

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

В. А. Астапенко^{*}, Л. А. Бурева^{**}, В. С. Лисица^{***}

^{*}Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный, Московская обл.

^{**}Институт спектроскопии РАН, 142190, Троицк, Московская обл.

^{***}Российский научный центр «Курчатовский институт» 123481, Москва

1. Введение

Многочисленные исследования поляризационного излучения (ПИ), проведенные в последние десятилетия [1], относились к расчету характеристик самого элементарного акта, причем в основном для свободно-свободных переходов (тормозное излучение (ТИ)) на нейтральных атомах. В то же время оставался неясным вопрос о вкладе поляризационного канала в наблюдаемое излучение и рекомбинацию плазмы с тяжелыми ионами с учетом ее реального ионизационного состава.

Вклад поляризационного канала зависит от ионизационного состава плазмы, определяемого ее температурой и зарядом рассматриваемого элемента. Практически для горячей плазмы речь идет о средних и тяжелых элементах, таких как Fe, Mo, W, U. Отметим, что исследование поляризационных каналов при фиксированном заряде иона актуально для плазмы накопительных колец, характеризуемой весьма низкими значениями энергии относительного движения электронов и ионов. В этом случае поляризационное излучение сопровождается рекомбинацией электрона. Таким образом, речь идет о расчете интенсивности излучения при свободно-свободных и свободно-связанных переходах квазиклассических электронов, рассеивающихся на ионах с электронным остовом. Процесс может идти, как известно (см., например, [1]), по двум каналам: обычному (статическому) и поляризационному. Обычное (статическое) излучение (СИ) обусловлено ускорением налетающей частицы (НЧ) в статическом поле мишени [2]. Поляризационное излучение (ПИ) обусловлено ионным остовом и возникает вследствие его динамической поляризации, создаваемой электрическим полем НЧ. Спектральная интенсивность ПИ быстрых электронов в частично-ионизированной плазме рассчитывалась в [3] стандартными методами теории возмущений с использованием борновского приближения по движению НЧ. Этот же вопрос исследовался методом динамического форм-фактора плазменных компонент [1, глава 6], который позволяет последовательным образом учесть рассеяние эквивалентного поля НЧ в реальный фотон на флуктуационном заряде плазмы. Поляризационное тормозное излучение тепловых электронов на дебаевской сфере в низкотемпературной плазме рассматривалось в недавней статье [4].

Расчет спектров СИ электронов умеренных энергий, характерных для плазмы, проводился ранее как последовательным квантовомеханическим методом [5], так и в рамках различных приближенных методов [6–11]. В работах [10, 11] было показано, что использование для этой цели квазиклассического приближения и методов т. н. крамерсовской электродинамики [12], в частности вращательного приближения (ВП) [10], дает хорошее соответствие с результатами детальных квантовомеханических расчетов [5]. Вращательное приближение может быть простым образом обобщено также и на случай ПИ [13], если для оценки величины поляризуемости электронного остова мишени использовать модель локальной плазменной частоты [14]. В этой модели все излучательные характеристики мишени являются функционалом электронной плотности остова $n(r)$, что открывает возможность универсального (единого для всех зарядов ядра Z), описания ПИ при использовании для $n(r)$ статистических распределений типа Томаса – Ферми [15]. Существенно, что данный подход позволяет учесть также эффекты проникновения НЧ в остов мишени, роль которых весьма велика для обоих механизмов излучения. Именно таким способом [16] было получено универсальное выражение для эффективного излучения квазиклассических электронов на нейтральном атоме Томаса – Ферми, обобщающее результат работы

[10] на случай поляризационного канала. Для условий плазмы требуется обобщение этих результатов на случай атомарных ионов, аналогичное данным [11] для статического канала. При этом дипольное (по взаимодействию НЧ с остовом) приближение, использовавшееся в работе [17] при рассмотрении данного явления, обобщается на учет проникновения рекомбинирующего электрона в остов.

2. Метод расчета

В основе расчета эффективного излучения и фоторекомбинации электрона на ионе с остовом лежит модель Томаса – Ферми для плотности $n(r, q, Z)$ электронного распределения в остове иона [18] (ниже используются атомные единицы):

$$n(r, q, Z) = Z^2 f(x = r/r_{TF}, q), \quad f(x, q) = \frac{32}{9\pi^2} \left(\frac{\chi(x, q)}{x} \right)^{3/2} \quad (1)$$

здесь $r_{TF} = b/Z^{1/3}$ – радиус Томаса – Ферми, Z – заряд ядра, Z_i – заряд иона, $b = \left(\frac{9\pi^2}{128} \right)^{1/3} \cong 0.8853$, $q = Z_i/Z$ – степень ионизации, $\chi(x, q)$ – функция Томаса – Ферми для иона с заданным q . Для расчета $\chi(x, q)$ удобно использовать приближенное выражение, полученное Зоммерфельдом и уточненное в [15]:

$$\chi(x, q) = \chi_0(x) \left[1 - \left(\frac{1+z(x)}{1+z_0(q)} \right)^{\lambda_1/\lambda_2} \right], \quad z(x) = \left(\frac{x}{\sqrt[3]{144}} \right)^{\lambda_2}, \quad z_0(q) = \left(\frac{x_0(q)}{\sqrt[3]{144}} \right)^{\lambda_2}. \quad (2)$$

здесь $x_0(q)$ – приведенный радиус иона, $\chi_0(x)$ – функция Томаса – Ферми нейтрального атома, $\lambda_1 = (7 + \sqrt{73})/2$, $\lambda_2 = (-7 + \sqrt{73})/2$. Для приведенного радиуса иона хороший результат дает аппроксимация в модели Томаса – Ферми – Дирака [19]:

$$x_0(q) = 2.96 \left(\frac{1-q}{q} \right)^{2/3}, \quad 0.2 < q \leq 1 \quad (3)$$

Аппроксимация (3) достаточна для высокотемпературной плазмы с температурой электронов $T > 500$ эВ. Для более низких температур и соответственно меньших степеней ионизации параметр $x_0(q)$ может быть определен из решения трансцендентного уравнения $q = -x d\chi/dx$ [15], в котором для $\chi(x, q)$ используется формула (2).

