

РЕЗОНАНСНЫЙ ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ ИОНАМИ В РИДБЕРГОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ АТОМОВ

В. С. Лебедев, К. С. Кислов, А. А. Нарци*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 августа 2019 г.,
после переработки 26 октября 2019 г.
Принята к публикации 29 октября 2019 г.

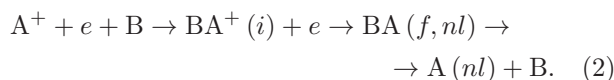
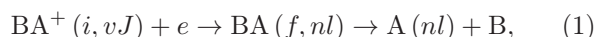
Исследованы резонансные механизмы электрон-ионной рекомбинации с образованием атомов в ридберговских состояниях в плазме, содержащей атомарные и молекулярные ионы. Разработан аналитический подход к описанию процесса трехчастичного захвата электрона в ридберговское состояние в результате резонансной передачи энергии от свободного электрона электронной оболочке квазимолекулярного иона, образующегося в ходе столкновения атомарного иона с атомом буферного газа. Предложен эффективный способ расчета констант скоростей диссоциативной рекомбинации в условиях теплового возбуждения всех колебательно-вращательных уровней молекулярного иона. Установлены зависимости сечений и констант скоростей исследуемых процессов от главного квантового числа и выяснена их относительная роль в широком диапазоне температур электронов, T_e , и газовой компоненты, T , плазмы. Определены условия доминирования интегральных вкладов непрерывного спектра молекулы и всего колебательно-вращательного квазиконтинуума в полную скорость резонансного захвата электрона. Конкретный анализ проведен на примере гетероядерных систем $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ и $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ с существенно различными энергиями диссоциации ($D_0 = 33$ и 171 мэВ) основного электронного терма иона RgXe^+ ($\text{Rg} = \text{Ne}$ и Ar). Показано, что величины констант скоростей захвата существенно зависят от энергии связи $|\varepsilon_n|$ образующегося атома $\text{Xe}(n)$, температур T и T_e и от соотношения величины D_0 и тепловой энергии $k_B T$.

DOI: 10.31857/S004445102004001X

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы рекомбинации атомарных и молекулярных ионов с электронами интенсивно исследуются в течение десятилетий [1–5]. Это связано с их ролью в физике газовых разрядов и активных сред плазменных лазеров, в спектроскопии плазмы, в физике звездных и планетных атмосфер. Многие рекомбинационные процессы подробно изучены. Это, в частности, касается диссоциативной рекомбинации электронов с молекулярными ионами [6]. Эффективность «прямого механизма» этого процесса обусловлена тем, что он происходит в результате неадиабатического перехода между электронными термами системы и сопровождается резонансным обменом энергии с внутренними электронами системы $\text{VA}^+ + e$.

В настоящей работе проведено исследование резонансных механизмов электрон-ионной рекомбинации с образованием ридберговских атомов в плазме, содержащей атомарные и молекулярные ионы:



Реакция (1) представляет собой резонансный захват электрона молекулярным ионом на высоковозбужденный уровень атома (диссоциативную рекомбинацию). Здесь i и f обозначают начальный, $U_i(R)$, и конечный, $U_f(R)$, электронные термы иона VA^+ , v и J — его колебательное и вращательное квантовые числа в начальном состоянии, n и l — главное и орбитальное квантовые числа ридберговского атома $\text{A}(nl)$. В процессе (1) ядра системы $\text{VA}^+ + e$ совершают связанно-свободный переход. Рассматриваемые в работе условия существенно отличаются

* E-mail: vslebedev.mobile@gmail.com

от обычно создаваемых при исследовании диссоциативной рекомбинации сильносвязанных молекулярных ионов [5, 6], когда заселено небольшое число их колебательно-вращательных уровней vJ . Нас интересуют условия, при которых вклад в рекомбинацию вносит огромное число уровней vJ . В работе разработан эффективный способ расчета суммарного вклада всех этих уровней в полные сечения и константы скорости диссоциативной рекомбинации.

Реакция (2) — захват электрона атомарным ионом в ридберговское состояние в тройном столкновении с атомом (трехчастичная рекомбинация). При традиционном механизме столкновений [1], обусловленном упругим рассеянием слабосвязанного электрона на атоме В в поле иона A^+ , такой процесс приводит к захвату электрона лишь на очень высокие уровни n . В данной работе исследован существенно более эффективный резонансный механизм, при котором свободно-связанный переход внешнего электрона сопровождается свободно-свободным переходом ядер квазимолекулы $VA^+ + e$, образующейся в ходе столкновения частиц В и A^+ . Так же, как и в процессе (1), изучаемый механизм захвата (2) происходит в результате пересечения начального, $U_i(R) + \varepsilon$, и конечного, $U_f(R) + \varepsilon_{nl}$, электронных термов системы $VA^+ + e$, где $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ — энергия свободного электрона, $\varepsilon_{nl} = -Ry/n_*^2$ — энергия ридберговского электрона.

В отличие от диссоциативной рекомбинации (1) в литературе мало известно о канале (2) трехчастичного захвата электрона, происходящего посредством формирования квазимолекулы при столкновении атома В и иона A^+ . Были рассчитаны [7] сечения и константы скорости рекомбинационного заселения ридберговских состояний $N(n)$ в тройных столкновениях с атомами гелия вследствие прямой передачи энергии свободного электрона в относительное движение ядер иона HeH^+ аналогично рассмотренным в [8, 9] неупругим переходам $n \rightarrow n'$ и ионизации. В случае резонансной тройной рекомбинации имеются расчеты констант скоростей этого процесса с образованием атомов $H(n)$ и $He(n)$, выполненные полуклассическим методом в работах [10–12] для симметричных столкновений с участием водорода и гелия в условиях звездных атмосфер ($T \sim 5000 \div 10000$ К).

Обратными процессами для реакций (1) и (2) являются ассоциативная и прямая ионизация ридберговских атомов $A(nl)$ при столкновениях с нейтральными частицами В, обусловленная резонансным обменом энергий внешнего и внутренних электронов квазимолекулы $VA^+ + e$, образующейся в ходе

рассеяния атома В на атомном остатке A^+ . В зависимости от типа системы и симметрии электронных термов ионизация может происходить в результате дипольного [13] или квадрупольного и короткодействующего [14] взаимодействия внешнего электрона с VA^+ . Резонансные механизмы ионизации обычно являются основными при небольших и промежуточных значениях n . С увеличением главного квантового числа доминирующим становится [15] механизм рассеяния квазисвободного электрона на возмущающем атоме.

Аналогично происходят и неупругие переходы между ридберговскими уровнями, сопровождаемые резонансной передачей энергии внешнему электрону от электронной подсистемы гомоядерного [16] или гетероядерного [17] квазимолекулярного иона. Эффективность резонансных переходов $n \rightarrow n'$ оказывается в широкой области значений n значительно выше, чем в случае альтернативных нерезонансных процессов квазиупругих переходов l -, nl - и J -перемешивания [18–20].

Возможность сильного увеличения скорости рекомбинации электронов с атомарными ионами в тройных столкновениях со свободными электронами в результате резонансных переходов $n \rightarrow n'$, приводящих к девозбуждению рекомбинирующего электрона атомами буферного газа, была продемонстрирована в работе [17]. Сделанные в недавней статье [21] оценки указывают на возможность резкого увеличения скорости рекомбинационного заселения относительно невысоких ридберговских уровней и роста результирующего коэффициента рекомбинации благодаря вкладу резонансных свободно-связанных переходов электрона.

Цель данной работы состоит в исследовании процесса (1) в условиях теплового возбуждения огромного числа колебательно-вращательных уровней и построении полуквантовой теории резонансной тройной рекомбинации (2). Это включает в себя развитие единого подхода к описанию этих процессов и вывод формул для их эффективных сечений и констант скоростей. Конкретные расчеты и анализ эффективностей реакций (1) и (2) выполнены на примерах систем $Rg + Xe^+ + e$ ($Rg = Ne$ и Ar) при малых концентрациях ксенона, $[Xe] \ll [Rg]$. Гетероядерные ионы $RgXe^+$ имеют сравнительно невысокие энергии диссоциации D_0 основного терма ($D_0^{HeXe^+} = 13.1$ мэВ, $D_0^{NeXe^+} = 33$ мэВ, $D_0^{ArXe^+} = 171$ мэВ, $D_0^{KrXe^+} = 400$ мэВ [22, 23]), поэтому их vJ -уровни оказываются сильно возбужденными даже при газовых температурах $T \approx 300 \div 1000$ К.

2. ИСХОДНЫЕ ФОРМУЛЫ

Полный гамильтониан квазимолекулы $BA^+ + e$ в системе центра масс имеет вид

$$H = T_{\mathbf{R}} + H_{BA^+} + H_e + V, \quad H_e = -\frac{\hbar^2 \Delta_{\mathbf{r}}}{2m_e} - \frac{e^2}{r}. \quad (3)$$

Здесь $T_{\mathbf{R}} = -\hbar^2 \Delta_{\mathbf{R}}/2\mu$ — оператор кинетической энергии относительного движения ядер; $\mathbf{R} = \mathbf{R}_A - \mathbf{R}_B$ — радиус-вектор, соединяющий ядра, μ — их приведенная масса; H_e — гамильтониан внешнего электрона, $H_{BA^+}(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R})$ — электронный гамильтониан квазимолекулярного иона BA^+ в приближении Борна — Оппенгеймера. Потенциальная энергия

$$V = \sum_{\kappa} \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\kappa}|} - \frac{Z_A e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_A|} - \frac{Z_B e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_B|} + \frac{e^2}{r} \quad (4)$$

определяется кулоновским взаимодействием внешнего электрона (\mathbf{r}) со всеми внутренними электронами (\mathbf{r}_{κ} , $\kappa = 1, \dots, N$) и ядрами (\mathbf{R}_A и \mathbf{R}_B — их радиус-векторы в системе центра масс). Последний член включен в (4), чтобы скомпенсировать кулоновский член, который был включен в гамильтониан H_e .

Будем исходить из общего выражения для дифференциального сечения, $d\sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{di}(E')/d\varepsilon$ [$\text{см}^2 \cdot \text{эрг}^{-1}$], резонансного процесса прямой ионизации, сопровождаемого неадиабатическим переходом между двумя электронными термами $U_i(R)$ и $U_f(R)$ квазимолекулярного иона BA^+ , временно образующегося при столкновении частиц A^+ и B (см. формулу (11) в [14]), и соотношения детального баланса для эффективного сечения, $\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(E)$ [$\text{см}^4 \cdot \text{с}$], захвата электрона на ридберговский уровень атома $A(nl)$ в тройном столкновении (2):

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(E) = \frac{g_f}{g_i} \frac{2\pi^2 \hbar (2l+1)}{k^2} \frac{(q')^2}{q^2} \frac{d\sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{di}(E')}{d\varepsilon}, \quad (5)$$

$$E' = \hbar^2 (q')^2 / 2\mu = E + \varepsilon + |\varepsilon_{nl}|. \quad (6)$$

Здесь E' — кинетическая энергия сталкивающихся частиц A^+ и B в конечном канале реакции (2), $E = \hbar^2 q^2 / 2\mu$; $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ — энергия электрона в непрерывном спектре; $\varepsilon_{nl} = -Ry/n_*^2$ — энергия ридберговского электрона, $n_* = n - \delta_l$, δ_l — квантовый дефект атомного уровня nl . Отношение g_f/g_i выражается в виде $g_{BA^+(f)}/(g_{B(i)}g_{A^+(i)}) \equiv g_{tr}$.

