УДК 539.186

ЭЛЕКТРОН-ИОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ПРИ ТРОЙНОМ СТОЛКНОВЕНИИ

В. М. Бородин

В рамках модели, предложенной в [3] для описания ионизации при столкновении двух атомов, рассматривается резонансный механизм элементарной реакции электронно-ионной рекомбинации при тройном столкновении $A^+ + B + e \rightarrow A^* + B$ (A^+ и B — ион и нейтральный атом соответственно). Отмечается, что для изучаемого механизма реакции процесс рекомбинации электрона в плазме нельзя описывать как диффузию связанного электрона по энергетическим уровням под действием столкновений с атомами B. С помощью принципа детального равновесия получена формула для константы скорости рекомбинации электрона на любой ридберговский уровень атома. Приводится численное значение константы скорости для реакции $K^+ + e + Ne \rightarrow K + Ne$ в изотермической плазме с температурой $\theta \sim 3000°$ K. Дается значение критической плотности атомов Ne, при которой скорость рекомбинации электрона и K^+ при тройном ударе больше скорости соответствующей фоторекомбинации.

В достаточно разреженной плазме рекомбинация электронов и ионов происходит главным образом при парных соударениях. При больших плотностях частиц необходимо принимать во внимание реакции рекомбинации в результате тройных столкновений. Если плазма почти полностью ионизована, важную роль в кинетике исчезновения заряженных частиц играет процесс: $A^+ + e + e \rightarrow A^* + e$. В слабо ионизованном газе заряженные частицы могут исчезать благодаря тройному соударению электрон—ион—атом [1]

$$e + A^+ + B \rightarrow A^* + B. \qquad (1)$$

В этой работе мы будем рассматривать электронную рекомбинацию, обусловленную реакцией (1).

Простейшую оценку коэффициента рекомбинации для процесса (1) впервые дал Томсон [1], основываясь на классических рассуждениях. Позже ту же величину различными методами вычисляли многие авторы [2]. Ограничимся случаем, при котором электроны рассматриваются квантовомеханически, а ядра классически. Такая ситуация возникает, если энергия относительного движения тяжелых частиц много больше энергии, выделяющейся при рекомбинации электрона. В этой статье мы рассматриваем реакцию захвата электрона ионом при тройном ударе (1), используя схему потенциальных кривых, построенную в [3] для описания реакции ионизации при столкновении двух атомов. В [3] предполагается, что у квазимолекулы A+B существует терм, который на больших межатомных расстояниях $R \geqslant R_0$ испытывает квазипересечения с бесконечным множеством ридберговских уровней, лежащих параллельно потенциальной кривой, соответствующей при $R \rightarrow \infty$ основному состоянию системы A^+B.

В области $R < R_0$ этот терм становится виртуальным или квазистационарным. Когда атом и ион сблизятся до некоторого расстояния $R_1 < R_0$, энергия налетающего электрона будет равна разности энергий нестабиль-

[1] Возбужденный атом отмечается звездочкой.

ного состояния системы $A^+ + e + B$ и основного терма системы $A^+ + B$. В окрестности $R \sim R_1$ как при сближении, так и при разлете возможен временный захват электрона с образованием квазистационарного состояния системы $A+B$. На стадии разлета тяжелых частиц при $R > R_0$ электрон может перейти в любое слабо связанное кулоновское состояние или на более глубоко лежащие уровни, где поле не носит кулоновский характер.

Рассмотрим сначала общие формулы для скорости захвата, в которых заранее не предполагается, что движение ядер описывается классически. Скорость реакции рекомбинации (1) при тройном ударе мы будем вычислять, используя выражение [4]

$$dR_{\alpha\alpha'} = d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3 f_1(\mathbf{p}_1) f_2(\mathbf{p}_2) f_3(\mathbf{p}_3) \times$$
$$\times \sum_{s_\alpha, s_{\alpha'}} \frac{(2\pi)^7}{g(\alpha)} \delta(\mathbf{P}_\alpha - \mathbf{P}_{\alpha'}) \delta(E_\alpha - E_{\alpha'}) |T_{\alpha\alpha'}|^2, \tag{2}$$

