

Сильный рост скорости электрон-ионной рекомбинации в результате свободно-связанных и связанно-связанных резонансных переходов

В. С. Лебедев¹⁾, К. С. Кислов, А. А. Нариз

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

Поступила в редакцию 17 сентября 2018 г.

После переработки 20 сентября 2018 г.

Изучено влияние резонансных свободно-связанных и связанно-связанных неадиабатических переходов электрона на скорости электрон-ионной рекомбинации в плазме смесей инертных газов Ne/Xe и Ar/Xe. Предложена кинетическая модель рекомбинации, учитывающая релаксацию энергии в столкновениях с электронами, резонансный захват электронов в ридберговские состояния в результате тройных столкновений ионов Xe^+ с атомами Ne или Ar и диссоциативной рекомбинации ионов $NeXe^+$ или $ArXe^+$, резонансные переходы $n \rightarrow n'$. Показано, что наличие эффективных резонансных процессов в квазимолекулярных системах приводит к резкому увеличению коэффициента рекомбинации и повышению роли столкновений с нейтральными частицами даже при достаточно высоких степенях ионизации плазмы.

DOI: 10.1134/S0370274X18210038

1. Введение. Процессы рекомбинации электронов с ионами играют ключевую роль в атомной и молекулярной физике, физике плазмы и астрофизике, в физике газовых разрядов, плазменных лазеров и ультрахолодных газов. В плотной низкотемпературной плазме рекомбинация электронов с атомарными ионами происходит в основном в результате тройных столкновений со свободными электронами или нейтральными частицами и сопровождается образованием атомов в высоковозбужденных состояниях [1, 2]. Тройные столкновения с электронами [3] обычно более существенны для рекомбинации, чем с нейтральными частицами, роль которых в случае механизма передачи энергии от рекомбинирующего электрона в поступательные степени свободы атома и иона [4] существенна только при очень низких степенях ионизации плазмы. Влияние столкновений с атомарными частицами на скорость рекомбинации значительно возрастает, однако, при наличии эффективного канала столкновительного тушения ридберговских состояний [5]. Известно также, что скорость рекомбинации в молекулярном газе значительно выше, чем в атомарном, из-за квазирезонансной передачи энергии от рекомбинирующего электрона колебательно-вращательным степеням свободы молекул [1].

В ряде недавних работ изучалась тройная рекомбинация электронов с атомарными и молекулярными ионами при пониженных температурах [6], а так-

же рекомбинация в ультрахолодной плазме [7, 8]. В то же время основным каналом нейтрализации плазмы, содержащей молекулярные ионы, является их диссоциативная рекомбинация с электронами. В силу важности этого процесса для физики звездных и планетных атмосфер [9], газового разряда и газовых лазеров [10] исследованиям этого типа рекомбинации посвящено огромное число статей [11, 12]. Изучение процессов рекомбинации тесно связано со спектроскопическими исследованиями механизмов заселения возбужденных состояний атомов [13, 14], а также с исследованиями разнообразных столкновительных процессов с участием ридберговских атомов [15].

В данной работе на примере рекомбинационно-неравновесной плазмы смесей инертных газов (Ne/Xe и Ar/Xe) проведен анализ наиболее эффективных механизмов рекомбинации и релаксации энергии по ридберговским атомным уровням. Рассматриваемые физические условия существенно отличаются от тех, которые часто создаются при исследовании диссоциативной рекомбинации сильносвязанных ионов инертных газов [14, 16], когда заселено небольшое число их колебательно-вращательных уровней, а концентрации атомарных ионов малы. В исследуемой плазме, напротив, в основном присутствуют атомарные ионы, Xe^+ , и в значительно меньших концентрациях слабосвязанные гетероядерные ионы, $NeXe^+$ или $ArXe^+$ (концентрации ионов Xe_2^+ чрезвычайно малы в рассматриваемых условиях $[Xe] \ll [Ne], [Ar]$). Поэтому в процессе рекомбинации конкурируют различ-

¹⁾e-mail: vlebedev@sci.lebedev.ru

ные механизмы релаксации энергии с участием состояний дискретного и непрерывного спектров атома Хе и молекулярного (квазимолекулярного) иона NeXe⁺ или ArXe⁺. Целью работы является демонстрация определяющей роли изучаемых резонансных свободно-связанных и связанно-связанных неадиабатических переходов электрона в кинетике рекомбинации. Будет установлен вклад различных процессов (см. рис. 1) в результирующий коэф-