Подставляя формулу (11) из статьи [14] в (5), получаем выражение для эффективного сечения захвата электрона в результате неадиабатического процесса (2):

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(E) = \tilde{g}_{tr} \frac{8\pi^5 \hbar}{q^2 k^2} \sum_J (2J+1) \times \\ \times \sum_{l'm', m} \left| \left\langle \chi_{EJ}^{(i)}(R) \left| \mathbf{V}_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(R) \right| \chi_{E'J}^{(f)}(R) \right\rangle \right|^2. \quad (7)$$

Здесь $\chi_{EJ}^{(i)}(R)$ и $\chi_{E'J}^{(f)}(R)$ — радиальная волновая функция относительного движения ядер в начальном и конечном состояниях; J — орбитальный угловой момент иона BA^+ . \tilde{g}_{tr} определяется как g_{tr}/s , где s равен 2 для гомоядерных систем в случае, когда U_i или U_f является Σ -термом, или 1 в противном случае. $\mathbf{V}_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(\mathbf{R})$ — электронный матричный элемент свободно-связанного неадиабатического перехода,

$$\mathbf{V}_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(\mathbf{R}) = \langle \psi_{\varepsilon l' m'} | \langle \phi_i | \mathbf{V}(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R}) | \phi_f \rangle | \psi_{nlm} \rangle, \quad (8)$$

где $\phi_i(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R})$ и $\phi_f(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R})$ — электронные волновые функции иона BA^+ , соответствующие термам $U_i(R)$ и $U_f(R)$. $\psi_{nlm}(\mathbf{r})$ — волновая функция ридберговского атома, $\psi_{\varepsilon l' m'}(\mathbf{r}) = \mathcal{R}_{\varepsilon l'}(r) Y_{l' m'}(\mathbf{n}_r)$, а $\mathcal{R}_{\varepsilon l'}(r)$ нормирована на $\delta(\varepsilon - \varepsilon')$. Матричный элемент (8) связан с шириной автоионизации квазимолекулы $BA(nl)$:

$$\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R) = \frac{2\pi}{2l+1} \sum_{m, m'} \left| \mathbf{V}_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(R) \right|^2. \quad (9)$$

Из выражения [14] для частичного сечения $\sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{ai}(E'J)$ ассоциативной ионизации ридберговского атома $A(nl)$ в столкновении с атомом B и соотношения детального баланса получим формулу для сечения $\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(vJ)$ захвата электрона на ридберговский уровень атома $A(nl)$ в процессе диссоциативной рекомбинации иона BA^+ , находящегося в состоянии vJ :

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(vJ) = \frac{g_{BA^+(f)}(2l+1)q^2}{g_{BA^+(i)}(2J+1)k^2} \sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{ai}(E'J). \quad (10)$$

Это приводит к следующему результату:

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(vJ) = g_{dr} \frac{4\pi^3}{k^2} S_{nl}^J \times \\ \times \sum_{l'm', m} \left| \left\langle \chi_{vJ}^{(i)}(R) \left| \mathbf{V}_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(R) \right| \chi_{E'J}^{(f)}(R) \right\rangle \right|^2, \quad (11)$$

где $g_{dr} = g_{BA^+(f)}/g_{BA^+(i)}$. Отметим, что всюду здесь и далее мы полагаем $J' = J$. Это оправдано, поскольку основной вклад в суммы по J в формулах (7) и (23) для сечений вносят большие значения J , $J \gg 1$. В формулу (11) введен так называемый фактор выживания S_{nl}^J , который учитывает

влияние на процесс диссоциативной рекомбинации обратного распада автоионизационного ридберговского состояния молекулы $BA(f, nl) \rightarrow BA^+(i) + e$. Известно, что учет этого процесса может приводить к уменьшению результирующих сечений, если значение n мало. При квазиклассическом рассмотрении [6, 24] фактор выживания S_{nl}^J определяется выражением

$$S_{nl}^J = \exp \left[- \int_{R_\omega}^{R_{st}} \frac{\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R)}{\hbar} \frac{dR}{V_{E'J}^{(f)}(R)} \right], \quad (12)$$

где R_ω — точка перехода (см. разд. 3), а $V_{E'J}^{(f)}(R)$ — относительная скорость тяжелых частиц в конечном канале реакции:

$$V_{E'J}^{(f)}(R) = \sqrt{\frac{2}{\mu} [E' - U_f^J(R)]}. \quad (13)$$

Величина $R_{st} \equiv R_{nl}$ в (12) называется точкой стабилизации, за пределами которой ($R > R_{st}$) обратная автоионизация становится невозможной в пренебрежении экспоненциально малым вкладом от подбарьерной области. Она определяется из уравнения

$$U_i(R_{st}) = U_f(R_{st}) - Ry/n_*^2. \quad (14)$$

При низких энергиях электрона $\varepsilon \rightarrow 0$ точки R_ω и R_{st} практически совпадают, и влиянием автоионизационного распада можно пренебречь. Расчеты показывают, что для гетероядерных ионов инертных газов, содержащих ксенон, при интересующих нас энергиях $R_\omega \approx R_{st}$, что позволяет положить $S_{nl}^J = 1$.

3. РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ

Для заданной частоты перехода $\omega = (\varepsilon + |\varepsilon_{nl}|)/\hbar$ акт резонансного захвата электрона происходит в окрестности точки пересечения R_ω потенциальных кривых $U_{i,\varepsilon}(R) = U_i(R) + \varepsilon$ и $U_{f,nl}(R) = U_f(R) + \varepsilon_{nl}$,

$$U_i(R_\omega) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} = U_f(R_\omega) - \frac{Ry}{n_*^2}. \quad (15)$$

В точке R_ω энергия $\hbar\omega = \varepsilon + |\varepsilon_{nl}|$, отдаваемая падающим электроном при захвате на уровень nl , становится равной энергии расщепления $\Delta U_{fi}(R_\omega) = U_f(R_\omega) - U_i(R_\omega)$ электронных термов. Для самосогласованного описания неадиабатических переходов в классически разрешенных и запрещенных областях межъядерного расстояния R будем использовать квантовую версию теории неадиабатических переходов для случая линейного пересечения кривых потенциальной энергии.

3.1. Сечение захвата электрона атомарным ионом в тройном столкновении с атомом

Рассмотрим процесс резонансного захвата электронов атомарными ионами в случае, когда он сопровождается свободно-свободным переходом ядер квазимолекулы $BA^+ + e$. В приближении линейного пересечения термов квадрат модуля матричного элемента перехода по волновым функциям ядерного движения выражается через функцию Эйри (см. формулу (90.22) в [24]):

$$\begin{aligned} \sum_{l'm',m} \left| \left\langle \chi_{EJ}^{(i)}(R) \left| \mathbf{V}_{i,\varepsilon l'm'}^{f,nlm}(R) \right| \chi_{E'J}^{(f)}(R) \right\rangle \right|^2 = \\ = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \frac{\eta_{EJ}(R_\omega)}{\Delta F_{fi}(R_\omega)} \sum_{l'm',m} \left| \mathbf{V}_{i,\varepsilon l'm'}^{f,nlm}(R_\omega) \right|^2, \quad (16) \end{aligned}$$

$$\eta_{EJ}(R) = \sqrt{\xi_J(R)} \text{Ai}^2[-\xi_J(R)(E - U_i^J(R))], \quad (17)$$

описывающую движение ядер как в надбарьерной, так и в подбарьерной областях. Здесь $U_i^J(R)$ и $U_f^J(R)$ — эффективные кривые потенциальной энергии иона BA^+ с учетом центробежной энергии:

$$\begin{aligned} U_i^J(R) &= U_i(R) + \frac{\hbar^2 (J + 1/2)^2}{2\mu R^2}, \\ U_f^J(R) &= U_f(R) + \frac{\hbar^2 (J + 1/2)^2}{2\mu R^2}, \end{aligned} \quad (18)$$

а $\Delta F_{fi}(R_\omega)$ — разность наклонов этих кривых в точке пересечения R_ω :

$$\Delta F_{fi}(R_\omega) = \left| \frac{dU_f(R)}{dR} - \frac{dU_i(R)}{dR} \right|_{R=R_\omega}. \quad (19)$$

Согласно (16) ядерный матричный элемент перехода выражается через электронный матричный элемент $\mathbf{V}_{i,\varepsilon l'm'}^{f,nlm}(R_\omega)$ взаимодействия в точке R_ω пересечения кривых потенциальной энергии и функцию Эйри $\text{Ai}(x)$. Величина ξ_J в (17) имеет вид

$$\xi_J(R_\omega) = \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left| \frac{\Delta F_{fi}(R_\omega)}{F_f^J(R_\omega) F_i^J(R_\omega)} \right|^{2/3}, \quad (20)$$

где $F_i^J(R_\omega)$ и $F_f^J(R_\omega)$ — наклоны кривых эффективной потенциальной энергии в начальном и конечном электронном состояниях:

$$\begin{aligned} F_i^J(R_\omega) &= - \left. \frac{dU_i^J}{dR} \right|_{R_\omega}, \\ F_f^J(R_\omega) &= - \left. \frac{dU_f^J}{dR} \right|_{R_\omega}. \end{aligned} \quad (21)$$

Заменим в формуле (7) суммирование по квантовому числу J на интегрирование по J . Тогда, подставляя формулу (16) в (7), учитывая (9) и вводя фактор выживания (12), получаем выражение для эффективного сечения [см⁴·с] резонансного захвата электрона в ридберговское состояние nl при тройном столкновении (2):

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(E) = \tilde{g}_{tr}(2l+1) \frac{4\pi^4 \Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R_\omega) \sqrt{2\mu}}{q^2 k^2 \Delta F_{fi}(R_\omega)} \times \int_0^\infty d(J^2) \eta_{EJ}(R_\omega) S_{nl}^J. \quad (22)$$

3.2. Усреднение сечения диссоциативной рекомбинации по распределению Больцмана

При больцмановском распределении по уровням vJ сечение $\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(T)$ [см²] диссоциативной рекомбинации при температуре газа T имеет вид

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(T) = (\mathfrak{s} Z_{vr})^{-1} \exp\left(-\frac{D_0}{k_B T}\right) \times \sum_{vJ} (2J+1) \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(vJ) \exp\left(-\frac{E_{vJ}}{k_B T}\right), \quad (23)$$

$$Z_{vr} = \mathfrak{s}^{-1} \sum_{vJ} (2J+1) \exp\left(-\frac{E_{vJ}}{k_B T}\right), \quad (24)$$

где $E_{vJ} = E_{vJ} + D_0$. В рассматриваемых условиях суммирование в (23) по v и J можно заменить интегрированием по dv и dJ . Это оправдано при условии $k_B T \gtrsim \hbar\omega_e$ ($\hbar\omega_e$ — нижний колебательный квант иона $BA^+(i)$) и соответствует приближению квазиконтинуума для колебательно-вращательных состояний ($E_{vJ} < 0$). Воспользуемся соотношением Бора–Зоммерфельда, $dv = T_{vJ} dE_{vJ} / (2\pi\hbar)$, согласно которому можно заменить интегрирование по v на интегрирование по энергии в квазиконтинууме:

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(T) = \frac{\exp(-D_0/k_B T)}{2\pi\hbar\mathfrak{s}Z_{vr}} \times \int_{E_{min}^{dr}}^0 dE_{vJ} \exp\left(-\frac{E_{vJ}}{k_B T}\right) \times \int_0^{J_{max}} T_{vJ} \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(vJ) 2J dJ. \quad (25)$$

Здесь $E_{min}^{dr} = \max(-D_0, -\varepsilon - Ry/n^2)$, а $T_{vJ} = \oint dR/V_{vJ}(R)$ — период колебательно-вращательного движения ядер с энергией $E_{vJ} < 0$

в эффективном потенциале $U_i^J(R) = U_i(R) + \hbar^2(J+1/2)^2/(2\mu R^2)$.

