ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

В. А. Астапенко^{*}, <u>Л. А. Буреева</u>,^{**}, 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 элементов, 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. крамерсовой 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 использование 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):

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

$$\chi(\mathbf{x},\mathbf{q}) = \chi_0(\mathbf{x}) \left[1 - \left(\frac{1 + z(\mathbf{x})}{1 + z_0(\mathbf{q})}\right)^{\lambda_1/\lambda_2} \right], \quad z(\mathbf{x}) = \left(\frac{\mathbf{x}}{\sqrt[3]{144}}\right)^{\lambda_2}, \quad z_0(\mathbf{q}) = \left(\frac{\mathbf{x}_0(\mathbf{q})}{\sqrt[3]{144}}\right)^{\lambda_2}.$$
 (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]:

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

$$U(r = x r_{TF}) = \frac{Z^{4/3}}{b} \left\{ \theta(x_0 - x) \left[\frac{\chi(x,q)}{x} + \frac{q}{x_0} \right] + \theta(x - x_0) \frac{q}{x} \right\}$$
(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 частот 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 $\omega_{rot}(\mathbf{r})$, определяемая равенством:

$$\omega_{\rm rot}(\mathbf{r},\mathbf{E}) = \frac{\sqrt{2(\mathbf{E} + |\mathbf{U}(\mathbf{r})|)}}{\mathbf{r}},\tag{5}$$

где Е – 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]:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\kappa}{\mathrm{d}\omega}\right)_{\mathrm{st}}^{\mathrm{rot}} = \frac{8\pi\sqrt{3}}{3c^3\sqrt{2E}} \int_{0}^{\infty} (Z_{\mathrm{eff}}(\mathbf{r}))^2 \sqrt{1 + \frac{|\mathrm{U}(\mathbf{r})|}{E}} \,\delta(\omega - \omega_{\mathrm{rot}}(\mathbf{r}))\mathbf{r}^{-2} \,\mathrm{d}\mathbf{r}\,,\tag{6}$$

 $Z_{eff}(r) = r^2 |dU/dr| - эффективный заряд мишени в данной точке,$ *с*– 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 $N_{pol}(r, \omega)$. Этот заряд обусловливает ПИ на заданной частоте ω , и в модели локальной электронной плотности может быть представлен в виде [13, 16]:

$$N_{pol}(\mathbf{r},\omega) = \omega^2 \left| \int_{0}^{\mathbf{r}} \beta(\mathbf{r}',\omega) 4\pi \mathbf{r}'^2 d\mathbf{r}' \right|, \qquad (7)$$

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

$$\beta(\mathbf{r},\omega) = \frac{\omega_{pe}^{2}(\mathbf{r},\mathbf{q})/4\pi}{\omega_{pe}^{2}(\mathbf{r},\mathbf{q})-\omega^{2}-\mathrm{i}0},$$
(8)

 $\omega_{pe}^{2}(\mathbf{r},\mathbf{q}) - \omega^{2} - \mathbf{i}0^{2}$ $\omega_{pe}^{2}(\mathbf{r},\mathbf{q}) = 4\pi n(\mathbf{r},\mathbf{q}) - локальная электронная плазменная частота, для расчета <math>n(\mathbf{r},\mathbf{q})$ 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 $n(\mathbf{r},\mathbf{q})$, 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:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\kappa}{\mathrm{d}\omega}\right)_{\mathrm{pol}}^{\mathrm{rot}} = \frac{8\pi\sqrt{3}}{3c^3\sqrt{2E}} \int_{0}^{\infty} \left(N_{\mathrm{pol}}(\mathbf{r},\omega)\right)^2 \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{U}(\mathbf{r})|}{E}} \,\delta(\omega - \omega_{\mathrm{rot}}(\mathbf{r}))\mathbf{r}^{-2} \,\mathrm{d}\mathbf{r} \,. \tag{9}$$

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:

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

$$I(Z_i, Z) = \frac{3(1 + Z_i)^{4/3}}{1 - 0.96 \left(\frac{1 + Z_i}{Z}\right)^{0.257}} \Im B.$$
 (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 Fe⁴⁺: 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.u. 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:

$$R(\omega, q) = \frac{d\kappa_{pol}(\omega, q)}{d\kappa_{st}(\omega, q)}$$
(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 a. e.) 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 HЧ в электронный остов мишени, (сопровождающимся уменьшением поляризационного заряда N_{pol}). Значение оптимальной частоты возрастает с ростом заряда иона. При этом Rфактор 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:

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

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

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

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

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

$$\overline{R}_{T}(\omega, T, Z) = \frac{k_{pol}(\omega, T, Z)}{k_{st}(\omega, T, Z)}.$$
(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 тормозного излучения рассчитывалась по формуле (14) с нижним пределом интегрирования, равным частоте. Для указанной температуры и заряда ядра имеем: $\overline{q} = 0.244$, $\overline{I} = 473$ 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. З видно, что спектр полного излучения по обоим каналам достигает максимума и претерпевает излом как раз на частоте $\omega = \overline{I}$, что отражает известные пороговые особенности частотной зависимости рекомбинационного излучения, которое в рассматриваемом случае является доминирующим процессом. Рекомбинационное излучение в области частот $\omega < I$ 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 ($\overline{R}_{T}^{max}(T = 500 \text{ eV}, W) \approx 0.6$) на частоте, примерно равной температуре и монотонно убывающую в высокочастотном диапазоне вследствие эффектов проникновения HЧ 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: $\overline{Z}_i = 18$.

Спектральные зависимости усредненного по состоянию коронального равновесия плазмы R-фактора для рассеяния электронов на ионах различных элементов (Fe, Mo, W) и T = 500 eV 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, обусловливающий 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 eV и вольфрамовой мишени, когда $\bar{q}_{T} = 0.34$ ($\bar{Z}_{i} = 25$), расчет дает: $\bar{R}_{T}^{max} \approx 0.43$ и $\omega_{max} \approx 900$ 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 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:

$$\sigma_{\rm r}({\rm E},{\rm q},Z) = \int_{\rm E}^{\rm E+I} \frac{{\rm d}\kappa}{{\rm d}\omega} \frac{{\rm d}\omega}{\omega}$$
(17)

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

$$R_{r}(E) = \frac{d\sigma_{r}^{pol}(E)}{d\sigma_{r}^{st}(E)}$$
(18)

Относительный вклад поляризационного канала в сечение рекомбинации электронов на ионе урана с различной степенью ионизации q как функция начальной энергии HЧ 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:

$$\alpha_{\rm r}({\rm T},Z) = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{0}^{\infty} \sigma_{\rm r}({\rm x}\,{\rm T},\overline{\rm q}({\rm T},Z),Z)\,{\rm e}^{-{\rm x}}\,{\rm x}\,{\rm d}{\rm x}$$
(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:

$$\alpha_{\rm r}^{\rm (Kr)}({\rm T},{\rm I}) = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{8\sqrt{\pi}}{c^3} \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^\infty Z_{\rm ef}^2({\rm x}) e^{-{\rm x}} \ln\left(1 + \frac{{\rm I}}{{\rm x}\,{\rm T}}\right) d{\rm x}$$
(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 FeIII. 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 крамерсовой 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 достаточна 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.