α, α' — индексы начального и конечного состояний; $\mathbf{p}_1$, $\mathbf{p}_2$, $\mathbf{p}_3$ — импульсы атома, иона и электрона соответственно; $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ — импульсы тяжелых частиц после столкновения, $\mathbf{P}_\alpha = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3$, $\mathbf{P}_{\alpha'} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$, $E_\alpha = \varepsilon_{p_1} + \varepsilon_{p_2} + \varepsilon_{p_3}$, $E_{\alpha'} = \varepsilon_{k_1} + \varepsilon_{k_2} - I$, ε_p — кинетическая энергия частицы,— I — энергия связи электрона в конечном состоянии, $g(\alpha)$ — статистический вес начального состояния, $T_{\alpha\alpha'}$ — матрица реакции, заданная на «энергетической» и «импульсной» оболочках; суммирование проводится по вырожденным начальным и конечным состояниям; $f(\mathbf{p})$ — больцмановская функция распределения частиц по импульсам, $\int f_i(\mathbf{p}_i)\, d\mathbf{p}_i = n_i$, n_i — концентрация i-й частицы, $i = 1, 2, 3$.

Реакцией, обратной (1), является процесс ионизации. Дифференциальное сечение рассеяния для этой реакции определяется так [4]:

$$d\sigma_{\alpha'\alpha} = d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3 \sum_{s_\alpha, s_{\alpha'}} \frac{(2\pi)^4}{g(\alpha')\, v} \delta(\mathbf{P}_\alpha - \mathbf{P}_{\alpha'}) \delta(E_\alpha - E_{\alpha'}) |T_{\alpha'\alpha}|^2, \tag{3}$$

v — скорость относительного движения атомов, $g(\alpha')$ — статистический вес системы двух атомов.

Теорема обратимости [4]

$$\sum_{s_\alpha, s_{\alpha'}} |T_{\alpha\alpha'}|^2 = \sum_{s_\alpha, s_{\alpha'}} |T_{\alpha\alpha'}|^2 \tag{4}$$

позволяет установить связь между скоростью прямого процесса (1) и сечением обратного

$$dR_{\alpha\alpha'} = (2\pi)^3 v f_1(\mathbf{p}_1) f_2(\mathbf{p}_2) f_3(\mathbf{p}_3)\, d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \frac{g(\alpha')}{g(\alpha)} d\sigma_{\alpha'\alpha}. \tag{5}$$

Перейдем к координатам Якоби, которые связаны с импульсами $\mathbf{p}_i$ и $\mathbf{k}_i$ следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} &\mathbf{p}_1 = \varkappa_1 + \frac{m_1}{m_{12}} \varkappa_2 + \frac{m_1}{M} \varkappa_0, \quad \mathbf{p}_2 = -\varkappa_1 + \frac{m_2}{m_{12}} \varkappa_2 + \frac{m_2}{M} \varkappa_0, \\ &\mathbf{p}_3 = -\varkappa_2 + \frac{m_3}{M} \varkappa_0, \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{l}_1 + \frac{m_1}{M} \mathbf{l}_0, \quad \mathbf{k}_2 = -\mathbf{l}_1 + \frac{m_2'}{M} \mathbf{l}_0, \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

где m_1, m_2, m_3 — массы атома, иона и электрона; $m_{12} = m_1 + m_2$, $m_2' = m_2 + m_3$, $M = m_1 + m_2 + m_3$, $\varkappa_1$, $\mathbf{l}_1$ — импульсы относительного движения тяжелых частиц до и после столкновения и соответственно, $\varkappa_0$, $\mathbf{l}_0$ — полные импульсы системы, $\varkappa_2$ — импульс электрона относительно центра масс атома и иона.