Подставим далее выражения (9) и (11) в (25) и учтем, что квадрат модуля ядерного матричного элемента связанно-свободного перехода отличается от выражения (16) для свободно-свободного перехода лишь нормировочными константами ($C_{vJ} = 2/\sqrt{T_{vJ}}$ и $C_{EJ} = \sqrt{2/\pi\hbar}$) волновых функций $\chi_{vJ}^{(i)}(R)$ и $\chi_{EJ}^{(i)}(R)$ и заменой энергии относительно движения ядер в непрерывном спектре $E > 0$ на энергию их колебательно-вращательного движения в дискретном спектре $E_{vJ} < 0$. Затем введем безразмерные переменные ν , ϵ и безразмерную функцию $\Lambda_\nu(R_\omega)$:

$$\nu = \frac{\hbar^2 J^2}{2\mu R_\omega^2 k_B T}, \quad \epsilon = \frac{E - U_i(R_\omega)}{k_B T},$$

$$\Lambda_\nu(R_\omega) = k_B T \xi_J(R_\omega) = \frac{k_B T}{\hbar^{2/3}} \left| \frac{\Delta F_{fi}(R_\omega) \sqrt{2\mu}}{F_f^\nu(R_\omega) F_i^\nu(R_\omega)} \right|^{2/3}. \quad (26)$$

Тогда после ряда преобразований окончательное выражение для усредненного по больцмановскому распределению сечения захвата электрона молекулярным ионом BA^+ на ридберговский уровень атома $A(nl)$ приобретает следующий вид:

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(T) = \frac{8\pi^3 (2l+1) \tilde{g}_{dr} R_\omega^2}{k^2 Z_{vr}} \frac{\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R_\omega)}{\Delta F_{fi}(R_\omega)} \times \left(\frac{\mu k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{D_0 + U_i(R_\omega)}{k_B T}\right) \Theta_T^{dr}(R_\omega), \quad (27)$$

где $\tilde{g}_{dr} = g_{dr}/\mathfrak{s}$, а безразмерная функция $\Theta_T^{dr}(R_\omega)$ представляется в виде двойного интеграла:

$$\Theta_T^{dr}(R_\omega) = 2\sqrt{\pi} \int_{\epsilon_{min}^{dr}}^{\epsilon_{max}^{dr}} d\epsilon \exp(-\epsilon) \times \int_0^{\nu_{max}} d\nu \sqrt{\Lambda_\nu(R_\omega)} \text{Ai}^2[-\Lambda_\nu(R_\omega)(\epsilon - \nu)]. \quad (28)$$

Пределы интегрирования по $d\epsilon$ в (28) равны $\epsilon_{min}^{dr}(R_\omega) = -U_f(R_\omega)/k_B T$ и $\epsilon_{max}^{dr}(R_\omega) = -U_i(R_\omega)/k_B T$, где $U_f(R) > U_i(R)$ (см. рис. 1), а $\nu_{max}(\epsilon)$ определяется, согласно (26), максимально возможным значением $J_{max}(E)$ для каждого фиксированного значения энергии в квазиконтинууме $E < 0$. Величина $J_{max}(E)$ находится из условия $|U_i^J(R_e^J)| \geq |E|$ (R_e^J — равновесное межъядерное расстояние в потенциальной яме U_i^J , см. (18)).

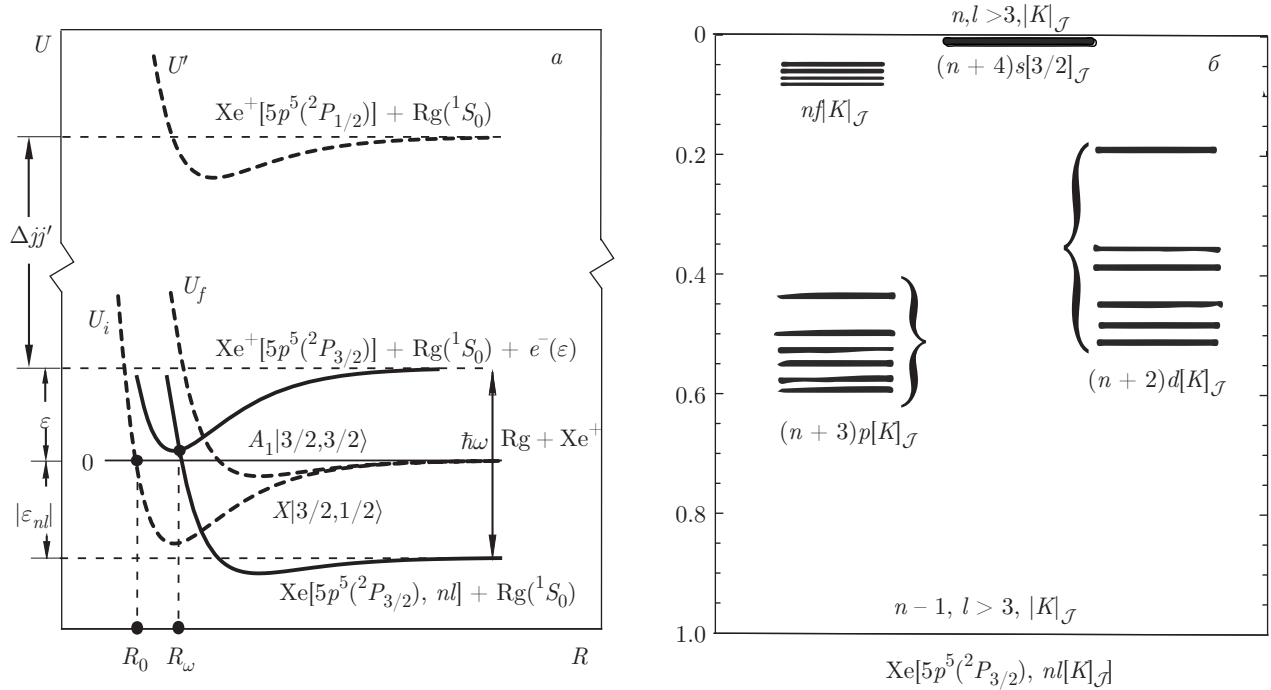


Рис. 1. а) Схематическое изображение кривых потенциальной энергии $U_i(R)$, $U_f(R)$ и $U'(R)$ нижних электронных термов $X |j_i = 3/2, \Omega_i = 1/2\rangle$, $A_1 |j_f = 3/2, \Omega_f = 3/2\rangle$ и $A_2 |j' = 1/2, \Omega' = 1/2\rangle$ иона RgXe^+ (штриховые линии) и квазимолекулы $\text{RgXe}^+ + e^-$: $U_i(R) + \epsilon$ и $U_f(R) - R_y / n_*^2$ (сплошные линии). б) Структура ридберговских состояний $nl[K]J$ атома Xe, сходящихся к ионизационному пределу $5p^5(^2P_{3/2})$ и расположенных между двумя водородоподобными сериями n и $n-1$

Это условие означает, что глубина потенциальной ямы основного электронного терма молекулярного иона с учетом центробежного члена должна при $0 \leq J < J_{max}$ превышать величину $|E|$.

4. КОНСТАНТЫ СКОРОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ

4.1. Константа скорости резонансной тройной рекомбинации

Исходное выражение для константы скорости $K_{\epsilon \rightarrow nl}^{tr}(T) = \langle V_E \sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{tr}(E) \rangle_T$ [см⁵] тройной рекомбинации (2) при заданных значениях энергии свободных электронов ϵ и температуры газа T имеет вид

$$K_{\epsilon \rightarrow nl}^{tr}(T) = \int_0^\infty dE f_T(E) V_E \sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{tr}(E), \quad (29)$$

где $f_T(E)$ — функция распределения кинетической энергии $E = \mu V^2/2$ относительного движения частиц A^+ и B . Подставим выражение (22) в (29) и используем соотношение (17). Так же, как и в разд. 3.2, введем безразмерные переменные ν , ϵ и функцию

$\Lambda_\nu(R_\omega)$. Тогда в случае максвелловского распределения

$$f_T(E) dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{E}{k_B T} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) d\left(\frac{E}{k_B T}\right)$$

для константы скорости рекомбинации (29) при заданных значениях газовой температуры T и энергии электрона ϵ получим формулу

$$K_{\epsilon \rightarrow nl}^{tr}(T) = (2l+1) \tilde{g}_{tr} \frac{2\pi^2}{k^2} \frac{4\pi R_\omega^2 \Gamma_{nl \rightarrow \epsilon}(R_\omega)}{\Delta F_{fi}(R_\omega)} \times \exp\left(-\frac{U_i(R_\omega)}{k_B T}\right) \Theta_T^{tr}(R_\omega). \quad (30)$$

Здесь $\Theta_T^{tr}(R_\omega)$ — безразмерная функция:

$$\Theta_T^{tr}(R_\omega) = 2\sqrt{\pi} \int_{\epsilon_{min}^{tr}}^\infty d\epsilon \exp(-\epsilon) \times \int_0^\infty d\nu \sqrt{\Lambda_\nu(R_\omega)} \text{Ai}^2[-\Lambda_\nu(R_\omega)(\epsilon - \nu)], \quad (31)$$

$$\epsilon_{min}^{tr} = \epsilon_{max}^{dr} = -U_i(R_\omega)/k_B T.$$

Константа скорости, $\beta_{nl}^{tr} = \langle v_\varepsilon \langle V_E \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(E) \rangle \rangle$ [см⁶·с⁻¹], резонансного трехчастичного захвата электрона (2) вычисляется путем усреднения величины $v_\varepsilon K_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(T)$ по распределению скоростей свободных электронов при температуре T_e :

$$\beta_{nl}^{tr}(T_e, T) = \int_0^\infty d\varepsilon f_{T_e}(\varepsilon) v_\varepsilon K_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(T). \quad (32)$$

Подставим выражение (30) в (32) и заменим интегрирование по энергии свободных электронов ε на интегрирование по энергии перехода, $\hbar\omega$, а затем с помощью соотношения $d(\hbar\omega) = d[\Delta U_{fi}(R_\omega)] = \Delta F_{fi}(R_\omega) dR_\omega$ на интегрирование по межъядерному расстоянию dR . В результате в случае максвелловского распределения $f_{T_e}(\varepsilon)$ энергии электронов приходим к следующему выражению для константы скорости резонансного трехчастичного захвата электрона на заданный ридберговский nl -уровень атома:

$$\begin{aligned} \beta_{nl}^{tr}(T_e, T) &= (2l+1) \tilde{g}_{tr} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \times \\ &\times \exp\left(\frac{|\varepsilon_{nl}|}{k_B T_e}\right) \int_0^{R_{nl}} \frac{\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R)}{\hbar} \exp\left(-\frac{\Delta U_{fi}(R)}{k_B T_e}\right) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{U_i(R)}{k_B T}\right) \Theta_T^{tr}(R) 4\pi R^2 dR, \quad (33) \end{aligned}$$

где R_{nl} задается условием $\Delta U_{fi}(R_{nl}) = |\varepsilon_{nl}|$, т.е. совпадает с точкой стабилизации (14).

