

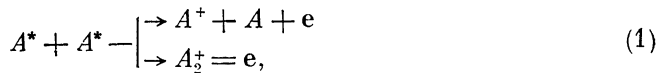
## УДАРЫ II РОДА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

*Н. В. Беденков, Н. Б. Колоколов, А. А. Кудрявцев,  
В. А. Романенко*

УДК 533.935

Получено решение кинетического уравнения для плазмы послесвечения в локальном и нелокальном случаях формирования функции распределения электронов по энергиям в области порога возбуждения. Найдены новые, более точные формулы, связывающие константы скоростей реакций хемоионизации и ударов II рода с экспериментально измеряемыми параметрами плазмы. Рассмотрена роль процессов прямого возбуждения и связанные с ними ошибки при определении констант скорости ударов II рода методом плазменной электронной спектроскопии.

Как известно [1, 2], вид функции распределения электронов по энергиям (ФР) в плазме послесвечения инертных газов определяется двумя группами электронов. В тепловой области энергий из-за сильного межэлектронного взаимодействия первая (медленная) часть ФР представляет собой максвелловское распределение с температурой  $T_e$  (электроны основной группы). Вторая (быстрая) часть ФР при энергиях  $\epsilon \gg T_e$  в условиях интенсивного протекания реакций



может сильно отличаться от максвелловской. Здесь  $A^*$  и  $A$  — атомы в возбужденном (метастабильном) и основном состояниях;  $A_2^+$  и  $A^+$  — молекулярный и атомарный ионы;  $e$  и  $e$  — медленный и «быстрый» электроны во входном и выходных каналах реакций (1), (2).

Присутствие группы быстрых электронов, возникающих в этих реакциях и определяющих вид ФР при  $\epsilon \gg T_e$ , способно влиять на электрокинетические и оптические характеристики плазмы (в частности, на электронную концентрацию  $N_e$ , температуру  $T_e$ , на эффективность процессов ступенчатого возбуждения [3]), поскольку число таких электронов в указанной области энергий на много порядков больше, чем при максвелловском распределении с температурой  $T_e$ . С другой стороны, быстрая часть ФР может служить источником информации о константах скорости и спектрах реакций (1), (2), что лежит в основе разработанного в последние годы метода плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС) [4].

Теоретический расчет ФР с учетом рождения быстрых электронов (реакции (1), (2)), межэлектронных и электрон-атомных столкновений, диффузии быстрых электронов на стенку и в пренебрежении диффузией в пространстве энергий и радиальным электрическим полем был проделан в работе [2]. Решение кинетического уравнения в общей постановке задачи с учетом диффузии в пространстве энергий и радиального электрического поля было получено в [5], но без

учета процессов прямого возбуждения (реакция, обратная к (2)), которые могут оказывать влияние на формирование ФР в области энергий, где существенна реакция (2).

В данной работе проведен дальнейший анализ формирования ФР в локальном и нелокальном режимах в послесвечении с учетом реакций (1), (2); основное внимание уделено виду ФР в области энергий появления быстрых электронов за счет реакции (2). Проанализирована связь ФР с характеристиками элементарных процессов (1), (2), обсуждаются условия применимости метода ПЛЭС к исследованию ударов II рода (2).

1. Рассмотрим вид ФР в плазме послесвечения в условиях, когда длина свободного пробега электрона  $\lambda \ll \Lambda$  (диффузионная длина  $R/2.4$ ). Как показано в [6], в амбиполярном электрическом потенциале в качестве независимых переменных удобно использовать радиальную координату  $r$  и полную энергию

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2} + e\varphi(r) = w + e\varphi(r). \quad (3)$$

Нас будет интересовать область энергий  $\varepsilon \gg T_e$ .