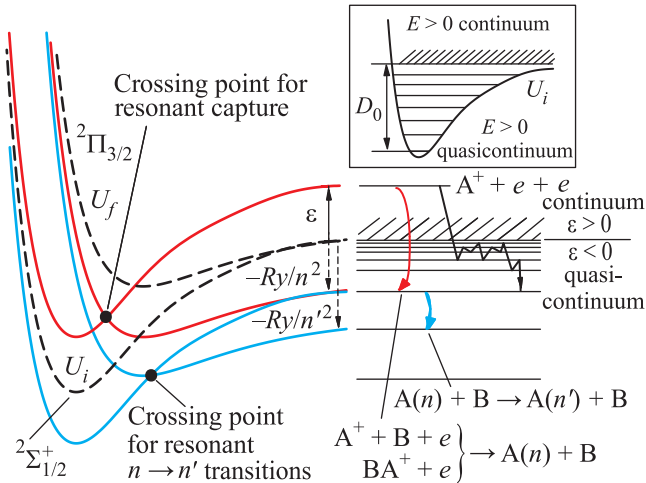
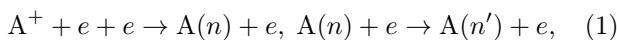


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема рассматриваемых релаксационных процессов

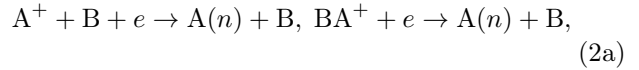
фициент рекомбинации в зависимости от степени ионизации плазмы, α , газовой, T , и электронной, T_e , температур, а также от соотношения между тепловой энергией, kT , и энергиями диссоциации, D_0 , слабосвязанных ионов NeXe⁺ или ArXe⁺. Конкретные расчеты проведены для параметров ($T = 300 - 1000$ К, $T_e = 300 - 5000$ К и $\alpha = N_e/N_B = 10^{-8} - 10^{-4}$, $B = \text{Ne}$ или Ar), ориентированных на приложения построенной здесь теории для плазмы, создаваемой электронным пучком или в импульсных разрядах.

2. Кинетическая модель. В кинетике рекомбинации учтен захват электрона ионом Хе⁺ в тройных столкновениях с электронами и многоступенчатые переходы между уровнями $n \rightarrow n'$ атома Хе(n):



резонансный захват электронов из непрерывного спектра в результате тройных столкновений ионов Хе⁺ с атомами буферного газа (Ne или Ar) и диссоциативной рекомбинации слабосвязанных ионов

NeXe⁺ или ArXe⁺, а также резонансные переходы $n \rightarrow n'$ при столкновениях с атомами Ne или Ar:



Процессы (1) описываются аналогично [3] в рамках “диффузионной” модели релаксации энергии электрона. При описании процессов (2a) резонансного захвата электрона атомарными (Xe⁺) и гетероядерными (NeXe⁺ и ArXe⁺) ионами с малыми энергиями диссоциации основного терма ($D_0^{\text{NeXe}^+} = 33$ мэВ и $D_0^{\text{ArXe}^+} = 171$ мэВ) мы в рамках квазиклассического подхода (аналогичного развитому в [17] для прямой и ассоциативной ионизации ридберговских атомов) единым образом описываем интегральный вклад всего колебательно-вращательного квазиконтинуума, $E < 0$, и вклад состояний непрерывного, $E > 0$, спектра (см. рис. 1). Это оправдано, так как при $T = 300 \div 1000$ К тепловой энергии kT достаточно для существенного возбуждения всех уровней этих ионов и для обеспечения заметного или даже определяющего вклада состояний непрерывного спектра ядер в резонансный захват электрона. Так же, как и резонансные переходы $n \rightarrow n'$ (2b), процессы (2a) происходят в окрестности точки пересечения термов квазимолекулы, $BA^+ + e$, в результате неадиабатического обмена энергии ее внешнего и внутренних электронов.

В режиме преимущественной рекомбинации (когда концентрация свободных электронов существенно превышает равновесную $N_e \gg N_e^{(0)}$) можно пренебречь ионизацией атомов и записать уравнение для заселенности, N_n , уровня n в виде:

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} = N_e \sum_{n'} (N_{n'} K_{n'n}^e - N_n K_{nn'}^e) + N_e^2 N_{A^+} \beta_{ee}^{(n)} + N_B \left[\sum_{n'} (N_{n'} w_{n'n} - N_n w_{nn'}) + N_e N_{A^+} \beta_{eB}^{(n)} \right]. \quad (3)$$

Здесь N_{A^+} , N_B , N_e – концентрации частиц; $K_{nn'}^e$ и $\beta_{ee}^{(n)}$ – константы скорости переходов $n \rightarrow n'$ и захвата на уровень n в столкновениях с электронами; $w_{nn'} = \sum_{l'l'} (2l+1) \langle v_E \sigma_{nl,n'l'} \rangle / n^2$ – константа скорости резонансного перехода $n \rightarrow n'$; v_E – относительная скорость частиц A и B; $\sigma_{nl,n'l'}$ – сечение переходов $nl \rightarrow n'l'$, определяемое на основе подхода [5]; $\beta_{eB}^{(n)}$ – константа скорости резонансного захвата электрона на уровень n в двух процессах (2a).

