЧН, массы звезд на заряды ионов и положив гравитационную постоянную $G = 1$, можно найти значение времени жизни T для ионного микрополя.

Отметим, что при выводе выражения для частоты скачков требуется учесть, что FFM учитывает

только амплитудные модуляции плазменного микрополя, а поэтому время жизни вычислялось по формуле:

$$T_{\mathbf{F},\mathbf{v}} = \frac{|\mathbf{F}|}{\sqrt{\langle |f_{\parallel}|^2 (|\mathbf{F}|, |\mathbf{v}|) \rangle}}, \quad (3)$$

где f_{\parallel} – проекция вектора $\dot{\mathbf{F}}$ на направление, параллельное \mathbf{F} , \mathbf{v} – скорость излучающей частицы. Формула для расчета f_{\parallel} представлена в оригинальной работе [11]. Для того, чтобы вычислить коэффициент k в формуле (1), необходимо усреднить величину, обратную времени жизни T . В итоге получим:

$$\begin{aligned} \nu &= \iint d\beta d^3\mathbf{v} \frac{1}{T_{\beta,\mathbf{v}}} H(\beta) W(\mathbf{v}) = \\ &= \int_0^{\infty} d\beta \int_0^{\infty} d\gamma H(\beta) W(\gamma) \nu(\beta, 0) [1 + \gamma^2 f_{\nu}(\beta)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$f_{\nu}(\beta) = \frac{\langle Z^{1/2} \rangle v_{Tr}^2}{\langle Z^{1/2} v_{Tr}^2 \rangle} + \frac{5}{12\pi} \frac{\langle Z \rangle^2 v_{Tr}^2}{\langle Z^{3/2} \rangle \langle Z^{1/2} |\mathbf{u}|^2 \rangle} f_1(\beta), \quad (5)$$

$$\nu(\beta, 0) = \nu_0 \left[2\pi \left(\frac{15}{4} \right)^{1/3} \frac{\langle Z^{1/2} |\mathbf{u}|^2 \rangle}{\langle Z^{3/2} \rangle^{1/3} v_{Tp}^2} f_2(\beta) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$f_1(\beta) = \left(\frac{2}{3} - \frac{K(\beta)}{\beta H(\beta)} \right) \frac{H(\beta)}{\beta^{1/2} I(\beta)}, f_2(\beta) = \frac{I(\beta)}{\beta^{3/2} H(\beta)}, \quad (7)$$

$$W(\gamma) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \gamma^2 \exp(-\gamma^2),$$

где v_{Tr} и v_{Tp} – тепловые скорости соответственно излучающего и возмущающего ионов, \mathbf{u} и Z – соответственно скорость и заряд возмущающего иона, β – безразмерное поле, которое определяется как $\beta = F/F_0$, где $F_0 = 2\pi \left(\frac{4}{15} \right)^{2/3} \langle Z^{3/2} \rangle^{2/3} N_i^{2/3}$ – среднее (нормальное) поле Хольцмарка²⁾ для идеальной плазмы, F – напряженность квазистатического ионного микрополя. Усреднение выполняется следующим образом:

$$\langle u^{\gamma} Z^{\delta} \rangle = \sum_p C_p(Z) \int W_p(\mathbf{u}) Z^{\delta} u^{\gamma} d^3\mathbf{u}, \quad (8)$$

²⁾Эта формула, а также все формулы в настоящей работе записаны в атомной системе единиц: $m_e = \hbar = e = 1$.

где C_p – концентрация ионов сорта p , $W_p(\mathbf{u})$ – распределение Максвелла. Распределение квазистатического ионного микрополя имеет вид [18]:

$$H(\beta) = \frac{2\zeta^2}{\pi} \beta \int_0^{\infty} e^{-U(x)} x \sin(x\beta\zeta) dx, \quad (9)$$

где U и ζ определяются моделью, по которой вычисляется статическое ионное микрополе. В теории Хольцмарка $U(x) = x^{3/2}$, а $\zeta = 1$ [5]. Функции I и K в формуле (7) вычисляются по следующим формулам [11]:

$$\begin{aligned} I(\beta) &= \zeta \frac{2\beta}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-U(x)) (\zeta\beta x)^{-5/2} f_H(\zeta\beta x) dx, \\ K(\beta) &= \zeta \frac{2\beta}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-U(x)) (\zeta\beta x)^{-1} f_H(\zeta\beta x) dx, \end{aligned} \quad (10)$$

$$f_H(\zeta\beta x) = \sin(\zeta\beta x) - (\zeta\beta x) \cos(\zeta\beta x).$$

В настоящей работе для описания распределения квазистатического ионного микрополя (9) используется модифицированное [19] распределение Хупера [20], которое последовательно учитывает взаимодействие ионов плазмы, экранированных электронами. На рисунке 1 представлены зависимости без-