Простые квазиклассические выражения для констант скоростей $K_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(T)$ и $\beta_{nl}^{tr}(T_e, T)$ можно получить, используя асимптотическое выражение

$$\text{Ai}^2(-x) \xrightarrow{x \rightarrow +\infty} \frac{1}{\pi x^{1/2}} \sin^2\left(\frac{2}{3}x^{3/2} + \frac{1}{4}\pi\right) \quad (34)$$

для квадрата функции Эйри и усредняя полученный результат по периоду осцилляций. При этом интегрирование по квадрату орбитального момента J^2 движения ядер лишь в классически разрешенной области выполняется в пределах $0 \leq J^2 \leq J_{max}^2$, где

$$J_{max} = \sqrt{2\mu R_\omega^2 (E - U_i(R_\omega)) / \hbar^2}. \quad (35)$$

Соответственно, в квазиклассическом приближении при учете движения ядер лишь в классически разрешенной области верхний предел в интеграле по dv в (31) следует изменить с ∞ на ε :

$$\begin{aligned} \Theta_T^{tr}(R_\omega) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\varepsilon_{min}^{tr}}^\infty d\varepsilon \exp(-\varepsilon) \int_0^\varepsilon \frac{d\nu}{(\varepsilon - \nu)^{1/2}} = \\ &= \begin{cases} 1, & R_\omega < R_0, \\ \Gamma(3/2, |U_i(R_\omega)| / k_B T) / \Gamma(3/2), & R_\omega \geq R_0. \end{cases} \quad (36) \end{aligned}$$

где $\Gamma(3/2, z) = \int_z^\infty t^{1/2} \exp(-t) dt$.

4.2. Константа скорости диссоциативной рекомбинации в двухтемпературной плазме

Константу скорости диссоциативной рекомбинации, $\alpha_{nl}^{dr}(T_e, T)$ [см³·с⁻¹], в плазме с температурами T и T_e ее газовой и электронной компонент можно получить усреднением величины $v_\varepsilon \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(T)$ (см. (27)) по функции распределения свободных электронов по скорости, $f_{T_e}(\varepsilon)$:

$$\alpha_{nl}^{dr}(T_e, T) = \int_0^\infty v_\varepsilon \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{dr}(T) f_{T_e}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (37)$$

Подставим выражение (27) в (37) и заменим (так же, как и при выводе финальной формулы (33) для константы скорости резонансной трехчастичной рекомбинации) интегрирование по энергии свободных электронов ε на интегрирование по энергии перехода, $\hbar\omega$, а затем на интегрирование по межъядерному расстоянию dR . Тогда после ряда преобразований и перехода к безразмерным переменным (26) получим для интегрального вклада всех колебательно-вращательных уровней молекулярного иона в суммарную константу скорости диссоциативного захвата электронов на заданный ридберговский уровень атома $A(nl)$ следующее выражение:

$$\begin{aligned} \alpha_{nl}^{dr}(T_e, T) &= (2l+1) \tilde{g}_{dr} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \frac{e^{-D_0/k_B T}}{Z_{vr}(T)} \times \\ &\times \left(\frac{\mu k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{|\varepsilon_{nl}|}{k_B T_e}\right) \int_{R_0}^{R_{nl}} \frac{\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R)}{\hbar} \times \\ &\times \exp\left(-\frac{\Delta U_{fi}(R)}{k_B T_e}\right) \exp\left(-\frac{U_i(R)}{k_B T}\right) \times \\ &\times \Theta_T^{dr}(R_\omega) 4\pi R^2 dR, \quad (38) \end{aligned}$$

где R_0 и R_{nl} находятся из уравнений $U_i(R_0) = 0$ (см. рис. 1) и $\Delta U_{fi}(R_{nl}) = |\varepsilon_{nl}|$. Для процесса (1) безразмерный коэффициент Θ_T^{dr} определяется выражением (28).

В квазиклассическом приближении выражение для коэффициента $\Theta_T^{dr}(R_\omega)$ и, соответственно, для

константы скорости $\alpha_{nl}^{dr}(T_e, T)$ диссоциативного захвата электронов на заданный ридберговский уровень атома $A(nl)$ существенно упрощается. В соответствии с (26) нижний и верхний пределы интегрирования в (28) по ϵ становятся равными $\epsilon_{min}^{dr} = -U_f(R)/k_B T$ и $\epsilon_{max}^{dr} = -U_i(R)/k_B T$, а интегрирование по ν должно проводиться в пределах $0 \leq \nu \leq \epsilon$, что отвечает движению ядер лишь в классически разрешенной области. Тогда с учетом (34) имеем

$$\Theta_T^{dr}(R_\omega) = \begin{cases} 0, & R_\omega < R_0, \\ \frac{\gamma(3/2, |U_i(R_\omega)|/k_B T)}{\Gamma(3/2)}, & R_\omega \geq R_0, \end{cases} \quad (39)$$

где $\gamma(3/2, z) = \int_0^z t^{1/2} \exp(-t) dt$.

4.3. Суммарный вклад непрерывного и дискретного спектров квазимолекулы

При проведении практических расчетов зачастую интерес представляют абсолютные скорости захвата электронов в ридберговские состояния W_{nl} [с⁻¹]. Эти скорости, естественно, зависят от концентраций частиц в исходных каналах реакций. Для исследуемых нами процессов (1) и (2) скорости реакций W_{nl} выражаются следующим образом:

$$W_{nl}^{tr} = \beta_{nl}^{tr} N_B N_{A^+}, \quad W_{nl}^{dr} = \alpha_{nl}^{dr} N_{BA^+}, \quad N_{BA^+} = \sum_{vJ} N_{BA^+}^{(vJ)}, \quad (40)$$

а числа соответствующих актов рекомбинации в единице объема в единицу времени получаются домножением величин (40) на концентрацию свободных электронов в плазме: $\mathfrak{W}_{nl}^{tr} = W_{nl}^{tr} N_e$ и $\mathfrak{W}_{nl}^{dr} = W_{nl}^{dr} N_e$. Полную скорость резонансного захвата электронов на атомный уровень nl можно определить как

$$W_{nl}^{res} = \beta_{nl}^{tr} N_B N_{A^+} + \alpha_{nl}^{dr} N_{BA^+}. \quad (41)$$

Когда молекулярные ионы BA^+ находятся в равновесии с частицами B и A^+ в непрерывном спектре, закон действующих масс для равновесной концентрации N_{BA^+} связанных ионов в начальном состоянии

$$\frac{N_{BA^+}}{N_B N_{A^+}} = \frac{Z_{vr} g_{BA^+}}{g_B g_{A^+}} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{D_0}{k_B T} \right) \quad (42)$$

позволяет переписать выражение для W_{nl}^{dr} в виде

$$W_{nl}^{dr}(T_e, T) = \alpha_{nl}^{dr}(T_e, T) N_B N_{A^+} \tilde{g}_{tr} Z_{vr} \times \exp\left(\frac{D_0}{k_B T} \right) \left(\frac{2\pi\hbar^2}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \equiv \beta_{nl}^{dr}(T_e, T) N_B N_{A^+}. \quad (43)$$

Здесь введена константа скорости $\beta_{nl}^{dr}(T_e, T)$ [см⁶·с⁻¹] диссоциативной рекомбинации, нормированная на произведение концентраций атомарных ионов и нейтральных атомов. Для расчета статистической суммы (24) используем применимую при $k_B T \gtrsim \hbar\omega_e$ квазиклассическую формулу [25]:

$$Z_{vr}(T) = 4\pi s^{-1} \left(\frac{\mu k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{D_0}{k_B T} \right) \times \int_{R_0}^{\infty} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{3}{2}, \frac{|U_i(R)|}{k_B T} \right) \right] \times \exp\left(-\frac{U_i(R)}{k_B T} \right) R^2 dR, \quad (44)$$

где R_0 находится из уравнения $U_i(R_0) = 0$ (см. рис. 1).

Формулы (40) и (43) позволяют ввести полную константу скорости, $\beta_{nl}^{res} = W_{nl}^{res} / (N_B N_{A^+})$, резонансного захвата электронов, которая включает в себя вклады тройной и диссоциативной рекомбинации:

$$\beta_{nl}^{res} = \beta_{nl}^{tr} + \beta_{nl}^{dr}. \quad (45)$$

Данное выражение особенно удобно, в частности, для выяснения суммарной роли резонансных процессов (1) и (2) по сравнению с нерезонансными процессами тройной рекомбинации в столкновениях с электронами и нейтральными частицами плазмы.

В квазиклассическом приближении при учете движения ядер лишь в классически разрешенной области для β_{nl}^{res} легко получить упрощенное выражение. Учитывая, что при этом $\Theta_T^{tr}(R) + \Theta_T^{dr}(R) = 1$, и используя формулы (33) и (38), получим

$$\beta_{nl}^{res}(T_e, T) = (2l+1) \tilde{g}_{tr} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \times \exp\left(\frac{|\epsilon_{nl}|}{k_B T_e} \right) \int_0^{R_{nl}} \frac{\Gamma_{nl \rightarrow \epsilon}(R)}{\hbar} \times \exp\left(-\frac{\Delta U_{fi}(R)}{k_B T_e} \right) \exp\left(-\frac{U_i(R)}{k_B T} \right) 4\pi R^2 dR. \quad (46)$$

В данной работе мы в основном имеем дело с константами скоростей реакций, нормированными на произведение концентраций N_B и N_{A^+} . При тепловом равновесии тяжелых частиц соотношение (42)

позволяет вместо этого использовать концентрации молекулярных ионов N_{BA^+} , так что основным фактором, определяющим выбор нормировки, является отношение энергии диссоциации к величине $k_B T$. В экспериментах функции распределения молекулярных ионов по колебательно-вращательным уровням и распределения относительных скоростей частиц могут существенно отличаться от равновесных. Поэтому выбор нормировки зачастую определяется конкретными физическими условиями.

В случае электрон-ионной рекомбинации, сопровождающейся образованием ридберговских атомов, интерес представляют суммарные по всем значениям lm уровня n сечения и константы скоростей,

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow n} = \sum_{l=0}^{n-1} \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}, \quad \beta_n^{\text{res}} = \sum_{l=0}^{n-1} \beta_{nl}^{\text{res}}. \quad (47)$$

В формулах (22), (27) и (33), (38) сечения $\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{\text{res}}$ и константы скорости β_{nl}^{res} резонансного захвата электрона на уровне nl выражаются через ширины $\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}$ автоионизации ридберговских квазимолекул $\text{VA}(f, nl)$. При расчете (47) удобно заменить $(2l+1)\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}$ в выражениях (22) и (27) на эффективный параметр связи

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}_{\varepsilon \rightarrow n} &= \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) \Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R_\omega) = \\ &= 2\pi \sum_{ml, m'l'} \left| V_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(R_\omega) \right|^2, \quad (48) \end{aligned}$$

описывающий полный вклад отдельных nl -уровней в захват электронов во все nlm -состояния с заданным n . Отметим, что для неводородоподобных состояний атомов со значительными квантовыми дефектами δ_l значения R_ω для каждого члена суммы по l отличаются друг от друга из-за зависимости δ_l от орбитального момента. Поэтому суммарные сечения и константы скорости захвата электрона (47) при заданном значении n должны, вообще говоря, быть определены путем суммирования отдельно рассчитанных вкладов от различных значений l .

