Краткие сообщения по физике № 9-1984 г.

О РОЛИ РЕКОМБИНАЦИИ ПРИ СТРИМЕРНОМ ПРОБОЕ ГАЗОВ

А.П. Бройтман, О.А. Омаров, С.А. Решетняк, А.А. Рухадзе

УДК 537.52

Рассмотрен процесс электрон-ионной рекомбинации гелиевой плазмы в затормозившейся лавине. В приближении стационарного стока найдено распределение заселенностей возбужденных уровней. Определена скорость рождения вторичных электронов вне слоя излучением резонансных фотонов рекомбинирующей плазмы.

Исходя из плазменной модели стримерного пробоя газов /1-2/, в /3/ было высказано предположение, что ионизирующие фотоны образуются при рекомбинации в плазменной области затормозившейся лавины. Поглощаясь атомами вблизи лавины, они приводят к появлению вторичных электронов. Предложенный в /3/ механизм количественно развивается в настоящем сообщении на примере пробоя гелия.

При плотностях электронов $N_e > 10^{13}$ см$^{-3}$ основными процессами, определяющими заселенности N_{nl} возбужденных уровней (где n = 1, 2, ... – главное, а l = 0, 1, 2, ..., (n – 1) – орбитальное квантовые числа энергетических уровней гелия), являются неупругие электрон-атомные столкновения /4/:

$$dN_{nl}/dt = N_e \sum_{n'l'} (V_{n'l',nl}N_{n'l'} - V_{nl,n'l'}N_{nl}). \qquad (1)$$

Здесь $V_{n'l',nl}$ – скорость перехода с уровня $n'l'$ на nl, связанная со скоростью обратного перехода соотношением детального равновесия

$$g_{nl}V_{nl,n'l'}\exp(-E_{nl}/T_e) = g_{n'l'}V_{n'l',nl}\exp(-E_{n'l'}/T_e),$$

где g_{nl} и E_{nl} – статвес и энергия уровня nl, а T_e – средняя энергия электронов. Ниже уровни с l = 0, 1, 2, ... обозначаются спектроскопическими символами s, p, d, ...

Число рассматриваемых в (1) уравнений определяется положением "узкого места" n* на энергетическом спектре атома гелия /4/. Уровни, лежащие выше n*, находятся в равновесии с непрерывным спектром энергии электронов, и их заселенности подчиняются распределению Больцмана. Функция распределения заселенностей уровней, расположенных ниже n^*, существенно неравновесная.

Система (1) допускает аналитическое решение в приближении "стационарного стока" /5/:

$$N_{nl} = g_{nl} f_{nl} \exp(-E_{nl}/T_e), \quad f_{nl} = N_{1s} - (\beta_{nl}/N_e)\, dN_e/dt. \tag{2}$$

Распределение заселенностей уровней с малым расщеплением энергии при изменении l считаем больцмановским, т. е. $\beta_{3p} = \beta_{3d} \equiv \beta_3$ и $\beta_{nl} = \beta_{nl'} \equiv \beta_n$ для $n > 4$. Кроме того, учитываем только наиболее вероятные переходы с $\Delta n = 0, \pm 1$ и $\Delta l = \pm 1$. Тогда достаточно легко получить алгебраическое решение системы (1) с $n \leqslant 4$. С учетом малости T_e громоздкие выражения для коэффициентов β_{nl} для приведенных населенностей f_{nl} упрощаются и принимают вид:

$$\beta_{1s} = 0; \quad \beta_{2p} = V^{-1}_{1s,2p}; \quad \beta_{2s} \cong \beta_{2p} + V_{2s,3p} V^{-1}_{2s,2p} \beta_3;$$

$$\beta_{3s} \cong V^{-1}_{2p,3s} [V_{2p,1s} V^{-1}_{1s,2p} - (V_{2p,3d} + V_{2p,2s} V_{2s,3p} V^{-1}_{2s,2p})\, \beta_3];$$

$$\beta_3 \cong V_{2p,1s} V^{-1}_{1s,2p} V^{-1}_{2p,3s} (1 + V_{3s,4p} V_{3p,3s} V^{-1}_{3s,3p} V^{-1}_{3p,4d});$$

$$\beta_4 \cong V_{3p,3s} (\beta_3 - \beta_{3s} - V_{3p,2s} V^{-1}_{3p,3s} \beta_{2s}) (V_{3p,4s} + V_{3p,4d})^{-1}.$$