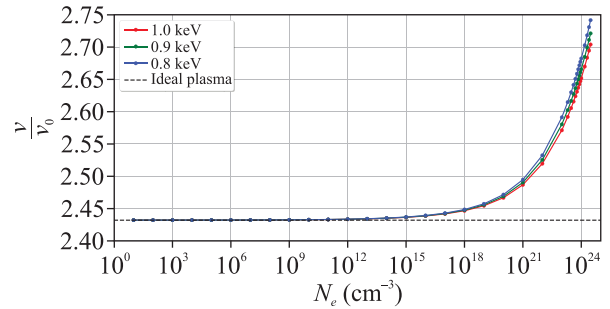


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость безразмерной частоты скачков от концентрации ионов при фиксированной температуре; примесь аргона (0.1 %) в дейтериевой плазме

размерной частоты скачков ν/ν_0 от концентрации ионов при фиксированных значениях их температуры. Видно, что с ростом концентрации имеет место небольшой рост величины ν/ν_0 . Это связано с учетом эффектов неидеальности в модели Хупера. Дело в том, что учет экранировки приводит к росту статистического веса малых электрических полей в распределении ионного микрополя – соответственно, максимум распределения $H(\beta)$ с ростом экранировки смещается влево. Для малых полей небольшое по-

абсолютной величине изменение микрополя может быть сравнимо с величиной самого поля, а значит его относительное изменение при этом оказывается велико. Это и приводит к некоторому росту отношения ν/ν_0 .

3. Расчет спектров нейтрального водорода.

Атом водорода является наиболее простой атомной системой, поэтому штарковское уширение водородных линий в плазме хорошо изучено как теоретически [21, 22], так и экспериментально [23]. При этом штарковские спектры атома водорода, как известно, целесообразно рассчитывать в параболическом базисе (см, например, [5]), поскольку в этом случае частотный сдвиг штарковской компоненты линии имеет простой аналитический вид:

$$\Delta\omega_\tau = \frac{3}{2}F \left(n(n_1 - n_2) - n'(n'_1 - n'_2) \right), \quad (11)$$

где τ обозначает весь набор квантовых чисел верхнего и нижнего штарковских уровней, n и n_1, n_2 – соответственно главное квантовое число и параболические квантовые числа верхних подуровней, а аналогичные квантовые числа со штрихом относятся к нижним подуровням.

Статический штарковский профиль линии для определенного значения ионного микрополя F имеет следующий вид:

$$I_0(\omega, F) = \sum_{\tau, p} \left| a_\tau^{(p)} \right|^2 \delta(\omega - \omega_\tau(F)), \quad (12)$$

где p обозначает поляризацию, $a_\tau^{(p)}$ – дипольный матричный элемент, который в настоящей работе вычисляется по формулам Гордона [21], $\omega_\tau = \omega_0 + \Delta\omega_\tau$, $\omega_0 = -\frac{1}{2n^2} + \frac{1}{2n'^2}$. Для получения квазистатического ионного профиля выражение (12) необходимо усреднить по распределению ионного микрополя:

$$I_{i0}(\omega) = \int_0^\infty I_0(\omega, F) H(F) dF, \quad (13)$$

а для учета эффектов ионной динамики необходимо подставить квазистатический профиль $I_{i0}(\omega)$ в функционал (2).

Для того, чтобы рассчитать полный профиль линии, необходимо свернуть ионный штарковский профиль с профилем Фойгта $V(\omega)$, описывающим электронное столкновительное и доплеровское уширение:

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_i(\omega - \omega') V(\omega') d\omega'. \quad (14)$$

Профиль Фойгта $V(\omega)$ является сверткой лоренцевского профиля, описывающего столкновительное уширение электронами, и гауссовского профиля, отвечающего доплеровскому уширению. В расчетах, представленных в настоящей работе, электронная ширина вычислялась с помощью приближенной теории, описанной в монографии [5]:

$$\gamma = 16N_e \langle v \rangle \rho_0^2(\langle v \rangle) \left(0.215 + \ln \left(\frac{r_D}{\rho_0} \right) \right),$$

$$\rho_0(\langle v \rangle) = \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\hbar}{Zm_e \langle v \rangle} \right)^2 I(n, n') \right]^{1/2}, \quad (15)$$

$$I(n, n') = \frac{n^4 + n'^4}{2},$$

где r_D – электронный дебаевский радиус, $\langle v \rangle$ – средняя скорость электронов.