Перейдем в (5) к новым переменным (6) и проинтегрируем по $\varkappa_0$ и $\mathbf{l}_0$. После простых, но громоздких выкладок выражение для скорости рекомбинации приводится к виду

$$dR_{\alpha\alpha'} = \frac{n_1 n_2 n_3}{\left(\frac{m_1 m_2 m_3}{M}\,\Theta^2\Theta_e\right)^{3/2}\left(\frac{m_{12}}{M\Theta}+\frac{m_3}{M\Theta_e}\right)^{3/2}}\,\frac{g(\alpha')}{g(\alpha)}\,v\,\times$$

$$\times \exp\left[-\frac{\varepsilon_{\varkappa_1}}{\Theta}-\frac{\varepsilon_{\varkappa_2}}{\frac{m_{12}}{M}\,\Theta_e+\frac{m_3}{M}\,\Theta}\right]\left[\frac{(2\pi)^4}{v}\,\delta\left(\varepsilon_{\varkappa_1}+\varepsilon_{\varkappa_2}-\varepsilon_{l_1}+I\right)\times\right.$$

$$\left.\times \sum_{s_\alpha,\, s_{\alpha'}}\frac{|T_{\alpha'\alpha}|^2}{g(\alpha')}\,d\varkappa_1 d\varkappa_2\right] d\mathbf{l}_1. \tag{7}$$

Здесь Θ, Θ_e — соответственно температуры атомов, ионов и электронов в энергетических единицах; $\varepsilon_{\varkappa_1}=\varkappa_1^2/2\mu_1$, $\varepsilon_{\varkappa_2}=\varkappa_2^2/2\mu_2$, $\mu_1=m_1m_2/m_1+m_2$, $\mu_2=m_3m_{12}/M$.

Последний сомножитель, заключенный в квадратные скобки, дает дифференциальное сечение ионизации. Полное число элементарных актов рекомбинации в единице объема за одну секунду получим после интегрирования по $\varkappa_1$, $\mathbf{l}_1$, $\varkappa_2$

$$R_{\alpha\alpha'} = \frac{g(\alpha')}{g(\alpha)}\,\frac{2n_1n_2n_3\mu_1'}{\left[\frac{m_1m_2m_3}{M}\,\Theta^2\Theta_e\right]^{3/2}\left[\frac{m_{12}}{M\Theta}+\frac{m_3}{M\Theta_e}\right]^{3/2}}\int\limits_0^\infty e^{-\varepsilon/\theta}\,(\varepsilon+I)\,\times$$

$$\times\int\limits_0^\varepsilon \exp\left[\frac{\varepsilon_{\varkappa_2}}{\theta}\left(\frac{1-\dfrac{\Theta}{\Theta_e}}{1+\dfrac{m_3\Theta}{m_{12}\Theta_e}}\right)\right]\frac{d\sigma_{\alpha'\alpha}}{d\varepsilon_{\varkappa_2}}\,d\varepsilon_{\varkappa_2}d\Omega_{l_1}d\varepsilon, \tag{8}$$

где $\mu_1'=m_2'm_1/M$; ε — полная энергия системы; $d\sigma_{\alpha\alpha'}/d\varepsilon_{\varkappa_2}$ — сечение реакции ионизации, отнесенное к единице энергии вылетающего электрона.

В случае изотермической плазмы ($\Theta=\Theta_e$) формула (8) упрощается

$$R_{\alpha\alpha'} = n_1n_2n_3\,\frac{g(\alpha')}{g(\alpha)}\,\frac{2\mu_1'}{\left(\frac{m_1m_2m_3}{M}\right)^{3/2}\Theta^3}\int\limits_0^\infty e^{-\varepsilon/\theta}\,(\varepsilon+I)\,\sigma_{\alpha'\alpha}(\varepsilon)\,d\varepsilon d\Omega_{l_1}, \tag{9}$$

где полное сечение обратного процесса $\sigma_{\alpha'\alpha}=\int\limits_0^\varepsilon\left(\frac{d\sigma_{\alpha'\alpha}}{d\varepsilon_{\varkappa_2}}\right)d\varepsilon_{\varkappa_2}$. Выражения (8) и (9) применимы для вычисления скорости любого процесса, протекающего при тройном столкновении, в котором одна из частиц переходит в связанное состояние. В этом случае $-I$ — энергия связи образующейся пары.