В рамках модифицированного диффузионного приближения из (3) следует уравнение для концен-

трации электронов, $N(\varepsilon, t) = N_n(t) |dn/d\varepsilon|$, в квазиконтинууме с энергией $\varepsilon \equiv \varepsilon_n = -1/2n^2 < 0$:

$$\frac{\partial N(\varepsilon, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial |\varepsilon|} \left[-\mathcal{D}_e(\varepsilon) N_0(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial |\varepsilon|} \left\{ \frac{N(\varepsilon, t)}{N_0(\varepsilon)} \right\} + W_{\text{eff}}(\varepsilon) N_B N(\varepsilon, t) - \int_{|\varepsilon|}^{\infty} N_B N_{A+} N_e \beta_{eB}(\varepsilon') d|\varepsilon'| \right], \quad (4)$$

где $N_0(\varepsilon) = \pi^{3/2} \exp(|\varepsilon|/T_e) N_e N_{A+} / (2T_e^{3/2} |\varepsilon|^{5/2})$ – равновесная плотность электронов, $\mathcal{D}_e(\varepsilon)$ – коэффициент диффузии в столкновениях с электронами [3], $W_{\text{eff}}(\varepsilon)$ – константа скорости тушения атомами В в квазиконтинууме (используются атомные единицы):

$$W_{\text{eff}}(\varepsilon) = W_{\text{eff}}^{n(\varepsilon)} \left| \frac{d\varepsilon}{dn} \right| = \left[\sum_{n' < n} \sum_{k \geq n} w_{kn'} \right] (2|\varepsilon|)^{3/2}, \quad (5)$$

$\beta_{eB}(\varepsilon) \equiv \beta_{eB}^{n(\varepsilon)} |dn/d\varepsilon|$, а $\beta_{eB}^{(n)}$ – константа скорости резонансного захвата электрона на уровень n :

$$\beta_{eB}^{(n)}(T_e, T) = 4\pi \tilde{g} \left(\frac{2\pi}{T_e} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{|\varepsilon_n|}{T_e}\right) \times \int_0^{R_n} \Gamma_{\varepsilon \rightarrow n}(R) e^{-\frac{\Delta U_{fi}(R)}{T_e}} e^{-\frac{U_i(R)}{T}} R^2 dR. \quad (6)$$

Здесь $\tilde{g} = 1$ – отношение статистических весов; $\Delta U_{fi} = U_f - U_i$; R_n – межъядерное расстояние, определяемое соотношением $\Delta U_{fi}(R_n) = 1/(2n^2)$; $\Gamma_{\varepsilon \rightarrow n}$ – вероятность свободно-связанного перехода электрона $\varepsilon \rightarrow n$ ($\varepsilon > 0$). Формула (6) получена в рамках подхода [5, 17] и с помощью соотношения детального баланса для процессов захвата электрона и обратных процессов резонансной ионизации ридберговского атома $A(nl)$, рассмотренных в [17].

Из уравнения для плотности электронов в квазиконтинууме (4) в режиме стационарного стока следует выражение для рекомбинационного потока $j < 0$:

$$j = W_{\text{eff}}(\varepsilon) N_B N(\varepsilon) - \mathcal{D}_e(\varepsilon) N_0(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial |\varepsilon|} \left[\frac{N(\varepsilon, t)}{N_0(\varepsilon)} \right] - \int_{|\varepsilon|}^{\infty} N_B N_{A+} N_e \beta_{eB}(\varepsilon') d|\varepsilon'|. \quad (7)$$

Решение уравнения (7) имеет вид:

$$N(\varepsilon) = N_0(\varepsilon) P(\varepsilon, N_B) \left[1 + \int_0^{|\varepsilon|} \frac{P^{-1}(\varepsilon', N_B) d|\varepsilon'|}{N_0(\varepsilon') \mathcal{D}_e(\varepsilon')} \times \left\{ j - j_{eB}^{\text{tot}} - N_B N_e N_{A+} \int_0^{|\varepsilon'|} \beta_{eB}(\varepsilon'') d|\varepsilon''| \right\} \right]. \quad (8)$$