В рассматриваемом приближении потенциал электрон-ионного взаимодействия имеет вид:

$$U(r = x r_{TF}) = \frac{Z^{4/3}}{b} \left\{ \theta(x_0 - x) \left[\frac{\chi(x, q)}{x} + \frac{q}{x_0} \right] + \theta(x - x_0) \frac{q}{x} \right\} \quad (4)$$

здесь $\theta(x)$ – ступенчатая функция Хэвисайда.

Для вычисления эффективного излучения по статическому каналу в высокочастотной (крамерсовской) области спектра, характеризуемой неравенством $\omega > \omega^*$ ($\omega^* = v/r^*$, где v – начальная скорость НЧ, r^* – расстояние наибольшего сближения) можно воспользоваться т. н. вращательным приближением (ВП) [10, 12]. Согласно ВП, за излучение час-

тот рассматриваемого спектрального диапазона ответственны участки траектории движения НЧ, соответствующие ее максимальному сближению с центром поля. Таким образом, каждой точке траектории налетающего электрона ставится в соответствие «вращательная» частота $\omega_{\text{rot}}(r)$, определяемая равенством:

$$\omega_{\text{rot}}(r, E) = \frac{\sqrt{2(E + |U(r)|)}}{r}, \quad (5)$$

где E – начальная энергия НЧ, и предполагается, что излучаемая частота ω совпадает с вращательной. В рамках указанного приближения для спектрального эффективного излучения по статическому каналу можно получить следующее выражение [7, 10, 12]:

$$\left(\frac{d\kappa}{d\omega}\right)_{\text{st}}^{\text{rot}} = \frac{8\pi\sqrt{3}}{3c^3\sqrt{2E_0}} \int_0^{\infty} (Z_{\text{eff}}(r))^2 \sqrt{1 + \frac{|U(r)|}{E}} \delta(\omega - \omega_{\text{rot}}(r)) r^{-2} dr, \quad (6)$$

$Z_{\text{eff}}(r) = r^2 |dU/dr|$ – эффективный заряд мишени в данной точке, c – скорость света.

Простейшее обобщение ВП на поляризационный канал можно получить, если в равенстве (6) заменить эффективный заряд мишени Z_{ef} на частотно-зависимый эффективный заряд электронного остова $N_{\text{pol}}(r, \omega)$. Этот заряд обуславливает ПИ на заданной частоте ω , и в модели локальной электронной плотности может быть представлен в виде [13, 16]:

$$N_{\text{pol}}(r, \omega) = \omega^2 \left| \int_0^r \beta(r', \omega) 4\pi r'^2 dr' \right|, \quad (7)$$

здесь $\beta(r, \omega)$ – пространственная плотность динамической поляризуемости мишени. Для этой величины в рамках статистического рассмотрения электронного остова иона физически адекватным является приближение Брандта – Лундквиста [14, 16]:

$$\beta(r, \omega) = \frac{\omega_{\text{pe}}^2(r, q)/4\pi}{\omega_{\text{pe}}^2(r, q) - \omega^2 - i0}, \quad (8)$$

$\omega_{\text{pe}}^2(r, q) = 4\pi n(r, q)$ – локальная электронная плазменная частота, для расчета $n(r, q)$ ниже будет использоваться модель Томаса – Ферми – Зоммерфельда (1)-(3). Наличие текущего расстояния от НЧ до ядра в верхнем пределе интегрирования формулы (7) описывает эффекты проникновения НЧ в остов. Заметим, что эффективный поляризационный заряд зависит также от степени ионизации мишени через электронную плотность $n(r, q)$, уменьшаясь с ростом степени ионизации (параметра q).

Таким образом, в рамках ВП получаем выражение для спектрального эффективного ПИ в полной аналогии с результатом (6) для СИ:

$$\left(\frac{d\kappa}{d\omega}\right)_{\text{pol}}^{\text{rot}} = \frac{8\pi\sqrt{3}}{3c^3\sqrt{2E_0}} \int_0^{\infty} (N_{\text{pol}}(r, \omega))^2 \sqrt{1 + \frac{|U(r)|}{E}} \delta(\omega - \omega_{\text{rot}}(r)) r^{-2} dr. \quad (9)$$

Существенно, что результат (9) можно распространить, как это было показано в [16], на весь спектральный диапазон излучаемых фотонов, поскольку ПИ слабо зависит от траектории НЧ. Напротив, интерполяция СИ (6) в область низких частот представляет собой определенную задачу, решаемую по-разному для нейтрального атома и для иона – мише-