Формулы (8) и (9) мы можем упростить, принимая во внимание значительное различие масс атома и электрона и предполагая, что $\Theta/\Theta_e \ll m_{12}/m_3$. Последнее неравенство обычно всегда выполняется в плазме. После простых преобразований имеем

$$R_{\alpha\alpha'} = \frac{g(\alpha')}{g(\alpha)}\,\frac{2n_1n_2n_3}{\mu_1^{1/2}\,(m_3\Theta\Theta_e)^{3/2}}\int\limits_0^\infty e^{-\varepsilon/\theta}\,(\varepsilon+I)\int\limits_0^\varepsilon \exp\left[\frac{\varepsilon_{\varkappa_2}}{\Theta}-\frac{\varepsilon_{\varkappa_2}}{\Theta_e}\right]\frac{d\sigma_{\alpha'\alpha}}{d\varepsilon_{\varkappa_2}}\,d\varepsilon_{\varkappa_2}d\varepsilon d\Omega_{l_1}. \tag{10}$$

Для изотермического случая, если считать массу захватываемой частицы малой, мы приходим к формуле, полученной ранее в работе [5] менее прямым способом (с использованием статистического принципа детального равновесия).

Воспользуемся полученными общими формулами (8)—(10) для вычисления скорости $R_{\alpha\alpha'}$, электрон-ионной рекомбинации в кулоновские состояния системы A+B. Будем считать, что движение ядер подчиняется законам классической механики, а механизм реакции определяется взаимодействием одного наклонного терма со сплошным спектром и ридберговскими уровнями системы А+В.

Ход этого процесса обсуждался в начале статьи. Чтобы воспользоваться выражениями (8)—(10), для $R_{\alpha\alpha'}$ нам необходимо знать величину $d\sigma_{\alpha'\alpha}/d\varepsilon_{\varkappa_2}$. Мы вычислим ее на основании результатов работ [3, 6]. Плотность вероятности ионизации системы А+В из высоковозбужденного состояния n в состояние с положительной энергией $\varepsilon_{\varkappa_2}$ при сближении атомов равна [2]

$$\omega_n(\varepsilon_{\varkappa_2}) = \frac{2L}{v_R}\left(1-\exp\left[-\frac{2L}{v_R n^3}\right]\right)\exp\left[\frac{2L}{v_R}\left(F(E_{n+1})-\varepsilon_{\varkappa_2}\right)\right], \tag{11}$$

где $F(E_n) = -\sum\limits_{k\geqslant(-2E_n)^{1/2}} k^{-3}$, $E_n = -\frac{1}{2n^2}$, v_R — радиальная составляющая относительной скорости тяжелых частиц при $R=R_0$, L — характерный параметр, связанный с поведением системы в окрестности $E=0$ и $R=R_0$. При выводе выражения для $\omega_n(\varepsilon_{\varkappa_2})$ мы пренебрегали возможностью повторной рекомбинации электрона при разлете атома и иона. Такое приближение, как показано в [3], справедливо при условии $R_0/L \gg 1$.

Предположив, что формула (11) верна при всех параметрах удара $\rho < R_0$ и обращается в нуль при $\rho > R_0$, мы получаем после суммирования по ρ эффективное сечение ионизации из состояния n, отнесенное к единице энергии вылетающего электрона