5. ШИРИНЫ АВТОИОНИЗАЦИОННОГО РАСПАДА РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ

При расчетах автоионизационных ширин распада, $\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}$, и эффективного параметра взаимодействия, $\tilde{\Gamma}_{\varepsilon \rightarrow n}$, внешнего и внутренних электронов в квазимолекулярной системе $\text{RgXe}^+ + e$ следует

учитывать сложную структуру ридберговских уровней атома ксенона и особенности электронных термов гетероядерных ионов инертных газов RgXe^+ ($\text{Rg} = \text{Ne}(2s^2 2p^6 \ ^1S_0), \text{Ar}(3s^2 3p^6 \ ^1S_0)$). Электронная конфигурация иона $\text{Xe}^+, 5s^2 5p^5$, вызывает сильное спин-орбитальное расщепление, $\Delta_{3/2, 1/2} = 1.3$ эВ, электронных термов, сходящихся к состояниям $^2P_{j=3/2}$ и $^2P_{j'=1/2}$ (см. рис. 1а). В исследуемом диапазоне электронных и газовых температур высоколежащий терм $A_2 |j' = 1/2, \Omega' = 1/2\rangle$, коррелирующий с состоянием $^2P_{j'=1/2}$, и все более высокие термы можно исключить из рассмотрения. Свободно-связанные переходы внешнего электрона системы $\text{RgXe}^+ + e$ в процессах рекомбинации (1) и (2) обусловлены, таким образом, переходом $X |j_i = 3/2, \Omega_i = 1/2\rangle \rightarrow A_1 |j_f = 3/2, \Omega_f = 3/2\rangle$ между основным $U_i(R)$ и первым возбужденным $U_f(R)$ электронными термами иона RgXe^+ . Ридберговские состояния $\text{Xe}[5p^5(^2P_j)nl[K]_{\mathcal{J}}]$ характеризуются набором квантовых чисел n, l, K и \mathcal{J} , где K — квантовое число углового момента $\mathbf{K} = \mathbf{j} + \mathbf{1}$, а $\mathcal{J} = K \pm 1/2$ и $j = 3/2, 1/2$ — полные моменты ридберговского атома и атомного остатка соответственно. Как видно из рис. 1б, подуровни $nl[K]_{\mathcal{J}}$ при $l = 0, 1, 2$ имеют большие квантовые дефекты $\delta_{\mathcal{J}}$, в то время как подуровни $nl[K]_{\mathcal{J}}$ с $l \geq 3$ имеют почти водородоподобную структуру [26]. Структуру ридберговских уровней Хе можно приближенно учесть, введя эффективное главное квантовое число $n_* = n - \delta_{nl}^{\text{eff}}$. Здесь δ_{nl}^{eff} — эффективный квантовый дефект, полученный усреднением по набору квантовых дефектов $\delta_{nl[K]_{\mathcal{J}}}$. Это оправдано, так как $|\delta_{nl}^{\text{eff}} - \delta_{nl[K]_{\mathcal{J}}}| \ll \delta_{nl}^{\text{eff}}$ для $l = 0, 1, 2$.

Расчеты величин $\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}$ и $\tilde{\Gamma}_{\varepsilon \rightarrow n}$ для рассматриваемых систем $\text{RgXe}^+ + e$ были проведены с использованием модели вакансий [14, 17]. Она сводит взаимодействие внешнего электрона со всеми внутренними электронами молекулярного иона к взаимодействию, $V = -e^2/|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_v|$, ридберговского электрона (\mathbf{r}_e) с положительно заряженной одноэлектронной вакансией (\mathbf{r}_v) в электронной оболочке иона $\text{Xe}^+(5s^2 5p^5 \ ^2P_{3/2})$, описываемой радиальной волновой функцией $\mathcal{R}_{5p}(r_v)$. Взаимодействием ридберговского электрона с электронами замкнутой электронной оболочки атома $\text{Rg}(^1S_0)$ можно в первом приближении пренебречь. Поэтому входящие в выражение для эффективного параметра связи,

$$\tilde{\Gamma}_{\varepsilon \rightarrow n} = \frac{4\pi}{25} \sum_{l'} \frac{\gamma_{l'}}{n_*^3}, \quad (49)$$

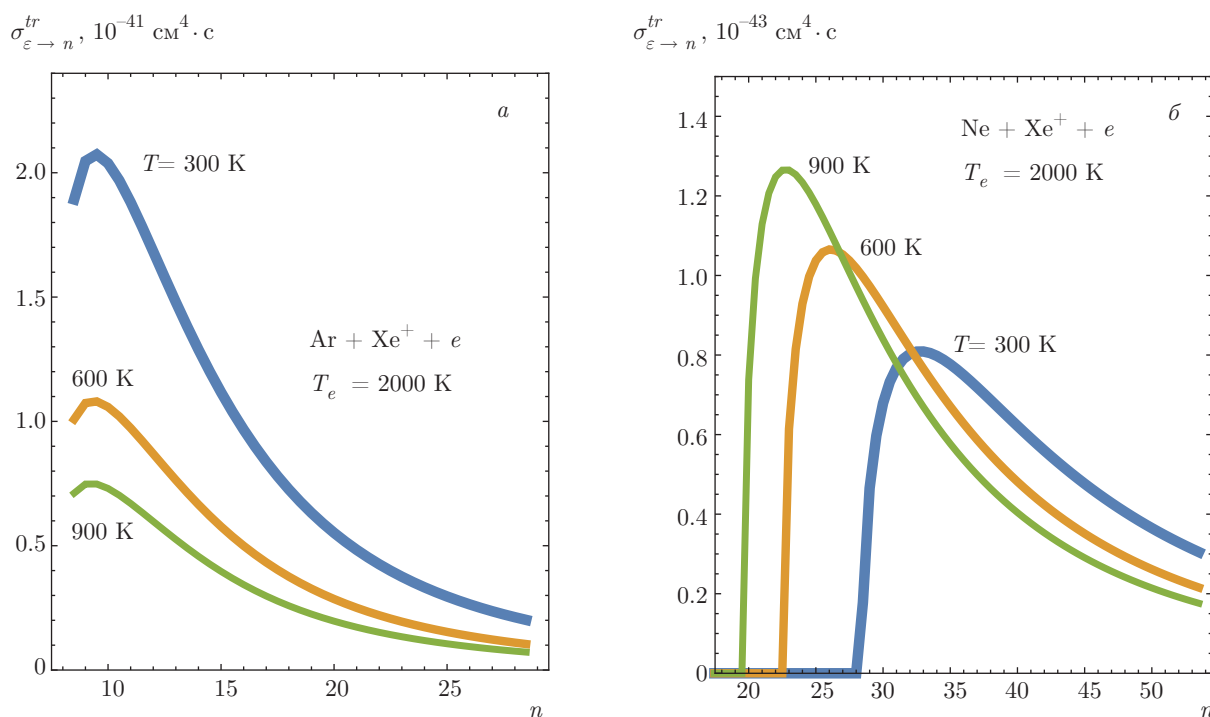


Рис. 2. Сечения $\sigma_{\epsilon \rightarrow n}^{tr}(E)$ [$\text{см}^4 \cdot \text{с}$] резонансного трехчастичного захвата (2) на все lm -подуровни ридберговского уровня n (22) для систем $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ (а) и $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ (б) при энергиях $\epsilon = k_B T_e / 2$ ($T_e = 2000 \text{ K}$) и $E = k_B T / 2$ ($T = 300, 600$ и 900 K)

величины $\gamma_{ll'}$ и, соответственно, $\tilde{G}_{\epsilon \rightarrow n}$ от R не зависят. Способ расчета величин $\gamma_{ll'}$ изложен в работах [14, 17] за исключением того, что волновые функции ридберговских состояний со значительным квантовым дефектом вычислялись методом [27].

6. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

6.1. Сечения резонансного захвата электрона

Ниже приведены результаты расчета сечений изучаемых рекомбинационных процессов в плазме смесей инертных газов Rg/Xe при электронных и газовых температурах, типичных для газоразрядных экспериментов. Здесь мы ограничиваемся рассмотрением резонансных процессов в гетероядерных системах. Хорошо известно, что в плазмах смесей Rg/Xe могут содержаться ионы Xe_2^+ , диссоциативная рекомбинация которых является эффективным процессом. Вместе с тем, значительное число экспериментальных работ выполняется при условиях, когда концентрация ксенона в смеси весьма мала, $[\text{Xe}] \ll [\text{Rg}]$. В этом случае ионов Xe_2^+ в плазме может оказаться существенно меньше, чем ионов RgXe^+ [17, 28, 29].

На рис. 2 приведены зависимости сечений резонансного захвата $\sigma_{\epsilon \rightarrow n}^{tr}$ от главного квантового числа для систем $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ и $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$. Расчеты проведены для энергий электронов и тяжелых частиц, соответствующих максимумам распределения Максвелла ($\epsilon = k_B T_e / 2$ и $E = k_B T / 2$) при электронной температуре $T_e = 2000 \text{ K}$ и газовых температурах $T = 300, 600$ и 900 K . В сечениях имеется ярко выраженный максимум, определяющий область значений n с преимущественным рекомбинационным заселением. Максимумы достигаются при $n_{max} \approx 10$ для $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ и $n_{max} \approx 20 \div 35$ для $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$. Значения n_{max} столь сильно различаются из-за большой разницы в энергиях диссоциации гетероядерных ионов. На рис. 2 видно резкое убывание сечений захвата для системы $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ с уменьшением n при $n < n_{max}$, что обусловлено смещением точки R_w резонансного перехода в классически запрещенную область. В системе $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ положение максимума почти не зависит от энергии столкновения, в то время как для $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ наблюдается сдвиг n_{max} в сторону меньших n при увеличении $E = \mu V^2 / 2$. Это различие вызвано тем, что в системах с более высокими значениями D_0 точка перехода при малых n обычно лежит вблизи поло-

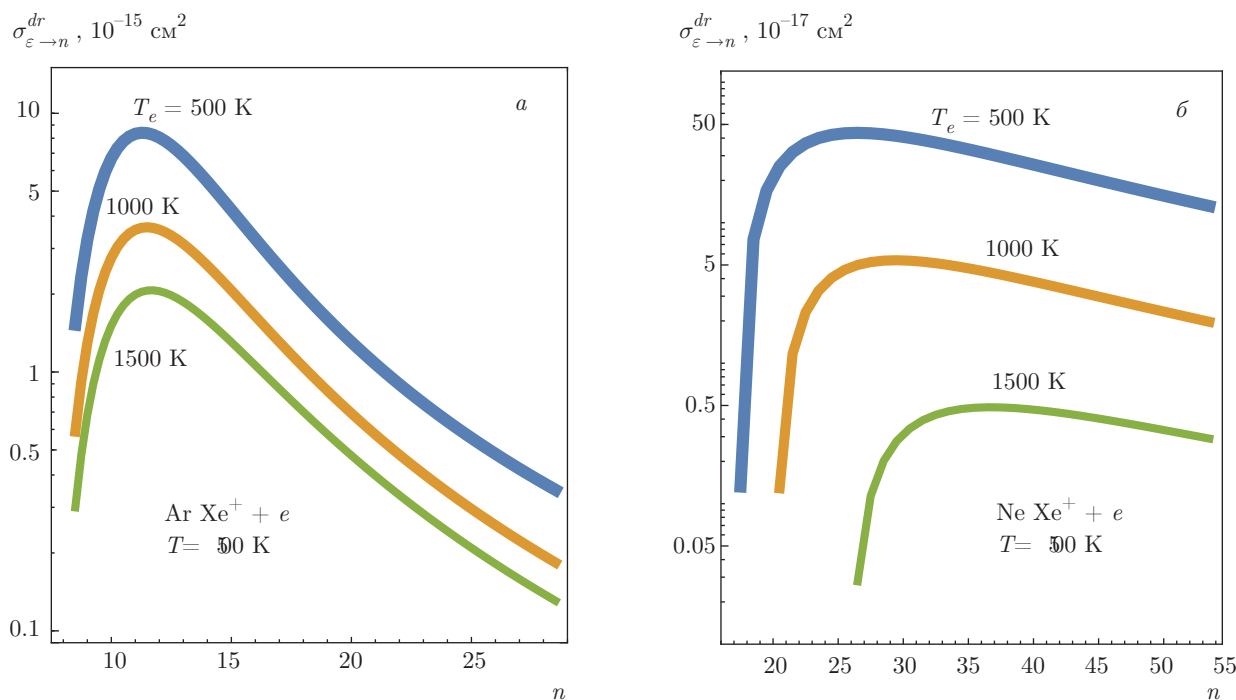


Рис. 3. Усредненные по распределению Больцмана ($T = 500$ К) сечения диссоциативного захвата, $\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{dr}(T)$ [см²] (27) на все lm -подуровни ридберговского уровня n для молекулярных ионов ArXe^+ (а) и NeXe^+ (б). Расчеты проведены при значениях энергии электронов, $\varepsilon = k_B T_e/2$, указанных на рисунке

жения равновесия, R_e , нижнего терма, и допустимыми становятся переходы даже при низких энергиях E . Когда энергия диссоциации D_0 мала, захваты на низкие n происходят при $R_\omega \lesssim R_e$ в отталкивательной части терма, так что низкие энергии E классически недопустимы.