Здесь $P(\varepsilon, N_B) = \exp\left(N_B \int_0^{|\varepsilon|} d|\varepsilon'| W_{\text{eff}}(\varepsilon') \mathcal{D}_e^{-1}(\varepsilon')\right)$,

$$|j_{eB}^{\text{tot}}| = N_e N_{A+} N_B \beta_{eB}^{\text{tot}}; \quad \beta_{eB}^{\text{tot}} \equiv \int_0^{\infty} \beta_{eB}(\varepsilon) d|\varepsilon| \quad (9)$$

есть суммарный рекомбинационный поток, вызванный резонансным механизмом захвата электрона ($j_{eB}^{\text{tot}} < 0$). В термодинамическом равновесии по T произведение $N_B N_{A+}$ связано с полной концентрацией ионов BA^+ , $N_{BA^+} = \sum_{vJ} N_{BA^+}^{vJ}$ через закон действующих масс

$$N_{BA^+} = N_{A+} N_B \frac{Z_{\text{vr}} g_{BA^+}}{g_A g_B} \left(\frac{2\pi}{\mu T} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{D_0}{T}\right), \quad (10)$$

где Z_{vr} – колебательно-вращательная статистическая сумма, g – статистический вес, μ – приведенная масса BA^+ . При стандартном граничном условии $N(|\varepsilon| = \infty) = 0$ [2], для полного потока получаем:

$$|j| = |j_{eB}^{\text{tot}}| + \left(\int_0^{\infty} \frac{P^{-1}(\varepsilon', N_B) d|\varepsilon'|}{N_0(\varepsilon') \mathcal{D}_e(\varepsilon')} \right)^{-1} \left[1 - N_e N_{A+} N_B \int_0^{\infty} \frac{d|\varepsilon'| \int_0^{|\varepsilon'|} \beta_{eB}(\varepsilon'') d|\varepsilon''|}{N_0(\varepsilon') \mathcal{D}_e(\varepsilon') P(\varepsilon', N_B)} \right]. \quad (11)$$

Из общей формулы (11) следуют два предельных случая. В условиях, когда вкладом резонансного захвата можно пренебречь, рекомбинационный поток j_{ee}^q и соответствующий коэффициент рекомбинации β_{ee}^q , обусловленные столкновениями с электронами (1) и резонансным тушением атомами буферного газа (2b), определяются выражениями:

$$|j_{ee}^q| = \beta_{ee}^q N_e^2 N_{A+}, \quad \beta_{ee}^q = \beta_{ee} \mathcal{E}, \quad \beta_{ee} = \frac{2(2\pi)^{3/2} \Lambda_c}{9T_e^{9/2}},$$

$$\mathcal{E}^{-1} = \int_0^{\infty} Q(\varepsilon) d|\varepsilon|, \quad Q(\varepsilon) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{|\varepsilon|^{3/2} e^{-|\varepsilon|/T_e}}{T_e^{5/2} P(\varepsilon, N_B)}. \quad (12)$$

Согласно (12), поток и коэффициент рекомбинации $\alpha_{ee}^q = \beta_{ee}^q N_e$ [$\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$] выражаются через коэффициент тройной рекомбинации β_{ee} на свободных электронах (Λ_c – кулоновский логарифм) [3], умноженный на фактор $\mathcal{E} > 1$, обусловленный резонансным тушением $n \rightarrow n'$ ридберговских уровней при столкновениях с атомами буферного газа (Ne или Ar).

Напротив, если пренебречь влиянием резонансного тушения $W_{\text{eff}}(\varepsilon)$, то для коэффициента рекомбинации $\alpha_{ee}^{\text{cap}} = \beta_{ee}^{\text{cap}} N_e$, описывающего вклады “диффузионного” механизма [3] и процессов резонансного захвата при столкновениях с атомами буферного газа (2a), получаем выражение

$$\alpha_{ee}^{\text{cap}} = \beta_{ee} N_e + N_B \int_0^{\infty} \beta_{eB}(\varepsilon) \frac{\gamma(5/2, |\varepsilon|/T_e)}{\Gamma(5/2)} d|\varepsilon|. \quad (13)$$

Здесь $\gamma(z, x)$ – нижняя неполная гамма-функция.