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{\alpha'\alpha}}{d\varepsilon_{\varkappa_2}} &= \frac{4\pi R_0^2 L}{v}\int\limits_0^{\pi/2}\exp\left[\frac{2L}{v\cos\varphi}\left(F(E_{n+1})-\varepsilon_{\varkappa_2}\right)\right]\left[1-\exp\left[\frac{4LE_n}{nv\cos\varphi}\right]\right]\sin\varphi\, d\varphi,\\
\frac{d\sigma_{\alpha'\alpha}}{d\varepsilon_{\varkappa_2}} &= \frac{4\pi R_0^2 L}{v}\left\{\int\limits_0^1\exp\left[\frac{2L}{vy}\left(F(E_{n+1})-\varepsilon_{\varkappa_2}\right)\right]dy-\int\limits_0^1\exp\left[\frac{2L}{vy}\left(F(E_n)-\varepsilon_{\varkappa_2}\right)\right]dy\right\}=\\
&= \frac{4\pi R_0^2 L}{v}\left[q_1 Ei(-q_1)+e^{-q_1}-q_2 Ei(-q_2)-e^{-q_2}\right],\\
q_1 &= \frac{2L}{v}\left(-F(E_{n+1})+\varepsilon_{\varkappa_2}\right),\quad q_2=\frac{2L}{v}\left(-F(E_n)+\varepsilon_{\varkappa_2}\right).
\end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Так как используемая нами модель справедлива только для состояний с достаточно малой энергией связи $(2n^2)^{-1}\leqslant R_0^{-1}$, в дальнейшем мы будем считать, что $\delta = 2L/vn^3 \ll 1$. Это условие дает возможность упростить выражение для $d\sigma_{\alpha'\alpha}/d\varepsilon_{\varkappa_2}$, разложив его по параметру δ с точностью до линейных членов

$$\frac{d\sigma_{\alpha'\alpha}}{d\varepsilon_{\varkappa_2}} = -\frac{8\pi R_0^2 L^2}{v^2 n^3}Ei\left[-\frac{2L}{v}\left(\frac{1}{2n^2}+\varepsilon_{\varkappa_2}\right)\right]+O(\delta^2). \tag{13}$$

Здесь мы вычислили сумму по k, заменив суммирование интегрированием. Это возможно, поскольку для больших n дискретным характером ридберговских уровней можно пренебречь. Подставим формулу (13) в (10) и выполним интегрирование по частям по переменной ε. В результате расчета мы получим следующее выражение для скорости рекомбинации электрона в интервал энергий I, $I+dI$:

$$\left.\begin{aligned}
dR_{\alpha\alpha'} &= -n_1 n_2 n_3\frac{g(\alpha')\,64\pi^2 R_0^2\mu^{1/2}L^2\exp[\beta I]}{g(\alpha)\,m_3^{3/2}(\Theta\Theta_e)^{1/2}}\int\limits_{\sqrt{\beta I}}^{\infty} ye^{-y^2}Ei(-\gamma y)\,dy\,dI,\\
\beta &= \Theta_e^{-1},\quad \gamma=\left(\frac{2\mu}{\beta}\right)^{1/2}L.
\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

В выражении (14) отношение $g(\alpha')/g(\alpha)=1$, так как формулы (11)—(13) справедливы при условии, что ион A^+ и атом В имеют замкнутую

[2] Здесь мы используем атомную систему единиц.

электронную оболочку инертного газа, а спин возбужденного атома равен половине.

Из (14) видно, что $dR_{\alpha\alpha'}/dI$ отлично от нуля при $I=0$ и монотонно убывает с увеличением энергии ионизации I. Это связано с тем, что в области $I=0$ благодаря кулоновскому сгущению уровней число состояний резко увеличивается, а величина матричного элемента, определяющего связь между наклонным и горизонтальным термами, убывает [3]. Скорость рекомбинации электрона в некоторую совокупность ридберговских состояний находится путем интегрирования выражения (14) по I от нуля до I_0. Верхний предел интегрирования I_0 определяется сделанными приближениями. Коротко охарактеризуем их.

Модель, используемая нами, имеет смысл, когда R_0 велико. Ее можно применять только для описания уровней с большими n, расположенными в надбарьерной области. Поэтому в работе предполагается, что $I_0 \leqslant R_0^{-1}$. Поскольку формула (11) справедлива для энергии $\varepsilon_{\varkappa_2}$ электрона в области $0 \leqslant \varepsilon_{\varkappa_2} \leqslant 1/R_0$, то в дальнейшем мы будем считать, что температура $\Theta_e < 1/R_0$.