Эффективные сечения диссоциативного захвата электронов ионами ArXe^+ и NeXe^+ , усредненные по больцмановскому распределению (27) при $T = 500$ К, приведены на рис. 3. Энергия электронов взята равной $\varepsilon = k_B T_e/2$ при $T_e = 500 \div 1500$ К. Сечения уменьшаются с ростом T_e . Подобно резонансному трехчастичному захвату, в зависимостях сечений $\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{dr}(T)$ от n имеется максимум, смещающийся в сторону низких n при увеличении D_0 . Его положение определяется условием $R_\omega \approx R_e$. В случае ArXe^+ максимум расположен вблизи $n_{max} \approx 12$, и n_{max} почти не зависит от T_e . Для NeXe^+ максимум лежит при $n > 20$ и быстро смещается в сторону высоких n с ростом T_e .

6.2. Зависимости константы скорости резонансного захвата электрона от n , T и T_e

На рис. 4 показаны зависимости от n суммарных констант скоростей, $\beta_n^{res} = \beta_n^{tr} + \beta_n^{dr}$, резонансного

захвата электронов в ридберговские состояния. Расчеты проведены для систем $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ и $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ при температурах электронов $T_e = (1 \div 3) \cdot 10^3$ К и газа $T = 400$ К и 800 К. Такой выбор систем и температур позволяет исследовать поведение β_n^{res} как в случае слабосвязанных ионов, $D_0 \lesssim k_B T$, (NeXe^+ , $D_0 = 33$ мэВ), так и в случае ионов с $D_0 \gg k_B T$ (ArXe^+ , $D_0 = 176$ мэВ). Величины констант скоростей для этих систем сильно различаются: значения β_n^{res} в максимуме для $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ оказываются на 2–3 порядка выше, чем значения β_n^{res} в максимуме для $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$. Значительная разница обусловлена тем, что в системах с умеренными энергиями диссоциации (таких как $\text{Ar} + \text{Xe}^+$) возрастает вероятность образования связанных молекулярных ионов, участвующих в диссоциативном захвате. Таким образом, обычно в условиях квазиравновесия эффективность резонансной рекомбинации оказывается выше в системах с большими D_0 .

Качественно различным для систем с промежуточными и малыми энергиями диссоциации ($\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ и $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$) оказывается и характер зависимостей констант скоростей захвата $\beta_n^{res}(T_e, T)$. Для системы $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ наблюдается острый максимум в зависимости от n при $n_{max} \approx 11$ (рис. 4). Для подобных систем с умеренными или большими

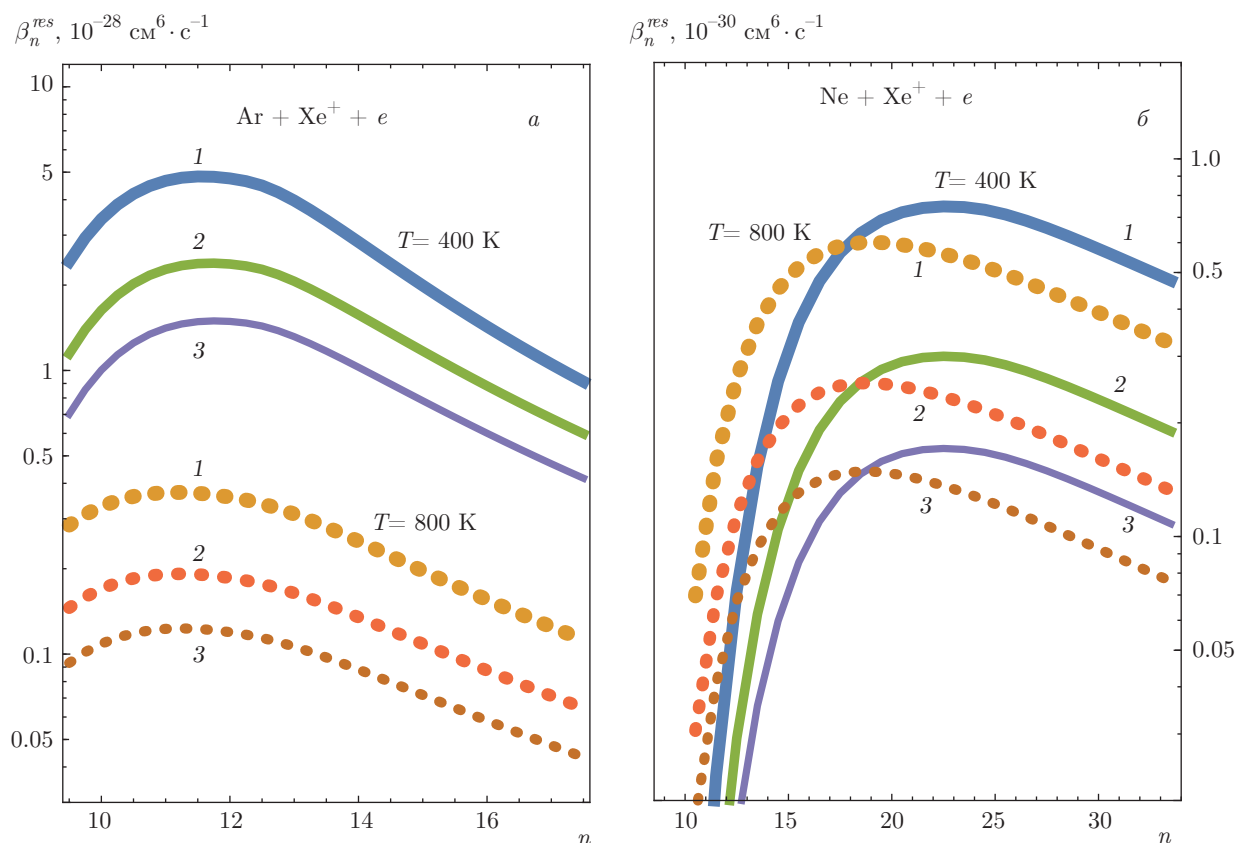


Рис. 4. Константы скорости, $\beta_n^{res} = \beta_n^{tr} + \beta_n^{dr}$, резонансного захвата электронов на все lm -подуровни уровня n для систем $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ (а) и $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ (б) при газовых температурах $T = 400$ К (сплошные кривые) и 800 К (пунктирные кривые) и температурах электронов $T_e = 1000$ (1), 2000 (2), 3000 (3) К

значениями энергии диссоциации положение n_{max} определяется из условия $R_{n_{max}} \approx R_e$ и поэтому почти не зависит от газовых и электронных температур. Такое поведение находится в соответствии с результатами, приведенными на рис. 2а, 3а. При этом значение $\beta_n^{res}(T_e, T)$ уменьшается на порядок величины с ростом T от 400 до 800 К, что связано с экспоненциальным уменьшением вероятности формирования связанных молекулярных ионов ArXe^+ , играющих ключевую роль в реализации канала (1) резонансной диссоциативной рекомбинации.

Иной характер зависимости констант скоростей $\beta_n^{res}(T_e, T)$ от n и T наблюдается для систем с малыми энергиями диссоциации D_0 (NeXe^+ и NeXe^+). Как видно на рис. 4б, в этом случае заселение нижних уровней с малым n пренебрежимо мало; преобладает захват на высоковозбужденные уровни ($n_{max} \approx 20$ для $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$). При этом с ростом T максимальное значение константы скорости изменяется мало, а «рабочая» область захвата смещается в сторону меньших n ($n_{max} \approx 15$ при $T = 800$ К). Это

находится в согласии с результатами, приведенными на рис. 2б и 3б, и связано с тем, что в системах с малыми энергиями диссоциации доминирует резонансный механизм трехчастичного захвата ($\beta_n^{tr} \gg \beta_n^{dr}$), а неадиабатические переходы происходят в основном в отталкивательной части электронного терма (см. рис. 1). Увеличение температуры T повышает вероятность переходов при малых R , ведущих к заселению низких уровней.

Рисунки 4а и 4б демонстрируют одинаковый характер зависимости $\beta_n^{res}(T_e, T)$ от электронной температуры. В каждой из рассматриваемых систем вероятность электронного захвата уменьшается с ростом T_e : увеличение T_e в 3 раза приводит к четырехкратному уменьшению константы скорости $\beta_n^{res}(T_e, T)$. Данное поведение определяется ростом средней энергии свободных электронов при увеличении T_e , что смещает точку перехода R_ω в области с малой вероятностью нахождения молекулярных ионов.

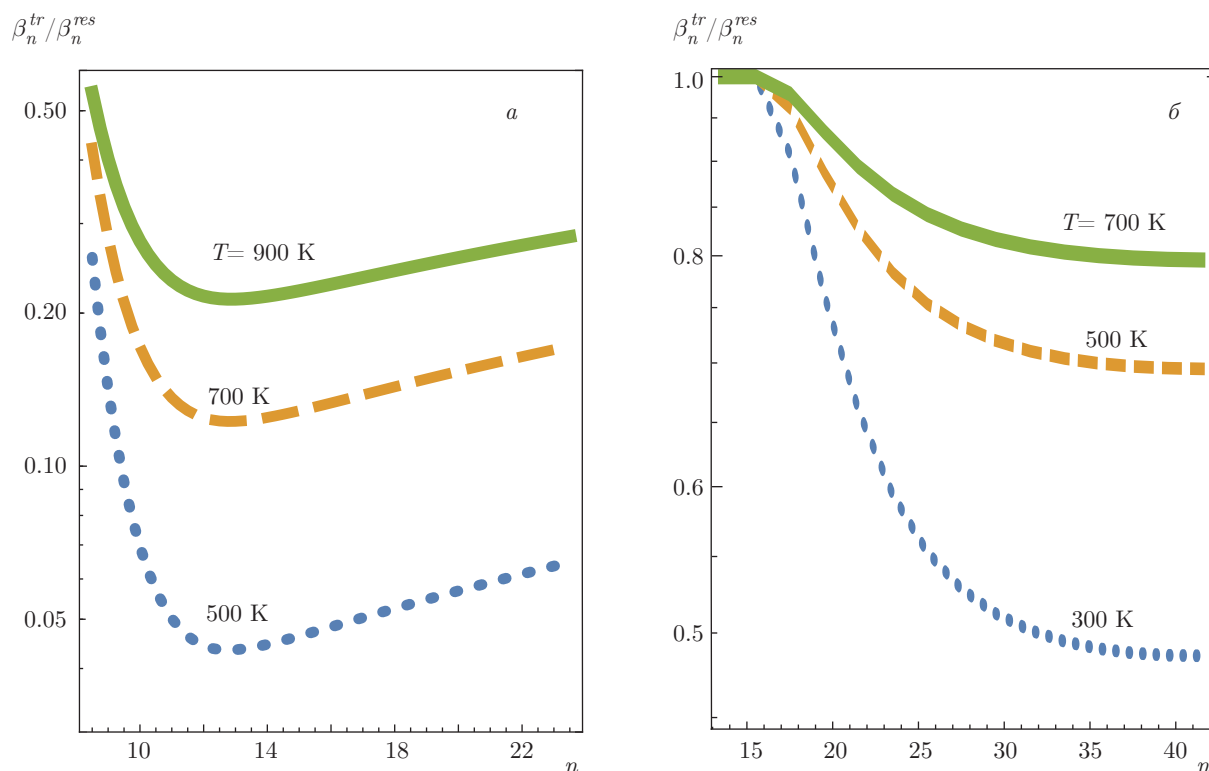


Рис. 5. Относительный вклад, $\beta_n^{tr}/\beta_n^{res}$, трехчастичного захвата электрона (2) в полную константу скорости, $\beta_n^{res} = \beta_n^{tr} + \beta_n^{dr}$, резонансного захвата на все подуровни уровня n , включающую также вклад диссоциативного захвата (1) со всех колебательно-вращательных уровней молекулярного иона. Расчеты проведены для $\text{Ar}+\text{Xe}^+ + e$ (а) и $\text{Ne}+\text{Xe}^+ + e$ (б) при $T_e = 2000$ К и различных газовых температурах T