ни. В случае нейтрального атома достаточным оказывается линейная интерполяция (6) к транспортному пределу [10]. Эта процедура несправедлива для иона, поскольку транспортное сечение рассеяния электрона в кулоновском поле расходится в пределе нулевых энергий НЧ. Мы будем использовать для СИ в этом случае сшивку высокочастотного и низкочастотного пределов в форме, предложенной в работе [11]. Соответствующий гаунт-фактор для статического канала имеет вид:

$$g_{st} = \frac{\sqrt{6}}{\pi} q^{\mu(\varepsilon)} \ln \left\{ \exp \left[\frac{\pi \max(q^2, g_{st}^a(v, \varepsilon))}{\sqrt{6} q^{\mu(\varepsilon)}} \right] + \left[\frac{4 \varepsilon^{3/2}}{1.78 \sqrt{\frac{b^3}{2}} v q} \right]^{\frac{q^{2-\mu(\varepsilon)}}{\sqrt{2}}} \right\}, \quad (10)$$

здесь $v = \omega/Z$, $\varepsilon = Eb/Z^{4/3}$ – приведенные частота и энергия, $\mu(\varepsilon) = (1 - \ln \sqrt{\varepsilon})/2$, $g_{st}^a(v, \varepsilon)$ – гаунт-фактор для СИ на нейтральном атоме Томаса–Ферми. Сравнение результатов расчетов сечений тормозного излучения с использованием формулы (10) с результатами последовательных квантовомеханических расчетов [5] свидетельствует о хорошей точности интерполяции (10) лежащей, как правило, в пределах 10 %.

Существенно, что в рассматриваемом приближении тормозное и рекомбинационное излучение плавно переходят друг в друга при значениях излучаемой частоты, равной высокочастотной границе спектра: $\omega^h = E + I(Z_i, Z)$, где $I(Z_i, Z)$ – потенциал ионизации иона-мишени.

3. Излучение квазиклассических электронов на многоэлектронных ионах

Рассмотрим сначала эффективное излучение по обоим каналам без температурного усреднения. Представляет интерес оценить вклад ПИ для случая низких энергий налетающих электронов $E \ll I(Z_i, Z)$ при их рассеянии на многозарядных ионах, когда доминирует рекомбинационное излучение. Эта ситуация имеет место, в частности, в экспериментах на накопительных кольцах [20]. Для потенциала ионизации иона $I(Z_i, Z)$, определяющего высокочастотную границу излучения в этом случае, воспользуемся фиттингом, полученным в [6]:

$$I(Z_i, Z) = \frac{3(1 + Z_i)^{4/3}}{1 - 0.96 \left(\frac{1 + Z_i}{Z} \right)^{0.257}} \text{ эВ}. \quad (11)$$

Результаты расчета эффективного излучения для ПИ и СИ по формулам (9), (10) с использованием статистической модели (1)-(4), (7)-(8) для четырехкратного иона железа и энергии НЧ, равной одной атомной единице (а. е.), представлены на рис. 1.

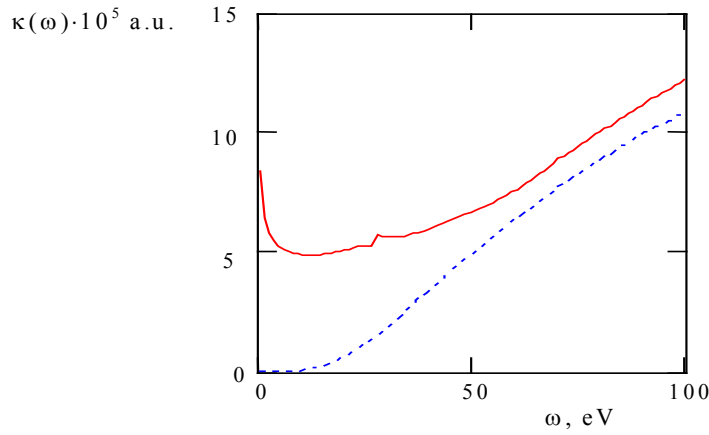


Рис. 1. Эффективное излучение квазиклассического электрона с энергией 1 а. е. при рассеянии на ионе Fe^{4+} : сплошная кривая – статический канал, пунктир – поляризационный канал

Видно, что вклад поляризационного канала возрастает с ростом частоты излучения и становится порядка вклада статического в диапазоне $\omega > 50$ эВ. Поскольку начальная энергия НЧ относительно мала, эффект проникновения НЧ в электронный остов мишени не приводит к заметному уменьшению интенсивности ПИ в высокочастотном пределе, хотя и несколько увеличивает интенсивность СИ. Для $\omega < E = 1$ а.е. реализуется только тормозное излучение, тогда как при больших частотах – рекомбинационное. С уменьшением энергии НЧ коротковолновая граница излучения сдвигается, естественно, в область меньших частот. Вид спектральных зависимостей и соотношение между ними принципиально не изменяются.

Определим R-фактор как величину, характеризующую относительный вклад поляризационного канала в излучение, согласно равенству:

$$R(\omega, q) = \frac{d\kappa_{\text{pol}}(\omega, q)}{d\kappa_{\text{st}}(\omega, q)} \quad (12)$$

Здесь в явном виде введена зависимость всех величин от степени ионизации мишени, являющаяся существенным новым моментом, отличающим настоящее рассмотрение от случая излучения на нейтральном атоме.