На рисунке 2 представлено сравнение расчетов профиля спектральной линии H_β (переход $n = 4 \rightarrow n' = 2$) с результатами известных экспериментов на

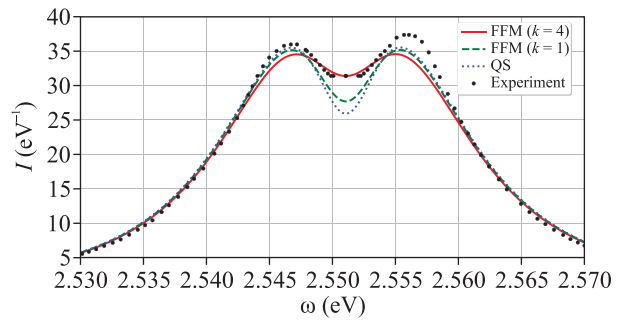


Рис. 2. (Цветной онлайн) Профиль линии H_β (переход $n = 4 \rightarrow n' = 2$), $N_e = 8.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 13400 \text{ К}$

электрической дуге, проведенных под руководством В. Л. Визе [23]. Расчет показал, что при температуре и плотности, которые реализовались в эксперименте, $k = \nu/\nu_0 = 4$. Видно, что расчет профиля с данным значением частоты скачков плазменного микрополя лучше описывает центральный участок линии, чем расчеты в квазистатическом приближении (QS) и с $\nu = \nu_0$. При этом ширины профилей линий на полувысоте (FWHM) во всех расчетах совпадают, т.е. оказываются нечувствительными к эффектам ионной динамики, поскольку в данном случае частота скачков оказывается вдвое ниже, чем FWHM. Поскольку расчетные значения FWHM совпадают с экспериментальным, то это также означает, что модель расчета электронной столкновительной ширины [5], используемая в настоящей работе, хорошо работает для рассматриваемых параметров. Также отметим,

что в эксперименте наблюдается небольшая асимметрия относительно центра провала, что, судя по всему, связано с квадрупольным вкладом в интенсивность излучения линии H_β [24].

4. Расчет профилей линий многозарядных ионов. Для расчета профилей спектральных линий многозарядных ионов (МЗИ) в плазме в настоящей работе используется модель LINEDM [25], построенная на основе формализма матрицы плотности для произвольных многоэлектронных ионов и позволяющая учитывать основные виды уширения линий таких ионов в плазме: доплеровское, однородное (электронно-столкновительное, радиационное и автоионизационное) и ионное квазистатическое уширение. При интеграции FFM в модель LINEDM возникает сложность, связанная с необходимостью выделения квазистатического ионного профиля $I_{i0}(\omega)$, входящего в выражение (2), при том, что в модели LINEDM вычисляется профиль линии $I^{(DM)}(\omega)$, учитывающий сразу все механизмы уширения. Эту сложность можно обойти [26], используя подход классической теории уширения спектральных линий [5].

Рассмотрим автокорреляционную функцию для профиля линии $I^{(DM)}(\omega)$, которая является фурье-образом от этого профиля:

$$\Phi^{(DM)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I^{(DM)}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega, \quad (16)$$

$$I^{(DM)}(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \left\{ \int_0^{\infty} e^{-i\omega\tau} \Phi^{(DM)}(\tau) d\tau \right\}. \quad (17)$$