Общее выражение для коэффициента рекомбинации, учитывающее вклад столкновений с электронами и резонансный захват в ридберговские состояния при столкновениях с атомами В, усиленные (благодаря фактору \mathcal{E}) резонансными переходами $n \rightarrow n'$ в дискретном спектре, принимает вид:

$$\alpha_{\text{rec}} = \beta_{\text{rec}} N_e = |j| / (N_e N_{A^+}) = \mathcal{E} \left[\beta_{ee} N_e + N_B \int_0^\infty \beta_{eB}(\varepsilon) d|\varepsilon| \int_0^{|\varepsilon|} Q(\varepsilon') d|\varepsilon'| \right]. \quad (14)$$

3. Результаты и обсуждение. Расчеты показывают, что учет резонансного захвата электрона (2а) приводит к значительному увеличению эффективности релаксационных процессов в исследуемых системах. На рисунке 2 приведены зависимости от

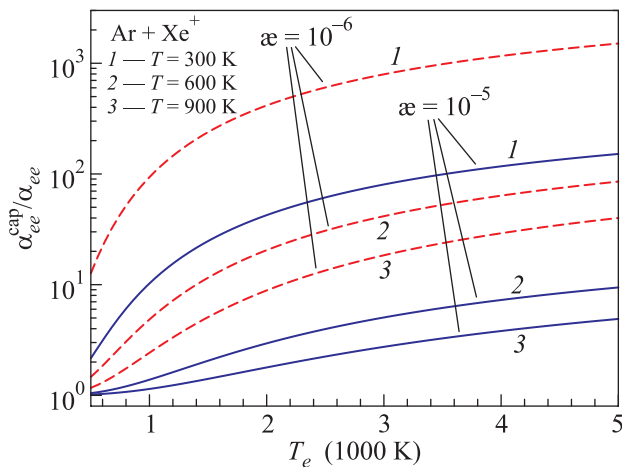


Рис. 2. (Цветной онлайн) Отношение коэффициента рекомбинации α_{ee}^{cap} (13), учитывающего столкновения с электронами (1) и резонансный захват на ридберговские уровни (2а), к стандартному коэффициенту α_{ee} рекомбинации [1, 3] в столкновениях иона A^+ с электронами. Расчеты выполнены для системы $\text{Ar}+\text{Xe}^++e$ при газовых температурах $T = 300$ К (кривые 1), 600 К (кривые 2) и 900 К (кривые 3) и степенях ионизации $\varkappa = 10^{-5}$ и 10^{-6}

электронной температуры T_e отношения коэффициента рекомбинации (13) в системе $\text{Ar}+\text{Xe}^++e$, учитывающего указанный механизм, к величине коэффициента α_{ee} , описывающего лишь вклад тройных столкновений с электронами. В соответствии с (13), данное отношение тем выше, чем ниже степень ионизации \varkappa , и существенно зависит от температур T и T_e . С ростом газовой температуры, T , происходит уменьшение величины α_{ee}^{cap} и вклада механизма резонансного захвата из-за наличия экспоненциального фактора $\exp(-U_i/T)$ в (6). Напротив, с ростом

T_e вклад резонансного захвата, а с ним и отношение $\alpha_{ee}^{\text{cap}}/\alpha_{ee}$, существенно возрастает, что определяется значительно более быстрым спадом первого члена в (13) с ростом T_e . При низких значениях T_e и достаточно высоких T (600 и 900 К) для степени ионизации $\varkappa = 10^{-5}$ величина $\alpha_{ee}^{\text{cap}}/\alpha_{ee} \approx 1$, т.е. эффективность процесса резонансного захвата электронов из состояний непрерывного спектра понижается. Однако с ростом T_e возможность резонансного захвата электрона (2а) на достаточно глубокие уровни атома (см. рис. 1) приводит к резкому увеличению коэффициента рекомбинации: до 5–10 раз при высоких \varkappa и T и до 3 порядков при $\varkappa = 10^{-6}$ и $T = 300$ К. Согласно (13), в этом случае $\alpha_{ee}^{\text{cap}}/\alpha_{ee} \gg 1$, и кинетика рекомбинации определяется процессами резонансного захвата с участием атомов буферного газа, Ar, и диссоциативной рекомбинации ионов ArXe^+ из всего колебательно-вращательного квазиконтинуума. Коэффициент рекомбинации α_{rec} становится пропорционален концентрации N_{Ar} . При этом отношение $\alpha_{ee}^{\text{cap}}/\alpha_{ee}$ остается достаточно высоким даже при увеличении степени ионизации до 10^{-4} . Расчеты показывают, что основной вклад в резонансный захват в системе $\text{Ar}+\text{Xe}^++e$ вносит квазидискретный спектр иона ArXe^+ . Доля непрерывного спектра в полной константе захвата оказывается сравнимой с константой скорости традиционного механизма [3].