Спектральная зависимость R-фактора для рекомбинационного излучения медленных моноэнергетических электронов ($E = 0.1$ а. е.) на ионах с различной степенью ионизации представлена на рис. 2 для урана ($Z = 92$) как элемента, обладающего наибольшим ионным остовом. Естественно, что максимальная величина R-фактора реализуется для минимальной степени ионизации (в данном случае $Z_i = 12$), когда относительно велик поляризационный заряд (7). В этом случае вклад поляризационного канала в рекомбинационное излучение превышает вклад статического для достаточно больших частот. Для данных значений параметров, как видно из рис. 2, существует оптимальная частота излучения, на которой величина R-фактора максимальна. Для больших частот относительный вклад поляризационного канала в процесс падает вследствие эффектов проникновения НЧ в электронный остов мишени, (сопровождающимся уменьшением поляризационного заряда N_{pol}). Значение оптимальной частоты возрастает с ростом заряда иона. При этом R-фактор уменьшается, а высокочастотная граница смещается в области больших частот.

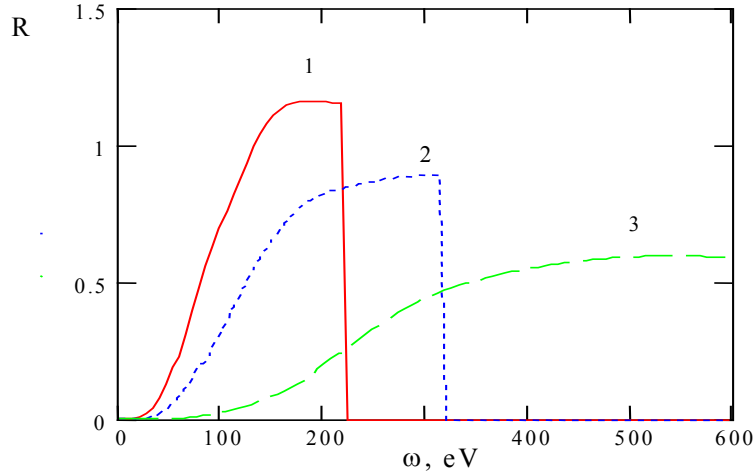


Рис. 2. Спектральный R-фактор для рекомбинационного излучения электронов с энергией 0.1 а. е., рассеивающихся на ионах урана ($Z = 92$) различной степени ионизации: 1 – $Z_i = 12$, 2 – $Z_i = 15$, 3 – $Z_i = 28$

Перейдем к расчетам интенсивности СИ и ПИ в высокотемпературной плазме, находящейся в состоянии коронального равновесия. Для температурной зависимости средней степени ионизации иона с заданным зарядом ядра будем использовать следующее аппроксимационное выражение:

$$\bar{q}(T, Z) = \frac{26}{Z} \sqrt{\frac{0.0272 T[\text{a.u.}]}{1 + 0.015 T[\text{a.u.}](26/Z)^2}}. \quad (13)$$

Формула (13) является слабоизмененным вариантом выражения, приведенного в [21]; она с точностью 5–10 % воспроизводит данные, полученные в [22] путем решения системы уравнений для коронального равновесия. Приближение (13) позволяет легко рассчитать интенсивности излучения по каждому из каналов (в пересчете на одно электрон-ионное столкновение), включая тормозные и рекомбинационные процессы с учетом температурного фактора:

$$k(\omega, T, Z) = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} T^{-3/2} \int_{E_{\min}(\omega, T)}^{\infty} \frac{dk}{d\omega}(\omega, E, \bar{q}(T, Z), Z) \exp\left(-\frac{E}{T}\right) E dE. \quad (14)$$

В формуле (14) нижний предел интегрирования определяется очевидным равенством:

$$E_{\min}(\omega, T, Z) = \max\{0, \omega - I(Z\bar{q}(T, Z), Z)\} \quad (15)$$

Для R-фактора, описывающего отношение температурно-усредненных интенсивностей излучения по поляризационному и статическому каналам, аналогично (12) можно записать:

$$\bar{R}_T(\omega, T, Z) = \frac{k_{\text{pol}}(\omega, T, Z)}{k_{\text{st}}(\omega, T, Z)}. \quad (16)$$

Спектры тормозного и полного (с учетом рекомбинации) излучения по поляризационному и статическому каналам, рассчитанные в соответствии с формулой (14), приведены на рис. 3, для рассеяния электронов плазмы с температурой 500 эВ на ионе вольфрама ($Z = 74$) со степенью ионизации, определяемой согласно (13). Интенсивность тормоз-

ного излучения рассчитывалась по формуле (14) с нижним пределом интегрирования, равным частоте. Для указанной температуры и заряда ядра имеем: $\bar{q} = 0.244$, $\bar{I} = 473$ эВ.