Для уровней с $n \geqslant 5$ имеем рекуррентное соотношение

$$\beta_n - \beta_{n-1} = \exp(E_n/T_e) / g_n V_{n,n-1}. \tag{3}$$

Скорости переходов $V_{nl,n'l'}$ $(n \leqslant 3)$ взяты из /6/. Уровни с $n \geqslant 4$ с достаточной степенью точности являются водородоподобными ($E_n = I - Ry/n^2$, I – потенциал ионизации гелия); поэтому для $V_{n,n-1}$ можно воспользоваться выражением, основанным на формуле Бете:

$$V_{n,n-1} = 1{,}73 \cdot 10^{-7} (Ry/T_e)^{1/2} [n^3 (n-1)^5 / (2n-1)^4] W(E_{n,n-1}/T_e); \; n \geqslant 5; \tag{4}$$

$$W(x) = 1 + x \exp(x) \mathrm{Ei}(-x); \quad \mathrm{Ei}(-x) = \int_{-\infty}^{-x} dt \exp(t)/t; \quad E_{n,n-1} = E_n - E_{n-1}.$$

Суммируя уравнения (3) до граничного уровня $n_0 > n^*$, находящегося в квазинепрерывном спектре, получаем

$$\beta_{n_0} = \beta_4 + \sum_{n=5}^{n_0} \exp[(I - Ry/n^2)/T_e] / g_n V_{n,n-1}. \tag{5}$$

Основной вклад в сумму (5) дает слагаемое, соответствующие "узкому месту", положение которого с учетом (4) определяется соотношением $n^* \cong \sqrt{Ry/3T_e}$. Начиная с "узкого места", $E_{n,n-1} \lessdot T_e$ и суммирование по n в

(5) можно заменить интегрированием. Тогда $\beta_{n_0} \cong 4{,}9\cdot10^4 \exp(I/T_e)T_e^3$, где T_e в электрон-вольтах. Сшивая решение (2) для уровня n_0 с распределением Саха

$$N_{n_0} = g_{n_0} N_e^2 K(T_e) \exp(-E_{n_0}/T_e), \; K(T_e) = (2\pi\hbar^2/mT_e)^{3/2} \exp(I/T_e),$$

находим коэффициент рекомбинации $\beta \equiv -(1/N_e^2)\,dN_e/dt \cong K(T_e)N_e/\beta_{n_0} = bN_eT_e^{-9/2}$, $b \cong 6{,}75\cdot10^{-27}$, который хорошо согласуется с данными /5,7/. Характерное время рекомбинации $\tau_R \cong \beta_{n_0}/K(T_e)N_e^2$.

В результате для заселенностей N_{nl} в режиме стационарного стока имеем: $N_{nl} \cong \beta_{nl} bN_e^2T_e^{-9/2} g_{nl}\exp(-E_{nl}/T_e)$. Среднюю энергию рекомбинирующих электронов T_e в плазменной области можно определить из условия, что их охлаждение уравновешивается рекомбинационным нагревом:

$$(3m/M)N_e\nu_{en}(T_e - T) = -2I\,dN_e/dt = 2IbN_e^3T_e^{-9/2},$$

где $\nu_{en} = \sigma N\sqrt{T_e/m}$ — частота упругих электрон-атомных столкновений, σ — сечение рассеяния электронов на атомах, N — плотность газа, T — его температура. Отсюда $T_e \cong (2bMIN_e^2/3am^{1/2}\sigma N)^{1/6} + T/6$, $a^2 = 1{,}62\cdot10^{-12}$ эрг/эВ. При $N = 3\cdot10^{19}$ см$^{-3}$ и $N_e = 3\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ получаем: $T_e \cong 0{,}2$ эВ; $n^* \cong 5$; $\beta \cong 2{,}8\cdot10^{-9}$ см$^{-3}$ с$^{-1}$; $\tau_R \cong 1{,}2\cdot10^{-6}$ с; $N_{1s} \cong N$; $N_{2s} = 4{,}6\cdot10^{15}$ см$^{-3}$; $N_{2p} = 6{,}5\cdot10^{14}$ см$^{-3}$; $N_{3s} = 9{,}6\cdot10^{11}$ см$^{-3}$; $N_{3p} = 1{,}3\cdot10^{12}$ см$^{-3}$; $N_{3d} = 2{,}3\cdot10^{12}$ см$^{-3}$; $N_{4s} = 5{,}5\cdot10^{10}$ см$^{-3}$; $N_{4p} = 1{,}2\cdot10^{11}$ см$^{-3}$; $N_{4d} = 2\cdot10^{11}$ см$^{-3}$; $N_{4f} = 2{,}7\cdot10^{11}$ см$^{-3}$.