Для наглядной демонстрации эффекта сильного возрастания коэффициента рекомбинации вследствие резонансного захвата электрона в ридберговские состояния атома $\text{Xe}(n)$ в условиях существенного преобладания концентрации атомарных ионов Xe^+ над молекулярными, на рис. 3 и 4 приведены его абсолютные и относительные величины в зависимости от температуры электронов при различных значениях \varkappa и T . На рисунке 3а для $\text{Ar}+\text{Xe}^++e$ проведено сравнение абсолютных величин коэффициентов рекомбинации β [$\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$], соответствующих вкладам каждого из рассмотренных механизмов, определяющих кинетику рекомбинации. Целесообразность их сравнения определяется тем, что в отличие от обычного коэффициента рекомбинации α [$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$] эти величины не зависят от абсолютных значений концентраций электронов или буферного газа, а определяются лишь спецификой того или иного процесса, температурами и степенью ионизации плазмы, \varkappa . Видно, что в дополнение к резонансному захвату электрона и традиционному механизму рекомбинации на свободных электронах, принципиальным является учет влияния резонансного тушения при связанно-связанных неадиабатических переходах. Сравнение кривых 1 и 2 (рис. 3а) пока-

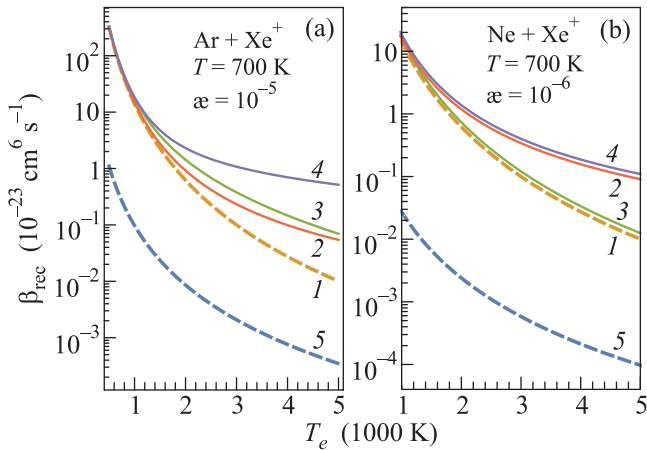


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сравнение вкладов различных механизмов в коэффициенты рекомбинации в системах $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ (a) и $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ (b). Кривая 1 – коэффициент $\beta_{ee} = \alpha_{ee}/N_e \propto T_e^{-9/2}$ тройной рекомбинации на свободных электронах плазмы (1); 2 – коэффициент $\beta_{ee}^a = \alpha_{ee}^a/N_e = \beta_{ee}\mathcal{E}$ (12) тройной рекомбинации на свободных электронах, усиленный ($\mathcal{E} > 1$) в результате резонансного тушения $n \rightarrow n'$ атомами буферного газа; 3 – вклад $\beta_{ee}^{\text{cap}} = \alpha_{ee}^{\text{cap}}/N_e$ (13) тройной рекомбинации на свободных электронах (1) и процессов (2a) резонансного захвата электрона в ридберговские состояния атома $\text{Xe}(n)$; 4 – полный вклад, $\beta_{\text{rec}} = \alpha_{\text{rec}}/N_e$, всех процессов (14); 5 – вклад, $\beta_{n-r} = \alpha_{n-r}/N_e \propto T/(\chi T_e^{7/2})$, нерезонансного механизма [4] тройной рекомбинации в столкновениях с атомами Ar (a) и Ne (b)

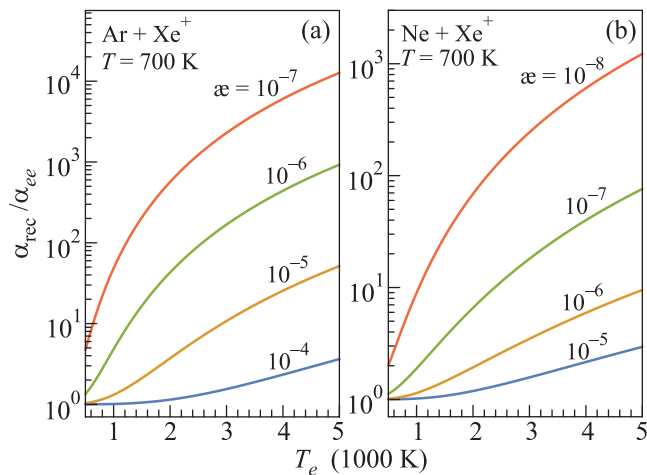


Рис. 4. (Цветной онлайн) Отношение полного коэффициента рекомбинации α_{rec} , учитывающего все рассматриваемые в работе процессы (1) и (2), к значению коэффициента тройной рекомбинации α_{ee} на свободных электронах плазмы (1). (a) – $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$. (b) – $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$

зывает, что процесс тушения, ускоряющий динамику релаксации рекомбинирующего электрона по вы-

соковозбужденным уровням, приводит к росту эффективности рекомбинации на свободных электронах в несколько раз. Соответствующий коэффициент рекомбинации β_{ee}^a (12) при $T = 700 \text{ K}$ оказывается близким по величине к значению β_{ee}^{cap} ((13), кривая 3 на рис. 3a), описывающему суммарный вклад резонансного захвата электрона и “диффузионного” механизма. Вместе с тем, одновременный учет всех трех указанных механизмов (кривая 4 на рис. 3a) по формуле (14) приводит к дополнительному увеличению полного коэффициента рекомбинации до порядка величины. Таким образом, неадиабатические переходы (2b) эффективно ускоряют как нерезонансный (1), так и резонансный (2a) механизмы захвата, причем в случае системы $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ вследствие достаточной глубины нижнего терма $U_i(R)$ преобладает эффект, связанный с ускорением рассмотренного в работе процесса резонансного захвата электрона.