При вычислении вероятности (11) реакции ионизации из сильно возбужденного состояния n мы рассматривали движение ядер классически. Так можно поступать в случае, когда средняя кинетическая энергия (а следовательно, и температура Θ) атомов и ионов в плазме больше как потенциала ионизации I уровня n ($\Theta > I$), так и энергии, уносимой вылетающим электроном.

Вкладом в скорость рекомбинации электронов с энергиями порядка Θ можно пренебречь, если $(2L/\langle v\rangle)\,\Theta > 1$ или

$$\left(\frac{1}{2\sqrt{2}}\right)\Theta^{1/2}\Theta_0^{-1} > 1 \left(\langle v\rangle = \sqrt{\mu^{-1}3\Theta}, \quad \Theta_0 = \frac{\sqrt{6}}{8}\,L^{-1}\mu^{-1/2}\right).$$

По ходу вывода формулы (13) нами было сделано предположение, что параметр Месси $\delta = 2L/vn^3$ для переходов между соседними ридберговскими уровнями меньше единицы ($\delta < 1$).

Теперь мы можем написать совокупность условий, определяющих область применимости выражения (14),

$$I \leqslant R_0^{-1}, \;\; I < \Theta, \;\; 2^{-3/2}\Theta^{1/2}\Theta_0^{-1} > 1, \;\; \delta = I^{3/2}\Theta^{-1/2}\Theta_0^{-1} < 1, \;\; \Theta_e < \frac{1}{R_0}. \tag{15}$$

Множество допустимых значений I в зависимости от соотношения между Θ, Θ_0 и R_0^{-1} задается следующими неравенствами:

$$0 \leqslant I < R_0^{-1} \quad \text{при} \quad R_0^{-1} < \Theta_0 \leqslant \Theta, \tag{16а}$$

$$\frac{I^{3/2}}{\Theta^{1/2}\Theta_0} < 1, \quad \text{если} \quad \Theta_0 \leqslant \Theta < \Theta_0^{-2}R_0^{-3}; \quad \Theta_0 < \frac{1}{R_0}, \tag{16б}$$

$$0 \leqslant I < \frac{1}{R_0} \quad \text{при} \quad \frac{1}{\Theta_0^2 R_0^3} < \Theta, \;\; \Theta_0 < \frac{1}{R_0}. \tag{16в}$$

После вычисления интеграла по I мы получаем

$$\int_0^{I_0} e^{\beta I} dI \int_{\sqrt{\beta I}}^{\infty} ye^{-y^2} Ei\,(-\gamma y)\,dy = \frac{\gamma^2 I_0}{\omega^2}\, e^{\omega^2/\gamma^2} \int_{\gamma^{-1}\omega}^{\infty} ye^{-y^2} Ei\,(-\gamma y)\,dy +$$

$$+ \frac{I_0}{2} Ei\,(-\omega) - \frac{I_0}{2\omega^2}\int_0^{\omega} ye^{-y} dy - \frac{I_0}{\omega^2}\int_0^{\infty} y \exp\left[-\frac{y^2}{\gamma^2}\right] Ei\,(-y)\,dy, \tag{17}$$

где $\omega \equiv \gamma\,(\beta I_0)^{1/2} = L\sqrt{2\mu I_0}$.

Если $\gamma \geqslant 1$, $\omega \gg 1$, то первые члены асимптотического разложения интеграла (17) по параметру ω равны

$$\int_0^{I_0} e^{\beta I} \int_{(\beta I)^{1/2}}^{\infty} y e^{-y^2} Ei(-\gamma y)\, dy\, dI = -\frac{1}{\gamma^2 \beta}\left[\frac{1}{2} + \int_0^{\infty} y \exp\left[-\frac{y^2}{\gamma^2}\right] Ei(-y)\, dy\right] + \frac{I_0 e^{-\omega}}{\gamma^2 \omega} + O\left(\frac{e^{-\omega}}{\omega^4}\right). \tag{18}$$

Благодаря ограничениям, наложенным на параметры γ и ω ($\gamma \geqslant 1$, $\omega \gg 1$), второе слагаемое в (18) дает лишь малую поправку и в дальнейшем член, зависящий явно от I_0, мы учитывать не будем.