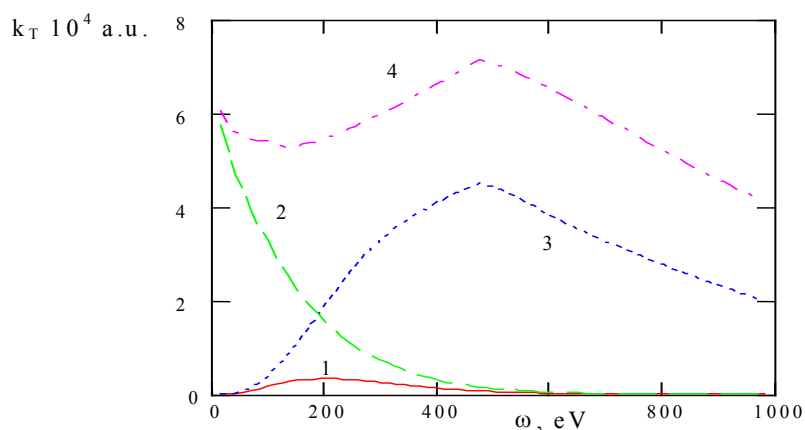


Рис. 3. Спектры излучения электронов при их рассеянии на ионе вольфрама ($Z = 74$), усредненные по состоянию коронарного равновесия плазмы при температуре $T = 500$ эВ. 1 – поляризационное тормозное излучение, 2 – статическое тормозное излучение, 3 – полное поляризационное излучение, 4 – полное статическое излучение

Из рис. 3 видно, что спектр полного излучения по обоим каналам достигает максимума и претерпевает излом как раз на частоте $\omega = \bar{I}$, что отражает известные пороговые особенности частотной зависимости рекомбинационного излучения, которое в рассматриваемом случае является доминирующим процессом. Рекомбинационное излучение в области частот $\omega < \bar{I}$ соответствует переходам электрона в состояния с меньшей потенциальной энергией (большим главным квантовым числом), которые в используемом приближении заменяются непрерывным распределением электронов мишени по энергии. Относительный вклад поляризационного канала в тормозное и полное излучение (R-фактор) практически одинаков. Соответствующая частотная зависимость R-фактора представляет собой кривую, степенным образом возрастающую на малых частотах, достигающую максимума ($\bar{R}_T^{\max}(T = 500 \text{ eV}, W) \approx 0.6$) на частоте, примерно равной температуре и монотонно убывающую в высокочастотном диапазоне вследствие эффектов проникновения НЧ в остов мишени. Из вышесказанного следует, что роль ПИ в данном случае существенна, несмотря на то, что при заданных параметрах средний заряд иона мишени достаточно велик: $\bar{Z}_i = 18$.

Спектральные зависимости усредненного по состоянию коронального равновесия плазмы R-фактора для рассеяния электронов на ионах различных элементов (Fe, Mo, W) и $T = 500$ эВ представлены на рис. 4.

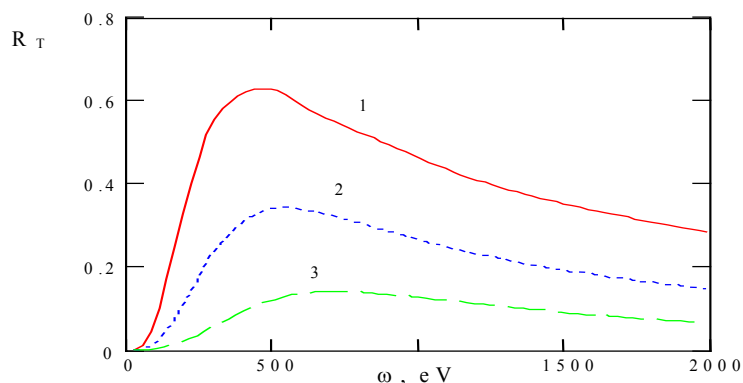


Рис. 4. R-фактор, усредненный по состоянию коронального равновесия при температуре 500 эВ, для различных мишеней: 1 – W, 2 – Mo, 3 – Fe

Видно, что вклад ПИ при заданной температуре возрастает с ростом заряда ядра: от 0.1 (в максимуме частотной зависимости) для железа до 0.6 для вольфрама. Это возрастание является следствием уменьшения среднетемпературной степени ионизации мишени с ростом заряда ядра, в результате чего увеличивается эффективный заряд остова, обуславливающий излучение по поляризационному каналу. Отметим, что средний заряд иона при этом изменяется весьма слабо: 16.3 у железа и 18 у вольфрама. Положение максимума R-фактора несколько сдвигается в область высоких частот при переходе от вольфрама к железу. С повышением температуры плазмы вклад ПИ в процесс уменьшается, что связано с ростом средней степени ионизации мишени, оптимальная частота при этом также растет. Так, для $T = 1000 \text{ eV}$ и вольфрамовой мишени, когда $\bar{q}_T = 0.34$ ($\bar{Z}_i = 25$), расчет дает: $\bar{R}_T^{\max} \approx 0.43$ и $\omega_{\max} \approx 900 \text{ eV}$.

Анализ роли ПИ, проведенный в рамках предложенного подхода, показывает, что вклад поляризационного канала может быть существенным также и в случае легких атомов, если температура плазмы достаточно низка. Так, для ионов углерода и $T = 10 \text{ eV}$ ($\bar{q}_T = 0.32$), максимальное значение усредненного R-фактора составляет примерно 0.46. При этом оптимальная (для проявления поляризационных эффектов) частота смещена в высокочастотный диапазон $\omega_{\max} \approx 80 \text{ eV}$ по сравнению со случаем тяжелых элементов, когда $\omega_{\max} \approx T$. Конечно, использование статистической модели в этом случае является весьма грубым приближением.

4. Сечение и скорость фоторекомбинации с учетом поляризационного канала

Развитый выше подход позволяет выразить сечение фоторекомбинации квазиклассического электрона с начальной энергией E через спектральное эффективное излучение в соответствии с равенством:

$$\sigma_r(E, q, Z) = \int_E^{E+I} \frac{dk}{d\omega} \frac{d\omega}{\omega} \quad (17)$$

При выводе (17) была учтена связь между эффективным излучением и сечением процесса: $k = \omega\sigma$. Формула (17) описывает как статический, так и поляризационный канал, если под $dk/d\omega$ понимать соответствующее эффективное излучение.