Профиль $I^{(DM)}(\omega)$ можно представить в виде свертки фойгтовского профиля, описывающего доплеровское и однородное уширение [5], $V(\omega)$ и эффективного ионного квазистатического $I_{i0}(\omega)$ профиля $I_{i0}(\omega)$. Соответственно, автокорреляционная функция $\Phi^{(DM)}(\tau)$ результирующего профиля $I^{(DM)}(\omega)$ является произведением автокорреляционных функций, соответствующих указанным, статистически независимым, механизмам уширения:

$$\Phi^{(DM)}(\tau) = \Phi_V(\tau) \cdot \Phi_{i0}(\tau), \quad (18)$$

где $\Phi_V(\tau)$ и $\Phi_{i0}(\tau)$ – автокорреляционные функции, отвечающие соответственно фойгтовскому $V(\omega)$ профилю и эффективному квазистатическому ионному $I_{i0}(\omega)$ профилю. Отсюда нетрудно получить формулу для вычисления $I_{i0}(\omega)$:

$$I_{i0}(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{\Phi^{(DM)}(\tau)}{\Phi_V(\tau)} e^{-i\omega\tau} d\tau \right\}. \quad (19)$$

Далее необходимо подставить полученный эффективный квазистатический ионный профиль в формулу (2). Полученную функцию $I_i(\omega)$ затем необходимо свернуть с фойгтовским профилем $V(\omega)$ ³.

На рисунке 3 представлен профиль спектральной линии He_β перехода $n = 3 \rightarrow n = 1$ гелиеподобного

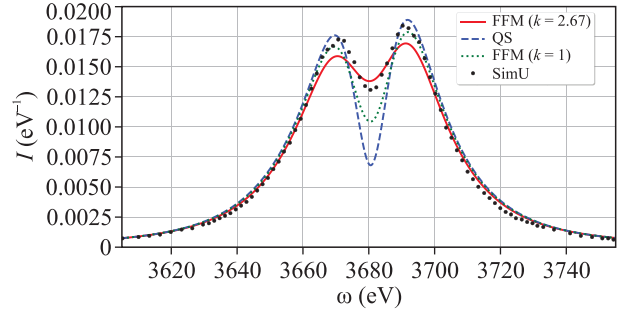


Рис. 3. (Цветной онлайн) Профиль линии He_β (переход $n = 3 \rightarrow n = 1$ в гелиеподобном ионе $ArXVII$), $N_e = 2 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $T = 1 \text{ кэВ}$. Излучение светящейся примеси аргона с концентрацией 0.1 % в дейтериевой плазме. Сравнение с результатами расчетов [27], проведенных с использованием метода МД (SimU)

иона $ArXVII$ в дейтериевой плазме с диагностической примесью аргона (0.1 % по числу атомов) при плотности электронов $N_e = 2 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T = 1 \text{ кэВ}$. При указанных параметрах $\nu = 2.68\nu_0$. На рисунке 3 приведены результаты расчетов по программе LINEDM в квазистатическом приближении и с привлечением модели FFM при $\nu = \nu_0$ и $\nu = 2.68\nu_0$ (т.е. по модели, представленной в настоящей работе), а также расчетов [27], проведенных по модели SimU [28, 29] с использованием метода МД для учета движения ионов. При этом $\nu_0 \approx 15.5 \text{ эВ}$, а $\nu \approx 43 \text{ эВ}$. Учитывая, что расстояние между пиками примерно равно 25 эВ, эффекты ИД должны существенно влиять на форму провала, что и наблюдается в расчетах. Также видно, что для всех рассмотренных случаев ширины линий имеют близкие значения, однако форма профиля в центре линии при этом имеет различный вид. В центре линии данные МД-расчетов по SimU и по модели, представленной в настоящей работе, наиболее близки. При этом максимумы в МД-расчете по SimU оказываются несколько выше. Это связано с тем, что профили, представленные на рис. 3, нормированы на площадь под каждой кривой, при том, что профиль, рассчитанный с помощью SimU, оказывается несколько уже. Хотя

³В данном расчете фойгтовский профиль $V(\omega)$ также вычисляется по программе LINEDM при ионном микрополе $F = 0$.

в теории уширения результаты МД-расчетов иногда считаются “эталонными”, к этому следует относиться весьма аккуратно. Так, в работе [27] различные модели, использующие метод МД, показали существенные разные результаты при описании формы провала спектральной линии Ly_{β} нейтрального водорода.