Для системы $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ соотношение между эффективностями рекомбинационных механизмов оказывается существенно иным (рис. 3b). Из-за малой энергии диссоциации $D_0^{\text{NeXe}^+}$ прямой резонансный захват на достаточно глубокие уровни ксенона оказывается невозможным. В этих условиях процессы (2a) вносят малый вклад в полный коэффициент рекомбинации и кривые 1 и 3 (рис. 3b) практически совпадают. Учет процесса резонансного тушения значительно увеличивает коэффициент рекомбинации. Эффект оказывается тем больше, чем больше электронная температура. В соответствии с (12), α_{ee}^a имеет довольно сложную зависимость от концентрации N_B буферного газа. Таким образом, для слабосвязанных молекулярных ионов ($D_0 \sim kT$) захват электрона определяется тройными столкновениями со свободными электронами, однако благодаря роли резонансного тушения (2b) полный коэффициент рекомбинации сильно зависит от концентрации атомов N_B . В общем случае соотношение между рассматриваемыми процессами определяется как величинами электронной и газовой температур, так и структурой нижнего электронного терма иона VA^+ .

Наряду с указанными выше механизмами нами проведены расчеты коэффициента рекомбинации [4], при котором релаксация энергии электрона происходит из-за нерезонансного взаимодействия с атомами B буферного газа (кривые 5 на рис. 3a, b). Полученные результаты указывают на то, что соответствующий вклад, $\beta_{n-r} = \alpha_{n-r}/N_e$, от традиционно нерезонансного механизма рекомбинации, $\alpha_{n-r} = 16(2\pi)^{1/2} N_B \sigma_{eB}^{\text{tr}} T / (3\mu T_e^{7/2})$, оказывается на 2–3 порядка ниже вклада от резонансного захвата элек-

трона (σ_{eB}^{tr} – транспортное сечение рассеяния частиц $e \rightarrow B$, μ – приведенная масса атомов А и В).

Рассмотрим, как зависит эффект увеличения скорости рекомбинации вследствие резонансных процессов от степени ионизации плазмы \varkappa . На рисунке 4 представлено отношение полного коэффициента рекомбинации, вычисленного по формуле (14), к значению коэффициента рекомбинации α_{ee} , не учитывающего влияние резонансных переходов. Данное отношение в явном виде характеризует усиление рекомбинации в результате резонансных процессов. При $\varkappa = 10^{-7}$ процессы (2) приводят к росту скорости рекомбинации от нескольких раз при малых T_e до нескольких порядков величины при $T_e = 5000$ К. Вместе с тем, расчеты показывают, что даже при степенях ионизации порядка 10^{-4} (для $Ar+Xe^++e$) и 10^{-5} (для $Ne+Xe^++e$), характерных для плазмы, создаваемой мощным электронным пучком или импульсным разрядом, формула (14) предсказывает, что резонансные переходы увеличивают коэффициент рекомбинации в 2–3 раза. Лишь при дальнейшем увеличении \varkappa при наличии резонансных процессов доминирующим становится традиционный механизм тройной рекомбинации на свободных электронах [3].

Сравнение результатов, изображенных на рис. 2, 3, указывает на важность одновременного самосогласованного описания всех рассматриваемых резонансных механизмов: отличие β_{ee}^{car} и β_{ee}^q от β_{rec} достигает порядка величины. В зависимости от специфики электронных термов конкретной системы и физических условий могут преобладать как связанно-связанные (2b), так и свободно-связанные (2a) переходы. Обычно α_{ee}^q слабо изменяется с ростом газовой температуры. Напротив, как видно из рис. 2, для системы $Ar+Xe^++e$ величина α_{ee}^{car} резко падает с ростом T . Таким образом, механизм резонансного тушения преобладает над резонансным захватом электронов в условиях высоких газовых температур T и малых значений энергии диссоциации D_0 . Роль резонансного захвата электрона из непрерывного спектра оказывается определяющей при $T \lesssim 500$ К в случае не слишком малых значений D_0 .