Следует иметь в виду, что используемый классический подход не учитывает, естественно, виртуальных возбуждений электронного остова иона в дискретном спектре. Таким образом, его точность зависит от существенности вклада дискретного спектра в поляризуемость мишени: чем менее существенен этот вклад, тем точнее результаты настоящего рассмотрения. Роль дискретного спектра мала для атомов (ионов) с замкнутыми электронными оболочками [23], поэтому используемый метод наиболее адекватен для такого рода мишеней. В противоположном случае он дает, как правило, оценку снизу для вклада поляризационных эффектов в рассматриваемые процессы.

Эффекты поляризации остова в фоторекомбинации можно также охарактеризовать R-фактором аналогично (12):

$$R_r(E) = \frac{d\sigma_r^{\text{pol}}(E)}{d\sigma_r^{\text{st}}(E)} \quad (18)$$

Относительный вклад поляризационного канала в сечение рекомбинации электронов на ионе урана с различной степенью ионизации q как функция начальной энергии НЧ показан на рис. 5.

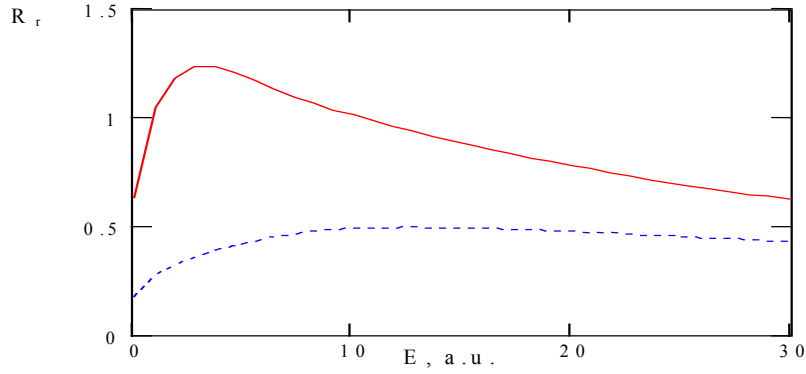


Рис. 5. R-фактор для рекомбинации как функция начальной энергии НЧ при рассеянии на ионе урана с различной степенью ионизации: сплошная кривая – $q=0.1$; пунктир – $q=0.3$

Данный результат представляет интерес для интерпретации экспериментов на накопительных кольцах [20], когда степень ионизации мишени и энергия электронного пучка могут быть фиксированными. Как и в случае спектрального R-фактора (рис. 2), роль поляризации остова иона в рекомбинации растет с уменьшением величины q .

Для рекомбинационных процессов в плазме представляет интерес скорость фоторекомбинации, усредненная по состоянию коронального равновесия, выражение для которой через соответствующее сечение имеет вид:

$$\alpha_r(T, Z) = 2 \sqrt{\frac{2T}{\pi}} \int_0^{\infty} \sigma_r(x, T, \bar{q}(T, Z), Z) e^{-x} x dx \quad (19)$$

Здесь использована средняя степень ионизации (13), зависящая от температуры и заряда ядра.

В частности, для скорости фоторекомбинации по статическому каналу в приближении Крамерса с использованием формулы (17) можно получить:

$$\alpha_r^{(Kr)}(T, I) = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{8\sqrt{\pi}}{c^3} \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^{\infty} Z_{ef}^2(x) e^{-x} \ln\left(1 + \frac{I}{xT}\right) dx \quad (20)$$

Здесь $Z_{ef}(x)$ – эффективный заряд иона, зависящий, вообще говоря, от энергии НЧ. Для достаточно низких температур, когда мало проникновение рекомбинирующего электрона в остов иона, эффективный заряд можно положить равным заряду иона и вынести за знак интеграла в правой части равенства (20).

Рассчитанные в рамках настоящего подхода скорости фоторекомбинации квазиклассических электронов на ионе урана по поляризационному и статическому каналам представлены на рис. 6.

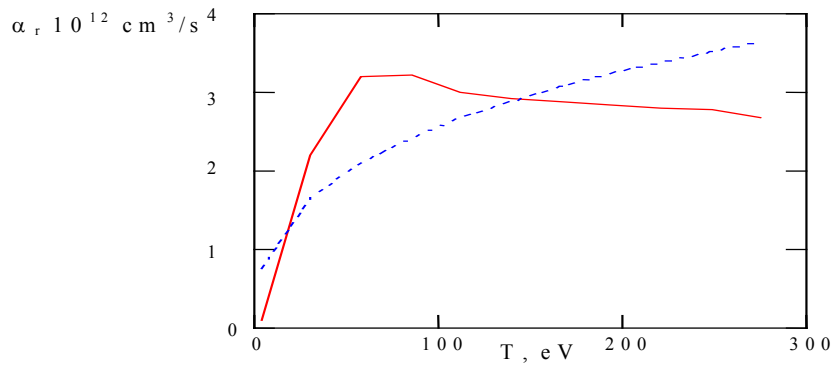


Рис. 6. Скорость рекомбинации на ионе урана с температурно-зависимой степенью ионизации: сплошная кривая – поляризационный канал, пунктир – статический канал

Видно, что температурная зависимость рассматриваемых механизмов фоторекомбинации носит различный характер. Скорость рекомбинации по статическому каналу монотонно возрастает, для поляризационного же канала существует оптимальное значение температуры, равное в данном случае примерно 100 эВ. При интерпретации рассчитанных по формуле (19) зависимостей нужно иметь в виду, что с ростом температуры возрастает также и средняя степень ионизации мишени. Это приводит, с одной стороны, к росту эффективного заряда иона, с другой стороны, к росту характерной частоты фоторекомбинационного излучения. Первое обстоятельство увеличивает скорость статического и уменьшает скорость поляризационного канала, а второй фактор, напротив, увеличивает скорость поляризационной фоторекомбинации. В результате температурная зависимость последней описывается кривой с максимумом, в котором поляризационный канал для данного элемента оказывается доминирующим над статическим.