Смысл условия $\omega \gg 1$ заключается в том, что состояния с энергией от нуля до $-I_0$ вносят основной вклад в скорость полной рекомбинации электрона в результате одной элементарной реакции (1).

Скорость рекомбинации во все состояния с потенциалом ионизации, удовлетворяющим неравенствам (15), имеет вид [3]

$$R_{\alpha\alpha'} = n_1 n_2 n_3 \frac{32\pi^2 R_0^2 \hbar^3}{m_3^{3/2} (\Theta\Theta_e \mu)^{1/2}} \left[\frac{1}{2} + \int_0^{\infty} y \exp\left[-\frac{y^2}{\gamma^2}\right] Ei(-y)\, dy\right], \tag{19}$$

где $\gamma \geqslant 1$, $\omega \gg 1$.

В случае, когда $\omega \gg 1$, $\gamma \gg 1$ (например, тяжелые атомы и высокая температура электронной компоненты плазмы), выражение (19) упрощается

$$R_{\alpha\alpha'} = n_1 n_2 n_3 \frac{24\pi^2 \hbar^5}{(\mu m_3 \Theta_e)^{3/2}\, \Theta^{1/2}} \left(\frac{R_0}{L}\right)^2. \tag{20}$$

Из (20) мы видим, что скорость рекомбинации (при $\omega \gg 1$, $\gamma \gg 1$) пропорциональна квадрату безразмерного большого параметра $(R_0/L)^2$, характерного для данной задачи. Зависимость $R_{\alpha\alpha'}$ от электронной температуры определяется нормировочным множителем соответствующей функции распределения.

Если $\gamma \ll 1$ (например, мала температура Θ_e), а $\omega \gg 1$, то двойной интеграл (17) асимптотически равняется $-1/2\gamma^2\beta$ и для $R_{\alpha\alpha'}$ можно написать формулу

$$R_{\alpha\alpha'} = n_1 n_2 n_3 \frac{16\pi^2 R_0^2 \hbar^3}{m_3^{3/2} (\Theta\Theta_e \mu)^{1/2}}, \quad \Theta_e \gg \frac{m_3}{m_{12}} \Theta. \tag{21}$$

Можно избавиться от ограничения $\Theta_e \gg m_3 m_{12}^{-1} \Theta$, тогда при условии $\gamma \ll 1$, $\omega \gg 1$ $R_{\alpha\alpha'}$ имеет вид

$$R_{\alpha\alpha'} = n_1 n_2 n_3 \frac{16\pi^2 R_0^2 \hbar^3}{m_3^{3/2} (\mu\Theta\Theta_e)^{1/2}} \left[1 + \frac{m_3 \Theta}{m_{12} \Theta_e}\right]^{-1/2}. \tag{22}$$

Выражение (21) для $R_{\alpha\alpha'}$ (при $\omega \gg 1$, $\gamma \ll 1$) не содержит величины L, описывающей поведение термов в окрестности R_0. В области низких электронных температур ($\gamma \ll 1$) зависимость $R_{\alpha\alpha'}$ от Θ_e определяется поведением «сечения» беспороговой реакции образования двух нейтральных частиц при столкновении медленного электрона с заряженным комплексом, состоящим из атома и положительного иона.

Константу $K_{\alpha\alpha'}$ скорости реакции рекомбинации можно представить в виде

$$K_{\alpha\alpha'} \sim \langle v_e \sigma \rangle, \tag{23}$$

где v_e — скорость электрона, $\langle \ldots \rangle$ — максвелловское усреднение по скоростям электрона.

Когда кинетическая энергия налетающего электрона мала, «сечение» σ ведет себя подобно A/v_e^2 [7]. В этом случае, как видно из (23), $K_{\alpha\alpha'} \sim \Theta_e^{-1/2}$, что находится в согласии с формулой (21).

[3] Здесь мы возвращаемся от атомной к произвольной системе единиц.