6.3. Сравнительный анализ эффективностей резонансных процессов захвата электронов

На рис. 5 приведено сравнение интегральных вкладов диссоциативной (1) и трехчастичной (2) рекомбинации в двухтемпературной плазме смесей инертных газов Rg/Xe ($[\text{Xe}] \ll [\text{Rg}]$, $\text{Rg} = \text{Ar}, \text{Ne}$) в полную константу скорости, β_n^{res} , захвата электрона молекулярными, RgXe^+ , и атомарными, Xe^+ , ионами с образованием атомов $\text{Xe}(n)$. Видно, что относительный вклад трехчастичного захвата возрастает при уменьшении энергии диссоциации иона за счет увеличения вероятности нахождения системы $\text{RgXe}^+(i)$ в непрерывном спектре. По той же причине относительная эффективность механизма трехчастичного захвата тем выше, чем выше газовая температура T . Для системы $\text{ArXe}^+ + e$ вклад механизма (2) не превышает 50% даже при достаточно высокой температуре $T = 900$ К. Напротив, для системы $\text{NeXe}^+ + e$ с малым значением энергии диссоциации резонансный процесс трехчастичного захвата электрона атомарным ионом Xe^+ является доминирующим уже при комнатной температуре $T = 300$ К.

Отметим, что при составлении кинетических моделей рекомбинации в плазмах смесей инертных газов, как правило, обсуждается канал диссоциативной рекомбинации ионов RgXe^+ , в то время как альтернативный канал (2) предполагается неэффективным (см., например, [28, 30–32]). Как показано выше, вклад тройной рекомбинации в полную константу скорости резонансного захвата может быть сопоставимым или даже многократно превосходить вклад от канала (1). Соответственно, пренебрежение процессом (2) может приводить к существенным ошибкам при проведении кинетических расчетов.

Представленные выше результаты сравнительного анализа резонансных механизмов рекомбинации получены для равновесных распределений скоростей. Отклонение от распределения Максвелла может существенно менять отношения интегральных вкладов дискретного и непрерывного спектров молекулярного иона в полную скорость рекомбинации. Так, эффективным способом измерения коэффициента диссоциативной рекомбинации является метод совмещенных пучков [6], в котором за счет разности потенциалов между анодом и катодом на-

страивается энергия отстройки ε_d между электронами и ионами. В таких установках функция распределения скоростей электронов имеет вид [6]

$$f(v_e, v_d) = \frac{m_e}{2\pi k_B T_\perp} \exp\left(-\frac{m_e v_\perp^2}{2k_B T_\perp}\right) \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_\parallel}} \times \exp\left[-\frac{m_e(v_\parallel - v_d)^2}{k_B T_\parallel}\right]. \quad (50)$$

Здесь v_d — скорость отстройки ($\varepsilon_d = m_e v_d^2/2$), v_\perp — скорость поперечного движения, T_\perp — эффективная температура поперечного движения, обычно равная электронной температуре T_e . Температура $T_\parallel \ll T_e$ описывает движение электрона вдоль оси установки со скоростью v_\parallel относительно иона; $T_\parallel \sim 1$ мэВ.

Ключевое влияние отстройки на динамику резонансного захвата электрона связано со смещением области резонансных переходов в сторону меньших R . При больших ε_d переходы происходят в основном вблизи точки $R_\omega^d(nl)$, определяемой из условия $\Delta U_{fi}(R_\omega^d) = Ry/n^2 + \varepsilon_d$. Величина ε_d обычно меняется в пределах от 0 до 0.3 эВ, так что при $\varepsilon_d \sim D_0$ характерная область переходов, происходивших ранее вблизи точки равновесия R_e , может значительно сместиться в сторону $R \lesssim R_e$. Это приводит к росту относительной эффективности механизма трехчастичного захвата электрона на низкие уровни n .

Данный эффект продемонстрирован на рис. 6 для системы $Ar + Xe^+ + e$ при $T_e = 2000$ К и $T = 300$ К и 600 К. Введение энергии отстройки $\varepsilon_d = 0.15$ эВ увеличивает относительную эффективность процесса трехчастичного захвата на низкие n до 2 раз при $T = 600$ К и до 5 раз при $T = 300$ К. При этом эффективность трехчастичного захвата на уровни с $n > 16$, наоборот, уменьшается, выходя на плато, так как переходы, ранее происходившие вблизи $R_\omega^d(n) > R_e$, теперь происходят вблизи точки $R_\omega^d(n) \approx R_e$, определяемой для больших n условием $\Delta U_{fi}[R_\omega^d(n)] \approx \varepsilon_d$. Отметим, что влияние неравновесного распределения ослабевает с ростом T из-за того, что характерная область неадиабатических переходов «размазывается» по R .

6.4. Сравнение результатов с полуэмпирическими моделями

Экспериментальные данные по константам скорости процессов (1) и (2) диссоциативного и трехчастичного захвата электронов на заданные ридберговские уровни атомов $Xe(n)$ в плазме смесей инертных газов отсутствуют. Ниже мы сравниваем просуммированные по n константы скорости диссоци-

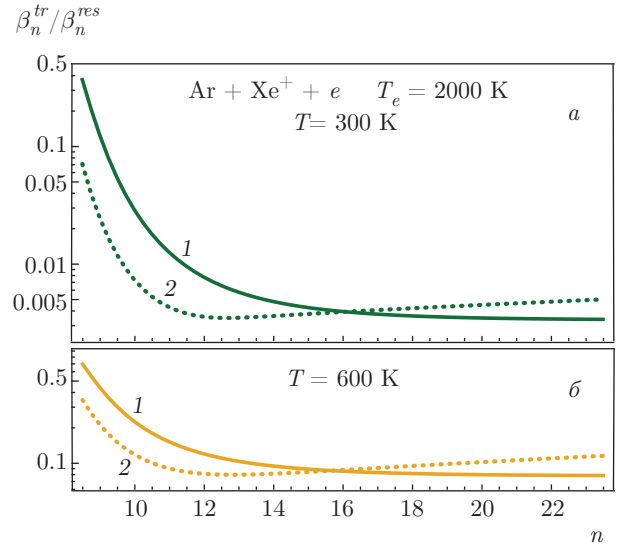


Рис. 6. Относительный вклад, $\beta_n^{tr}/\beta_n^{res}$, механизма трехчастичного захвата электронов (2) в полную константу скорости, $\beta_n^{res} = \beta_n^{tr} + \beta_n^{dr}$, резонансного захвата на все lm -подуровни уровня n , также включающую вклад диссоциативной рекомбинации (1), β_n^{dr} . Расчеты проведены для установки с совмещенными пучками с $\varepsilon_d = 0.15$ эВ (кривые 1) и для равновесного случая (кривые 2) для системы $Ar+Xe^+ + e$ при $T_e = 2000$ К и $T = 300$ К (а), 600 К (б)

ативной рекомбинации, рассчитанные с использованием разработанной здесь теории, со значениями $\alpha^{dr}(T_e, T)$, полученными с помощью полуэмпирических формул, предложенных в [33,34] в результате анализа экспериментальных данных для интегральных констант скоростей. На рис. 7а приведены температурные зависимости полных констант скоростей рекомбинации, $\alpha^{dr}(T_e, T)$, при столкновениях электронов с ионами $NeXe^+$ ($T = 300$ К) и $ArXe^+$ ($T = 500$ и 900 К). Сплошные кривые показывают суммарную по $n \geq 10$ и $l \leq n - 1$ константу скорости $\alpha^{dr}(T_e, T) = \sum_{nl} \alpha_{nl}^{dr}(T_e, T)$ процесса (1), рассчитанную по формулам (27) и (37) данной работы для захвата электрона на отдельные nl -уровни. Пунктирная кривая для $NeXe^+$ получена с помощью полуэмпирической формулы $\alpha^{dr}(T_e) \sim \alpha_0 T_e^{-0.5}$ [33,34] и экспериментальных данных [35,36]. Видно, что результаты разумно согласуются друг с другом при $T_e = 300 \div 2000$ К. Отметим, что зависимость $T_e^{-0.5}$ также следует из результатов нашей работы, если ограничить переходы областью точки стабилизации $R_\omega = R_{st} \equiv R_n$, определяемой условием (14).

Пунктирные кривые на рис. 7б,в для $ArXe^+$ задаются формулой модифицированной модели, $\alpha^{dr}(T, T_e) = \alpha_0 T_e^{-0.5} [1 - \exp(-\hbar\omega_e/k_B T)]$, предложенной в работах [33,34] на основе эксперименталь-