Из результатов настоящих расчетов следует, что существует достаточно широкая область значений параметров, в которой поляризационная рекомбинация электронов на многозарядных ионах сравнима или даже преобладает над статической. В то же время нужно иметь в виду, что энергии НЧ, для которых реализуется такое преобладание, относительно велики и сравнимы с энергией возбуждения дискретных электронных состояний в остове мишени. В этом случае основной вклад в рекомбинацию дает, как правило, диэлектронная рекомбинация. Таким образом, вклад поляризационного канала может оказаться существенным лишь в промежуточном энергетическом интервале между областью низких энергий, где преобладает статическая фоторекомбинация, и областью относительно высоких энергий, где преобладает диэлектронная рекомбинация. Примером такой ситуации может служить случай рекомбинации электрона на ионе FeIII, играющий важную роль в астрофизических приложениях. Детальные расчеты скорости рекомбинации этого иона были проведены в работе [24] в рамках т. н. «железного проекта» (Iron project). Расчеты [24], основанные на методе R-матрицы, с учетом вклада 83 состояний иона FeIII весьма трудоемки (число учитываемых состояний ограничивалось из-за ограничения времени счета на Cray) и демонстрируют чувствительность результатов к выбору базиса. Важно отметить, что в этих расчетах не проводилось разделения каналов рекомбинации на статический, поляризационный и диэлектронный, а рассчитывалось излучение всей взаимодействующей системы «налетающий электрон + рекомбинирующий ион». Из сравнения результатов расчетов [24] с расчетами радиационной и диэлектронной рекомбинации, представленных на рис. 7, видно, что существует весьма широкая область температур 0.2 – 2 эВ, в которой величина рассчитанной скорости рекомбинации в несколько (до пяти) раз превосходит суммарный вклад статического и диэлектронного каналов.

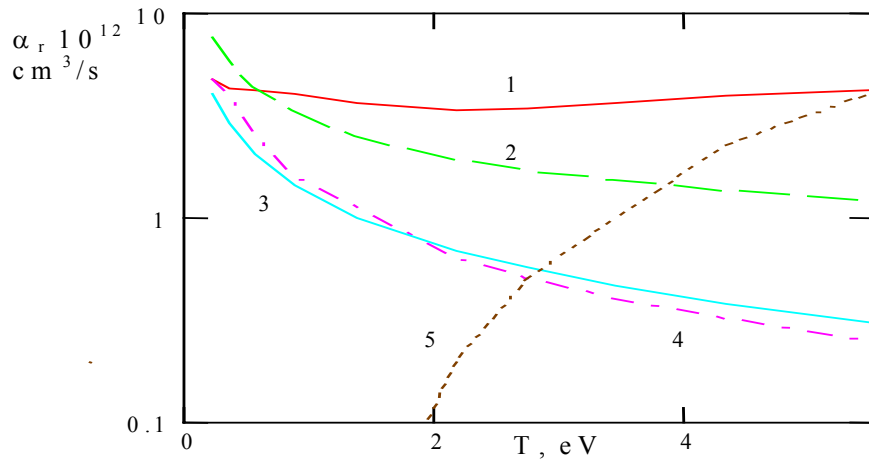


Рис. 7. Температурная зависимость скорости рекомбинации иона Fe^{2+} :
 1 – полная скорость рекомбинации, рассчитанная в [24] с учетом вклада 83 состояний,
 2 – полная скорость фоторекомбинации, рассчитанная в настоящей работе в предположении конструктивной интерференции каналов,
 3 – скорость фоторекомбинации, рассчитанная в приближении Крамерса по формуле (20).
 4 – скорость фоторекомбинации по статическому каналу из работы [25].
 5 – скорость диэлектронной рекомбинации из работы [26]

Видно также заметное расхождение с предыдущими расчетами диэлектронной рекомбинации [26], обусловленное отмечавшимися различиями в выборе базиса. Интересно сравнить результаты детальных расчетов [24] с данными классического подхода настоящей работы. Эти данные, получаемые путем усреднения формул (17)–(18) по максвелловскому распределению электронов по скоростям в предположении конструктивной интерференции между каналами, также представлены на рис. 7. Соответствие между обоими данными оказывается весьма удовлетворительным, особенно принимая во внимание тот факт, что используемая в настоящей работе статистическая модель атома вообще не учитывает специфики электронной структуры иона Fe^{2+} . Это свидетельствует о физической адекватности выделения поляризационного канала как самостоятельного механизма излучения и рекомбинации. Более того, поскольку наша модель использует представление о локальной плазменной частоте атома, то соответствие ее результатов для ПИ более точным расчетам позволяет в определенной мере говорить о проявлении коллективных свойств атома в этих процессах. Интересно отметить, кроме того, что из сравнения кривых, описывающих статическую фоторекомбинацию, следует вывод о хорошей точности приближения Крамерса в рассматриваемом температурном диапазоне.