На рисунке 4 приведено сравнение экспериментального профиля линии He_{β} гелиеподобного иона

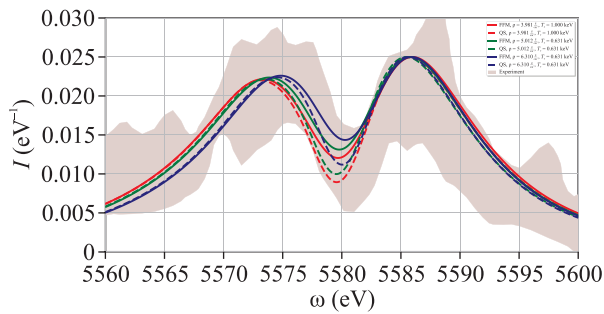


Рис. 4. (Цветной онлайн) Профиль линии He_{β} (переход $n = 3 \rightarrow n = 1$ в гелиеподобном ионе $TiXX$) в сравнении с результатами эксперимента [1]

$TiXX$, зарегистрированного при облучении тонкой титановой фольги в обкладках из алюминия мощным лазерным импульсом с энергией 8–10 Дж и длительностью импульса $\simeq 45$ фс. На рисунке 4 представлены результаты нескольких расчетов линии He_{β} иона $TiXX$ для плотностей $\rho = 3.98\text{--}6.31 \text{ г/см}^3$ и температур $T = 630\text{--}1000 \text{ эВ}$ титановой фольги, при которых экспериментальные данные с учетом погрешности измерения могут быть описаны расчетами по методике, представленной в настоящей работе. Отметим, что при интерпретации экспериментальных результатов в работе [1] интервал плотностей и температур, при которых удается описать экспериментальный профиль линии оказался немного меньше. Это, по-видимому, связано с тем, что в расчетах, представленных в работе [1], явным образом учтен монополюсный член, который позволяет с высокой точностью описывать красный сдвиг спектральной линии. В то же время из рис. 4 видно, что расчеты, проведенные в рамках настоящей модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными, а значит, величина красного сдвига в данном случае меньше ширины линии.

Из рисунка 4 видно, что погрешности измерений не позволяют интерпретировать экспериментальные данные с необходимой точностью. Во-первых, интервал температур и плотностей титановой фольги, при которых регистрировалось излучение линии He_{β} иона $TiXX$, согласно проведенным нами расче-

там, получается довольно большим. Отметим, что по оценкам авторов работы [1], этот интервал еще шире. Во-вторых, по результатам эксперимента нельзя сделать вывод о том, какова роль эффектов ионной динамики при формировании профиля рассматриваемой спектральной линии, где точность определения интенсивности в эксперименте составляет $\delta I \approx 40\text{--}50\%$. В условиях рассматриваемого эксперимента $\nu_0 \approx 1 \text{ эВ}$, а $\nu \approx 5 \text{ эВ}$. При этом расстояние между пиками примерно равно 10 эВ, а поэтому в центральной области, ширина которой равна примерно 5 эВ, должны быть важны эффекты ИД, что, в частности, видно из рис. 4. Поэтому для того, чтобы в данном эксперименте можно было бы обнаружить эффекты ИД, необходимо, чтобы в центре линии погрешность определения интенсивности была менее 20%. Тем не менее, на основе приведенного сравнения можно сделать ряд выводов. Во-первых, ширина спектральной линии (FWHM) очень слабо изменяется в зависимости от температуры и плотности в рассмотренных интервалах. Так, при изменении температуры и плотности примерно вдвое ширина линии меняется менее, чем на 1%. Во-вторых, из рис. 4 в то же время видно, что глубина провала в центре штарковского профиля зависит от температуры и плотности намного сильнее. Это говорит о том, что диагностика плазмы по глубине и форме провала штарковских профилей линий переходов с четными значениями Δn (например, линий H_{β} и He_{β}) может быть заметно более чувствительной, чем по величине FWHM, для чего важно обеспечить возможность проведения спектральных измерений в центральной части линий с более высокой точностью, чем для измерения FWHM. Для рассмотренных условий, как указывалось выше, точность таких измерений должна быть лучше 20%.

5. Заключение. В настоящей работе предложен метод расчета частоты скачков ионного микрополя с помощью стохастической теории С. Чандрасекара и Д. фон Неймана. Полученные результаты использованы при расчете штарковских профилей с учетом эффектов ИД по модели FFM. Приведены расчеты профиля бальмеровской линии водорода H_{β} . Сравнение с экспериментальными данными показало, что центральная область лучше описывается в рамках модели, представленной в настоящей работе, чем в квазистатическом приближении и с использованием упрощенного варианта FFM.