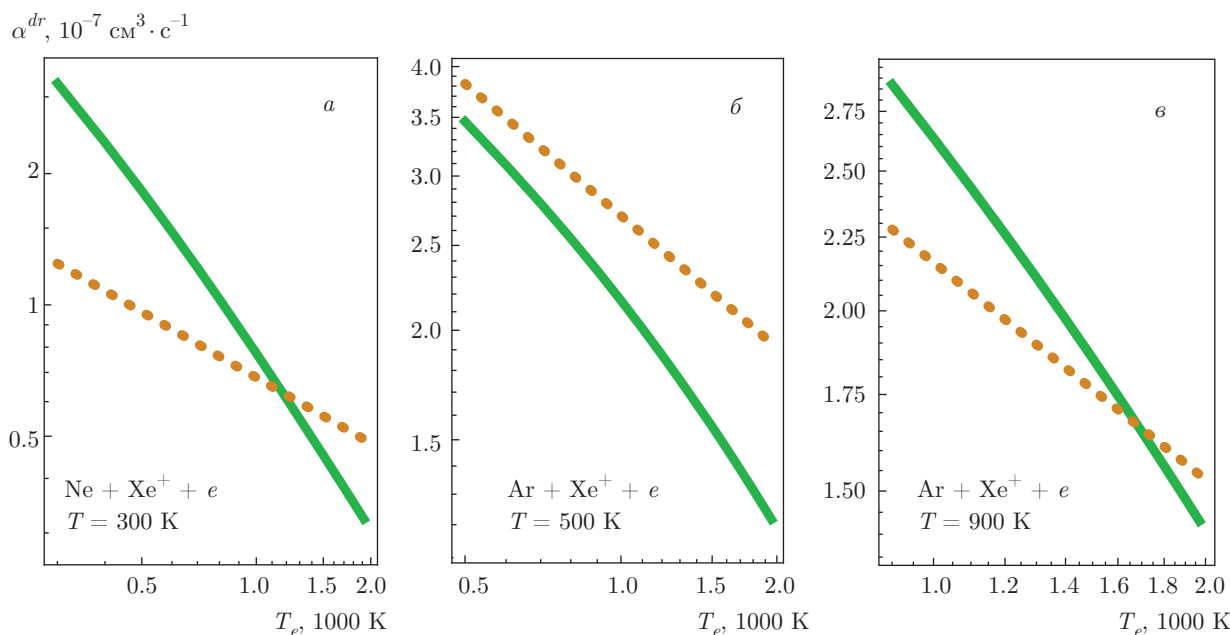


Рис. 7. Константы скорости диссоциативной рекомбинации ионов NeXe^+ (а) и ArXe^+ (б, в) с электронами. Сплошные кривые — суммарная константа скорости, $\alpha^{dr}(T_e, T) = \sum_{nl} \alpha_{nl}^{dr}(T_e, T)$, где $\alpha_{nl}^{dr}(T_e, T)$ получена по формулам (27) и (37). Пунктирные кривые — по полуэмпирической формуле, $\alpha^{dr}(T, T_e) = \alpha_0 T_e^{-0.5} [1 - \exp(-\hbar\omega_e/k_B T)]$ [33, 34], где α_0 определено по экспериментальным данным [35, 36]. $T = 300 \text{ K}$ (а), 500 K (б), 900 K (в)

ных данных [36]. Здесь $\hbar\omega_e$ — колебательный квант основного терма U_i . Зависимость от T получена усреднением по бoльцмановскому распределению колебательных уровней в предположении, что вклад основного колебательного состояния в $\alpha^{dr}(T, T_e)$ является преобладающим. Как видно на рис 7б,в, такая модель дает разумную оценку при низких значениях T , однако, подобно NeXe^+ , она приводит к ошибкам при более высоких значениях T_e и T . Заметим, что отклонение от зависимости $T_e^{-0.5 \pm 0.2}$ константы скорости $\alpha^{dr}(T, T_e)$ в сторону степенной зависимости $T_e^{-3/2}$ при больших значениях T_e было также предсказано в работе [37] для системы $\text{Ar}_2^+ + e$. Следует учесть, что оценка коэффициента диссоциативной рекомбинации путем прямого суммирования констант скоростей, соответствующих всем конечным значениям n , подходит лишь для качественного сравнения результатов, что связано с пренебрежением влиянием ряда сопутствующих рекомбинационных и релаксационных процессов.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы взаимно дополняющие процессы (1) и (2) образования атомов в ридберговских состояниях в двухтемпературной плазме, содер-

жащей атомарные и молекулярные ионы. Анализ диссоциативной рекомбинации (1) проведен в условиях существенного теплового возбуждения всех колебательно-вращательных уровней молекулярного иона, что для слабосвязанных ионов RgXe^+ реализуется уже при температурах $T \approx 300 \div 1000 \text{ K}$. Показано, что при этом необходимо учитывать влияние процесса (2) резонансной электрон-ионной рекомбинации в тройных столкновениях с атомами буферного газа.

Для единого описания процессов (1) и (2) разработан оригинальный подход, основанный на квантовом варианте теории неадиабатических переходов и учитывающий вид и симметрию термов иона VA^+ , особенности взаимодействия внешнего и внутренних электронов в системе и сложную структуру неводородоподобных ридберговских состояний. При расчете суммарных сечений и констант скоростей диссоциативной рекомбинации применено приближение квазинепрерывного спектра для νJ -уровней иона VA^+ . Схожий способ интегрирования по энергии E и угловому моменту J использован при вычислении констант скоростей реакции (2). В работе впервые получены полуаналитические выражения для сечений и констант скорости процессов (1) и (2), применимые в случае слабосвязанных квазимолеку-

лярных систем и корректно описывающие движение ядер в классически разрешенной и запрещенной областях.

Результирующие выражения разд. 4.3 описывают интегральные вклады состояний дискретного, W_{nl}^{dr} , и непрерывного, W_{nl}^{tr} , спектров молекулярного иона в полную скорость, W_{nl}^{res} , резонансного захвата электронов в ридберговские состояния nl в плазме с температурами T_e и T электронной и атомной (ионной) компонент. Теория может быть использована для гомоядерных и гетероядерных систем, $A_2^+ + e$ и $BA^+ + e$, и вместе с выражениями для эффективного параметра взаимодействия она позволяет установить зависимости величин W_{nl}^{dr} и W_{nl}^{tr} от основных параметров задачи: температур T_e и T ; главного квантового числа n ; начального, $U_i(R)$, и конечного, $U_f(R)$, электронных термов иона BA^+ ; соотношения тепловой энергии $k_B T$ и энергии диссоциации, D_0 , иона BA^+ .

Конкретные расчеты проведены для гетероядерных систем $Rg+Xe^+ + e$ с малой ($NeXe^+$) и умеренной ($ArXe^+$) энергиями диссоциации, D_0 , основного терма, представляющих интерес для кинетики рекомбинации в плазме смесей инертных газов Rg/Xe с малым содержанием ксенона ($[Xe] \ll [Rg]$). Анализ тройной (2) и диссоциативной (1) рекомбинации впервые показал, что доля резонансного трехчастичного захвата электронов атомарными ионами в полной константе скорости может быть близка к 100% в случае слабосвязанных систем. При этом канал (2) заселяет ридберговские состояния с достаточно высокими значениями $n \gtrsim 10$. Зависимости соответствующих констант скоростей от n оказываются чувствительными к температуре газа T и структуре термов.

Для молекулярных ионов с относительно глубокими потенциальными ямами, $D_0 \gg k_B T$, напротив, преобладает канал диссоциативной рекомбинации с участием большого числа колебательно-вращательных уровней, если выполнено условие $k_B T \gg \hbar\omega_e$. Этот вывод относится к ситуациям, когда справедливы больцмановское распределение по уровням vJ и закон действующих масс (42) для частиц, находящихся в свободном и связанном состояниях. В работе продемонстрировано, что отклонения от больцмановского и максвелловского распределений могут приводить к иной относительной роли каналов диссоциативной и тройной рекомбинации и, в частности, могут увеличить долю процесса (2) в захвате электронов на ридберговские уровни.

Полученные результаты представляют интерес для моделирования кинетики рекомбинационных

процессов в барьерных разрядах [5], эксимерных лампах и источниках ВУФ-излучения [38, 39], активных средах мощных газовых лазеров [40, 41] и микроплазменных ячейках [42].

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-30086).

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Физматлит, Москва (2002).
2. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, Наука, Москва (1982).
3. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, *УФН* **136**, 25 (1982).
4. M. R. Flannery, *Springer Handbooks of Atom. Mol. Opt. Phys.*, ed. by G. W. F. Drake, Springer, New York (2006), Part D, Ch. 54, p. 799.
5. В. А. Иванов, А. С. Петровская, Ю. Э. Скобло, *ЖЭТФ* **155**, 901 (2019).
6. M. Larsson and A. E. Orel, *Dissociative Recombination of Molecular Ions*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2008).
7. V. S. Lebedev and V. S. Marchenko, *J. Sov. Laser Res.* **7**, 489 (1986).
8. В. С. Лебедев, В. С. Марченко, *ЖЭТФ* **84**, 1623 (1983).
9. В. С. Лебедев, В. С. Марченко, *Хим. физика* **3**, 210 (1984).
10. A. A. Mihajlov, M. S. Dimitrijević, and Z. Djurić, *Phys. Scripta* **53**, 159 (1996).
11. A. A. Mihajlov, Lj. M. Ignjatović, M. M. Vasiljević et al., *Astron. Astrophys.* **324**, 1206 (1997).
12. A. A. Mihajlov, Lj. M. Ignjatović, M. S. Dimitrijević et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **147**, 369 (2003).
13. R. K. Janev and A. A. Mihajlov, *Phys. Rev. A* **21**, 819 (1980).
14. V. S. Lebedev, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **24**, 1993 (1991).
15. V. S. Lebedev, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **24**, 1977 (1991).

16. A. A. Mihajlov, Lj. M. Ignjatović, and M. S. Dimitrijević, *Astron. Astrophys.* **437**, 1023 (2005).
17. В. А. Иванов, В. С. Лебедев, В. С. Марченко, *ЖЭТФ* **94**, 86 (1988).
18. *Ридберговские состояния атомов и молекул*, под ред. Р. Стеббингса, Ф. Даннинга, Мир, Москва (1985).
19. V. S. Lebedev and I. I. Fabrikant, *Phys. Rev. A* **54**, 2888 (1996).
20. V. S. Lebedev and I. I. Fabrikant, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **30**, 2649 (1997).
21. В. С. Лебедев, К. С. Кислов, А. А. Нарич, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 618 (2018).
22. L. A. Viehland, B. R. Gray, and T. G. Wright, *Mol. Phys.* **107**, 2127 (2009).
23. L. A. Viehland, B. R. Gray, and T. G. Wright, *Mol. Phys.* **108**, 547 (2010).
24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Физматлит, Москва (2005).
25. V. S. Lebedev, *Collision Processes of Highly Excited Atoms with Neutral Particles*, Cambridge Sci. Publ., Cambridge (2004).
26. V. L. Sukhorukov, I. D. Petrov, M. Schäfer et al., *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **45**, 092001 (2012).
27. M. J. Seaton, *Comput. Phys. Commun.* **146**, 225 (2002).
28. A. Belasri and Z. Harrache, *Plasma Chem. Plasma Process.* **31**, 787 (2011).
29. O. B. Postel and M. A. Cappelli, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 544 (2000).
30. С. В. Автаева, Э. Б. Кулумбаев, *Физика плазмы* **35**, 366 (2009).
31. A. R. Hoskinson, J. Gregório, J. Hopwood et al., *J. Appl. Phys.* **119**, 233301 (2016).
32. P. Tian and M. J. Kushner, *Plasma Sources Sci. Technol.* **24**, 034017 (2015).
33. J. N. Bardsley and M. A. Biondi, *Adv. Atom. Mol. Phys.* **6**, 1 (1970).
34. J. N. Bardsley, *Phys. Rev. A* **2**, 1359 (1970).
35. L. Levin, S. Moody, E. Klosterman et al., *IEEE J. Quant. Electron.* **17**, 2282 (1981).
36. M. Ohwa, T. J. Moratz, and M. J. Kushner, *J. Appl. Phys.* **66**, 5131 (1989).
37. J. Royal and A. E. Orel, *Phys. Rev. A* **73** 0427061 (2006).
38. S.-J. Park, C. M. Herring, A. E. Mironov et al., *APL Photonics* **2**, 041302 (2017).
39. B. Schütte, F. Campi, M. Arbeiter et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 253401 (2014).
40. J. P. Apruzese, J. L. Giuliani, M. F. Wolford et al., *J. Appl. Phys.* **104**, 013101 (2008).
41. A. P. Mineev, A. P. Drozdov, S. M. Nefedov et al., *Quant. Electron.* **42**, 575 (2012).
42. C. Qu, P. Tian, A. Semnani, and M. J. Kushner, *Plasma Sources Sci. Technol.* **26**, 105006 (2017).