5. Заключение

В работе с единых позиций в рамках приближения локальной плазменной частоты развит универсальный метод расчета интенсивности излучения и скорости фоторекомбинации квазиклассических электронов, рассеивающихся на ионах с электронным остовом, с учетом вклада поляризационного канала и эффектов проникновения НЧ в остов. Для описания электронного остова иона-мишени использовалась статистическая модель Томаса – Ферми – Зоммерфельда, позволяющая универсальным образом учесть зависимость распределения электронной плотности от степени ионизации. Излучение налетающего электрона рассматривалось в рамках т.н. «вращательного» приближения крамерсовской электродинамики, с успехом использовавшегося ранее для расчета статического канала [10, 11].

В рамках развитого подхода проанализирована роль ПИ как для неусредненных, так и для усредненных по состоянию коронального равновесия спектров излучения и скорости фоторекомбинации в зависимости от параметров задачи. Показано, что вклад поляризационного канала может быть сравним или даже превосходить вклад обычного (статического) канала излучения в том числе и для случая многозарядных ионов, если только количество связанных электронов остова при данной температуре достаточно велико.

Рассчитан спектр рекомбинационного излучения на ионах с заданной степенью ионизации для малых энергий НЧ, что представляет интерес для экспериментов на накопительных кольцах [19]. В частном случае ионов урана установлено, что ПИ доминирует над СИ для $Z_i \leq 12$.

Показано, что для заданной температуры роль поляризационных эффектов в излучении возрастает с ростом заряда ядра мишени вследствие увеличения эффективного поляризационного заряда электронного остова. С повышением температуры растет степень ионизации ионов и относительная интенсивность ПИ падает.

Вклад поляризационного канала оказался также весьма существенным и для легких элементов (углерода, кислорода и др.), если температура плазмы достаточно низка.

В работе проанализирован вклад поляризационного канала в сечение и скорость фоторекомбинации как для фиксированного, так и для температурно-зависимого значения степени ионизации мишени с учетом эффектов проникновения НЧ в электронный остов иона. Показано, что вклад поляризационного механизма может превосходить вклад статического в случае достаточно тяжелых ионов в определенном интервале энергий и температур.

Найдена температурная область существенности поляризационной рекомбинации для иона FeIII, что позволяет сделать вывод о проявлении коллективных свойств атома в этой области.

Результаты настоящей работы следует принимать во внимание, в частности, для корректировки методов диагностики плазмы. Действительно, учет поляризационного канала изменяет соотношение между интенсивностью экспериментально наблюдаемого непрерывного спектра излучения и средним зарядом иона, используемое для определения эффективного заряда Z_{ef} плазмы. В это соотношение, традиционно рассчитывавшееся в статическом приближении, следует внести поправочный множитель $1 + R$. В результате действительный средний ионный заряд оказывается, вообще говоря, меньшим своего значения, определенного в статическом приближении.

Литература:

1. Поляризационное тормозное излучение атомов и частиц / Под ред. В. Н. Цытовича и И. М. Ойрингеля. М.: Наука, 1987.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. // Теория поля. М.: Наука, 1974.
3. Астапенко В. А., Буймистров В. М., Кротов Ю. А., Цытович В. Н. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 202.
4. Астапенко В.А. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 6.
5. Lee C. M., Pratt R. H., Tseng H. K. // Phys. Rev. 1977. V. 16A. P. 2169.
6. Кириллов В. Д., Трубников Б. А., Трушин С. А. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 218.
7. Гервидс В. И., Коган В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 308.
8. Жданов В. П., Чибисов М. И. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1804.
9. Жданов В. П. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 128.
10. Коган В. И., Кукушкин А. Б. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1164.
11. Иванов В. В., Коган В. И., Кукушкин А. Б. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 1531.
12. Kogan V. I., Kukushkin A. B., Lisitsa V. S. // Phys. Rep. 1992. V. 213. P. 1.
13. Astapenko V. A., Bureyeva L. A., Lisitsa V. S. // Phys. Scripta. 2000. V. T86. P. 62.
14. Brandt W., Lundqvist S. // Phys. Rev. 1965. V. 139. P. A612.
15. Гамбош П. // Статистическая теория атома и ее применения. М.: ИЛ, 1951.
16. Астапенко В. А., Буреева Л. А., Лисица В. С. // ЖЭТФ. 2002. Т.121. (в печати).
17. Bureyeva L. A., Lisitsa V. S. // J. Phys. B. 1998. V. 31. P. 1477.

18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. // Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
19. Уланцев А. Д., Шевелько В. П. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 65. С. 1003.
20. Mueller M. // Nucl. Instr. Meth. 1995. V. B99. P. 58.
21. Dick K., Pepin H. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 3284.
22. Post D. E., Jensen R. V. // At. Data Nucl. Data Tables. 1977. V. 20. P. 397.
23. Амусья М. Я., Черепков Н. А., Шапиро С. Г. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 889.
24. Nahar S. N. // Phys. Rev. A. 1997. V. 55. P. 1980.
25. Woods D. T., Shull J. M., Sarazin C. L // Astrophys. J. 1981. V. 249. P. 399.
26. Arnaud M., Raymond J. // Astrophys. J. 1992. V. 398. P. 395.