Пусть рекомбинирующая плазма находится внутри плоского слоя толщиной $L \sim 0{,}1$ см. Оценим скорость $Q(z) \equiv \partial N_e(z)/\partial t$ рождения вторичных электронов этим излучением на расстоянии z от слоя. Наибольший интерес представляет излучение, приводящее к образованию возбужденных атомов в состоянии с n = 3, так как при напряженности внешнего электрического поля $E_0 = 10^4$ В/см и $T_e \cong 5$ эВ этот уровень можно считать находящимся в квазинепрерывном спектре /8/. Главную роль в создании вторичных электронов вне плазменного слоя играют кванты, образующиеся при переходе 3p-1s. Ширина линии поглощения γ, соответствующая этому переходу, определяется резонансным механизмом уширения с дисперсионным профилем a_ω. Коэффициент поглощения фотонов в центре линии для слоя $k_0 \cong 7\cdot10^5$ см$^{-1}$ и $k_0L \gg 1$. Оценки показывают, что выход излучения не влияет на заселенности N_{nl} в слое. Поэтому в режиме стационарного стока рекомбинирующая плазма является стационарным поверхностным излучателем на переходе 3p–1s. Для фотонов с $k_\omega L \gg 1$ поток излучения за пределы слоя совпадает с потоком, испускаемым абсолютно черным телом с температурой, равной температуре между уровнями $\Theta = E_{3p,1s}/\ln(g_{3p}N/g_{1s}N_{3p})$. Отметим, что коэффициенты поглощения k_ω в слое и вне его равны. При этом ширина линии излучения, выходящего за пределы слоя, $\Delta\omega \sim \gamma\sqrt{k_0 L} \gg \gamma$ /9/, и у значительной доли фотонов длина пробега $l_\omega \gg k_0^{-1}$.

Используя выражения для потока излучения j_ω на частоте ω, выходящего за пределы бесконечного плоского слоя /9/

$$j_\omega = \frac{1}{4} N_{3p}A_{3p,1s}a_\omega \int_0^1 d(\cos\Theta)\cos\Theta \int_0^{L/\cos\Theta} dr\exp(-k_\omega r),$$

где $A_{3p,1s}$ – вероятность спонтанного перехода 3p–1s, определим

$$Q(z) \equiv \int d\omega j_\omega k_\omega e^{-k_\omega z} = \frac{1}{2} N_{3p}A_{3p,1s} \int_0^1 xe^{-y}[I_0(y) -$$

$$- e^{-k_0L/2x} I_0\left(y + \frac{k_0 L}{2x}\right)\Bigg] dx. \qquad (6)$$

Здесь $x \equiv \cos\Theta$, $y \equiv k_0 z/2$, I_0 – функция Бесселя. При $k_0 z \gg 1$ из (6) получаем:

$$Q(z) = \begin{cases} N_{3p}A_{3p,1s}/4\sqrt{\pi k_0 z}, & z < L; \\ N_{3p}A_{3p,1s}L/4z^{3/2}\sqrt{\pi k_0}, & z > L. \end{cases} \qquad (7)$$

Из (7) следует, что в обсуждаемых условиях скорость фотоионизации на расстоянии $z \sim 0{,}1$ см от плазменной области $Q \cong 4\cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ с$^{-1}$, что сравнимо с ударной ионизацией газа электронами при $N_e \sim 10^9$ см$^{-3}$.

Заметим, что при определенной предионизации промежутка существенную роль в создании вторичных электронов могут играть излучательные переходы в рекомбинирующей плазме между уровнями с n = 3 и n = 2 и, в первую очередь, переход 3p–2s.

Поступила в редакцию 16 апреля 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.А. Омаров и др., Физика плазмы, 4, в. 2, 338 (1978).
2. О.А. Омаров, А.А. Рухадзе, Г.А. Шнеерсон, ЖТФ, 49, в. 9, 1997 (1979).
3. А.П. Бройтман, О.А. Омаров, Письма в ЖТФ, 7, 389 (1981).

4. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов, Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, "Наука", М., 1982 г.
5. D.R. Bates, A.E. Kingston, R.W. McWhirter, Proc. Roy. Soc., 267, 297 (1962)
6. Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, "Наука", М., 1979 г.
7. E. Hinnov, J.G. Hirschberg, Phys. Rev., 125, 795 (1962).
8. А.П. Бройтман и др., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 50 (1984).
9. Б.М. Смирнов, Физика слабоионизованного газа, "Наука", М., 1978 г.