Предложен метод использования FFM в контексте формализма матрицы плотности. На примере линии He_{β} иона $AgXVII$ показано, что эффекты ИД и, в частности, величина частоты скачков ионного мик-

рополя могут сильно влиять на форму провала спектральных линий МЗИ с четным Δn . Анализ расчетных данных для штарковского профиля линии He_β гелиеподобного иона TiXX показал, что для такой линии форма провала в центре линии существенно более чувствительна к изменению параметров плазмы, чем ее ширина на полувысоте.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института (учреждения, организации). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. B. F. Kraus, L. Gao, K. W. Hill, M. Bitter, P. C. Efthimion, T. A. Gomez, A. Moreau, R. Hollinger, Sh. Wang, H. Song, J. J. Rocca, and R. C. Mancini, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 205001 (2021).
2. P. Beiersdorfer, G. V. Brown, A. McKelvey, R. Shepherd, D. J. Hoarty, C. R. D. Brown, M. P. Hill, L. M. R. Hobbs, S. F. James, J. Morton, and L. Wilson, *Phys. Rev. A* **100**, 012511 (2019).
3. A. V. Gorbunov, E. E. Mukhin, E. B. Berik, K. Yu. Vukolov, V. S. Lisitsa, A. S. Kukushkin, M. G. Levashova, R. Barnsley, G. Vayakis, and M. J. Walshe, *Fusion Eng. Des.* **123**, 695 (2017).
4. E. E. Mukhin, G. S. Kurskiev, A. V. Gorbunov et al. (Collaboration), *Nucl. Fusion* **59**, 086052 (2019).
5. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, АН СССР, М. (1963).
6. В. И. Коган, *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций* **4**, 258 (1958).
7. M. Takeo and S. Chen, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 20 (1957).
8. A. Brissaud and U. Frisch, *JQSRT* **11**, 1767 (1971).
9. B. Talin, A. Calisti, L. Godbert, R. Stamm, R. W. Lee, and L. Klein, *Phys. Rev. A* **51**, 1918 (1995).
10. E. Stambulchik and Y. Maron, *Phys. Rev. E* **87**, 053108 (2013).
11. S. Chandrasekhar and J. von Neumann, *Astrophys. J.* **97**, 1 (1943).
12. А. В. Демура, В. С. Лисица, Г. В. Шолин, *ЖЭТФ* **73**, 400 (1977).
13. V. A. Astapenko, A. Yu. Letunov, and V. S. Lisitsa, *Universe* **7**, 176 (2021).
14. A. Derevianko and E. Oks, *JQSRT* **58**, 553 (1997).
15. Л. А. Бурева, М. Б. Кадомцев, М. Г. Левашова, В. С. Лисица, А. Калисти, Б. Талин, Ф. Б. Розми, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 718 (2009).
16. A. V. Anufrienko, A. E. Bulyshev, A. L. Godunov, A. V. Demura, Y. K. Zemtsov, V. S. Lisitsa, and A. N. Starostin, *JETP* **76**, 219 (1993).
17. A. V. Demura and E. Stambulchik, *Atoms* **2**, 334 (2014).
18. A. V. Demura, *Int. J. Spectrosc.* **2010**, 671073 (2010).
19. E. Kh. Akhmedov, A. L. Godunov, Yu. K. Zemtsov, V. A. Makhrov, A. N. Starostin, and M. D. Taran, *JETP* **89**, 470 (1985).
20. Jr. C. F. Hooper, *Phys. Rev.* **165**, 215 (1968).
21. Э. Бете, М. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, М. (1960).
22. В. С. Лисица, *Успехи физических наук* **122**, 449 (1977).
23. W. L. Wiese, D. E. Kelleher, and D. R. Paquette, *Phys. Rev. A* **6**, 1132 (1972).
24. А. В. Демура, Г. В. Демченко, Д. Николич, *К теории асимметрии спектральных линий атомарного водорода в плазме*, Препринт ИАЭ 6430/6 (2006).
25. P. A. Loboda, I. A. Litvinenko, G. V. Baydin, V. V. Popova, and S. V. Koltchugin, *Laser and Particle Beams* **18**, 275 (2000).
26. A. Yu. Letunov, V. S. Lisitsa, P. A. Loboda, and A. A. Novikov, *Physics of Atomic Nuclei* **86**, 2224 (2023).
27. S. Ferri, A. Calisti, C. Mossé et al. (Collaboration), *Atoms* **2**, 299 (2014).
28. E. Stambulchik and Y. Maron, *High Energy Density Physics* **6**, 9 (2010).
29. E. Stambulchik and Y. Maron, *JQSRT* **99**, 730 (2006).