4. Заключение. Дано аналитическое решение задачи об электрон-ионной рекомбинации и релаксации энергии электронного возбуждения по ридберговским уровням атома $Xe(n)$ в плазме смесей инертных газов Ne/Xe и Ar/Xe ($N_{Xe} \ll N_{Ne}, N_{Ar}$). Построена кинетическая модель основных процессов и рассчитаны коэффициенты рекомбинации в широком диапазоне значений T_e , T и степеней ионизации \varkappa в условиях существенного преобладания доли ато-

марных ионов Xe^+ по сравнению с гетероядерными ионами $NeXe^+$ или $ArXe^+$. Основное внимание было уделено исследованию роли резонансного захвата (2a) электронов в ридберговские состояния атома $Xe(n)$ и резонансных переходов $n \rightarrow n'$ в дискретном спектре (2b) в кинетике релаксации энергии электрона и анализу их вкладов в результирующий коэффициент рекомбинации в сравнении с вкладами известных механизмов рекомбинации электронов с ионами Xe^+ в тройных столкновениях с электронами [3] и атомами буферного газа [4]. Установлено, что наличие эффективных неадиабатических резонансных процессов радикально изменяет физическую картину рекомбинации и в широком диапазоне параметров плазмы, представляющих интерес для практических приложений, приводит к резкому увеличению скорости рекомбинации. Показано, что относительное влияние свободно-связанных и связанно-связанных резонансных переходов электрона зависит от параметров плазмы (T_e , T и \varkappa) и оказывается качественно различным для систем $Ar+Xe^++e$ и $Ne+Xe^++e$. Проведенные в работе исследования лежат в русле работ по кинетике и спектроскопии плазмы смесей инертных газов, которая широко используется в настоящее время в качестве активной среды мощных газовых и плазменных лазеров [18, 19], для создания эффективных источников узкополосного вакуумного ультрафиолетового излучения [20] и разработки массивов микроплазменных ячеек атмосферного давления [21].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 14-22-00273).

1. D. R. Bates, Adv. At. Mol. Phys. Eds. **15**, 235 (1979).
2. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, Наука, М. (1982).
3. А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **46**, 1281 (1964).
4. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **42**, 1326 (1962).
5. В. А. Иванов, В. С. Лебедев, В. С. Марченко, ЖЭТФ **94**(11), 86 (1988).
6. R. Plašil, P. Dohnal, Á. Kálosi, Š. Roučka, R. Johnsen, and J. Glosík, Plasma Sources Sci. Technol. **26**, 035006 (2017).
7. А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Э. А. Манькин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ **144**, 185 (2013).
8. J. Wolf, M. Deiß, A. Krüchow, E. Tiemann, B. P. Ruzic, Y. Wang, J. P. D’Incao, P. S. Julienne, and J. Hecker Denschlag, Science **358**, 921 (2017).
9. А. А. Mihajlov, V. A. Srećković, Lj. M. Ignjatović, and M. S. Dimitrijević, MNRAS **458**, 2215 (2016).

10. С. И. Яковленко, в кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, под ред. В. Е. Фортова, Физматлит, М. (2005), сер. Б, т. XI-4, с. 26.
11. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, УФН **136**, 25 (1982).
12. M. Larsson and A. E. Orel, *Dissociative Recombination of Molecular Ions*, Cambridge University Press, N.Y. (2008).
13. T. V. Tsankov, R. Johnsen, and U. Czarnetzki, *Plasma Sources Sci. Technol.* **24**, 065001 (2015).
14. В. А. Иванов, А. С. Петровская, Ю. Э. Скобло, *Оптика и спектроскопия* **123**, 689 (2017).
15. I. L. Beigman and V. S. Lebedev, *Phys. Rep.* **250**, 95 (1995).
16. В. А. Иванов, УФН **162**, 35 (1992).
17. V. S. Lebedev, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24**, 1993 (1991).
18. А. П. Минеев, А. П. Дроздов, С. М. Нефедов, П. П. Пашинин, П. А. Гончаров, В. В. Киселев, *Квантовая электроника* **42**, 575 (2012).
19. J. P. Apruzese, J. L. Giuliani, M. F. Wolford, J. D. Sethian, G. M. Petrov, D. D. Hinshelwood, M. C. Myers, A. Dasgupta, F. Hegeler, and Ts. Petrova, *J. Appl. Phys.* **104**, 013101 (2008).
20. M. I. Lomaev, E. A. Sosnin, and V. F. Tarasenko, *Chem. Eng. Technol.* **39**, 39 (2016).
21. A. R. Hoskinson, A. Yared, and J. Hopwood, *Plasma Sources Sci. Technol.* **24**, 055002 (2015).