Мы вычислили среднюю скорость электрон-ионной рекомбинации для одного элементарного акта. В реальной плазме сильно возбужденный атом, образовавшийся в результате захвата электрона ионом, многократно изменяет свое состояние прежде, чем достигнет основного уровня. Отдельные этапы обусловлены различными реакциями. Поэтому для вычисления эффективного коэффициента рекомбинации необходимо решать задачу о кинетике рекомбинации с учетом множества элементарных процессов [8]. В рамках модели, используемой нами для описания одной элементарной реакции (1), движение связанного электрона по энергетическим уровням под действием столкновений с нейтральными атомами B нельзя рассматривать как диффузное блуждание. Действительно, при $\delta=2L/vn^3 \ll 1$ отношение вероятности перехода из состояния n на все верхние уровни к вероятности перехода на ближайший $n+1$ заметно больше единицы. То же относится и к девозбуждению. Энергия электрона, находящегося в сплошном спектре, также сильно изменяется за одно столкновение. Поэтому в нашем случае с помощью метода, предложенного Питаевским [2], мы не можем вычислить эффективный коэффициент электрон-ионной рекомбинации в плотной слабо ионизованной атомарной плазме.

Оценим порядок величин Θ_0, ω, I_0, δ, γ для K—Ne изотермической плазмы. Значение параметра $L\simeq 0.2$ ат. ед. возьмем из работы [9] относительно R_0 будем считать, что $R_0\simeq 10$ ат. ед., тогда $\Theta_0\simeq 2.8\cdot 10^{3\circ}$ K.

Мы рассмотрим случай (16 б). Если принять $\Theta\simeq\Theta_0$, $I_0\simeq\Theta_0/3$, то δ, ω и γ будут соответственно равны 0.2, 3 и 4. Следует заметить, что с увеличением Θ неравенство $\delta<1$, $\omega>1$ выполняются лучше. Константа скорости элементарной реакции (1), согласно формуле (20) (здесь мы воспользовались этим выражением, так как $\omega>1$ и $\gamma>1$), равна $2\cdot 10^{-30}$ см^6/сек. Если в качестве третьего тела B в реакции (1) взять атом калия, то в диффузном приближении эффективная константа скорости ступенчатой рекомбинации электрона на основной уровень калия оказывается порядка $2\cdot 10^{-29}$ см^6/сек. Критическая плотность n_B частиц B, при которой средняя скорость рекомбинации электрона (20) в результате одного элементарного акта (1) будет больше полной скорости фоторекомбинации, порядка 10^{18} см$^{-3}$ скорость фоторекомбинации мы оценили по формуле, приведенной в [10].

В заключение выражаю искреннюю благодарность Ю. Н. Демкову за полезные замечания и обсуждение.

Литература

[1] Г. Месси, Е. Бархоп. Электронные и ионные столкновения, 546 ИЛ, 1958.

[2] Л. П. Питаевский. ЖЭТФ, *42*, 1326, 1962; В. А. Абрамов. Опт. и спектр., *18*, 974, 1965; D. R. Bates, S. P. Khare. Proc. Phys. Soc., *85*, 231, 1965; И. С. Веселовский. ЖЭТФ, *52*, 1036, 1967; И. С. Веселовский. ЖТФ, *39*, 2233, 1969.

[3] Ю. Н. Демков, И. В. Комаров. ЖЭТФ, *50*, 286, 1966.

[4] М. Гольдбергер, К. Ватсон. Теория столкновений. Изд. «Мир». М., 1967.

[5] М. И. Чибисов. ЖЭТФ, *49*, 852, 1965.

[6] Ю. Н. Демков, В. И. Ошеров. ЖЭТФ, *53*, 1589, 1967.

[7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, физматгиз, 1963.

[8] Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. Усп. физ. наук, *107*, 353, 1972.

[9] Yu. F. Bydin, V. I. Ogurtsov. V Intern. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Leningrad, 1967, Abstr. of papers, p. 220.

[10] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, гл. 6. Изд. «Наука», М., 1966.

Поступило в Редакцию 7 сентября 1973 г.