В переменных  $r, \varepsilon$  при цилиндрической геометрии кинетическое уравнение можно записать в виде [5]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r r' D_r \frac{\partial f_0}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( v \left( D_\varepsilon \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + V_\varepsilon f_0 \right) \right) = r'^2 \tau_{12}(r) \left\{ N_m f_0(\varepsilon, r) - \frac{g_0}{g_m} N_m(r) f_0(\varepsilon - w_1, r) \right\} - \beta_m N_m^2(r) R_m(r) r. \quad (4)$$

В рассматриваемой области энергий  $\varepsilon \sim w_1 \gg e\varphi(R)$  (потенциал стенки  $D_e = w(v_e T_e + \delta v_e T_n)$ ,  $V_\varepsilon = w(v_e + \delta v_n)$ ;  $v_e$  и  $v_n$  — частоты межэлектронных и электрон-атомных столкновений;  $\delta = 2m/M$  — коэффициент передачи энергии;  $D_r$  — коэффициент свободной диффузии;  $N_m$  и  $N_n$  — концентрации атомов в возбужденном и основном состояниях;  $\beta_m$  и  $R_m$  — константа скорости и энергетический спектр реакции (1);  $\tau_{12}$  и  $w_1$  — сечение и порог прямого возбуждения из основного состояния;  $g_0$  и  $g_m$  — статвеса основного и возбужденного состояний. Здесь не учитываются процессы ступенчатого возбуждения из метастабильного состояния, поскольку частота этих процессов обычно значительно меньше, чем  $v_e + \delta v_n$ .

В качестве граничных условий можно использовать

$$\left. \frac{\partial f_0}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad f_0(\varepsilon, R) = 0. \quad (5)$$

Как показано в [5], соотношение второго (столкновительного) члена в уравнении (4) с первым определяется параметром

$$k = (v_e + \delta v_n) \tau_{12} \frac{w_1}{4T}, \quad (6)$$

где

$$T = (v_e T_e + \delta v_n T_n) / (v_e + \delta v_n), \quad (7)$$

$\tau_{df} = \Lambda^2 / D_r$  — время свободной диффузии. Сравнивая эффективность диффузионного ухода и процессов прямого возбуждения, нужно учесть, что электроны с энергией  $w_1 < \varepsilon < w_1 + e\varphi(R)$  могут совершать прямое возбуждение лишь в области, где  $w > w_1$  (рис. 1), поэтому соответствующий параметр следует записать в виде

$$k^* = v^*(w_1 + T_e) \begin{cases} \tau_{df}, & \varepsilon > w_1 + e\varphi(R), \\ r^{*2}(\varepsilon) / ((2, 4)^2 D_r), & w_1 < \varepsilon < w_1 + e\varphi(R), \end{cases} \quad (8)$$

где  $r^*(\varepsilon)$  определяется из условия  $e\varphi(r^*) = \varepsilon - w_1$ .

Поскольку в общем виде уравнение (4) с граничными условиями (5) неразрешимо, выделим в соответствии с введенными параметрами следующие предельные случаи.

1. Нелокальный режим формирования быстрой части ФР, когда  $k \ll 1$  и несущественна роль неупругих ударов, т. е.  $k^* \ll 1$ . В этом случае справедливо решение, полученное в [5]. При  $k \ll 1$  (чисто нелокальный случай) оно существенно упрощается. Его можно сразу найти, пренебрегая столкновительным членом в (4) и считая  $vD_r$  не зависящим от  $r$  в силу условия  $\varepsilon \gg e\varphi(R)$ . При максвелловском распределении основной группы электронов

$$f_0(\varepsilon - w_1, r) = N_e(0) \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon - w_1}{T_e}} \quad (9)$$

получим

$$f_0(\varepsilon, r) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \frac{N_e(0)}{D_r(w_1)} \frac{g_0}{g_m} \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon - w_1}{T_e}} \int_r^R \frac{dr'}{r'} \int_0^{r'} N_m(r'') \varepsilon_{12}(\varepsilon - e\varphi(r'')) r'' dr''. \quad (10)$$

В качестве иллюстрации влияния радиального электрического поля на быструю часть ФР в области энергий  $\varepsilon \sim w_1$  на рис. 2 показан результат рас-

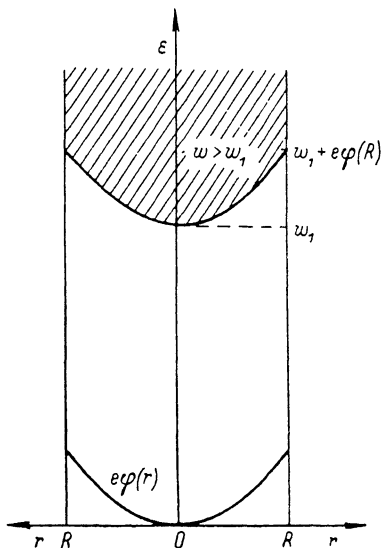


Рис. 1.

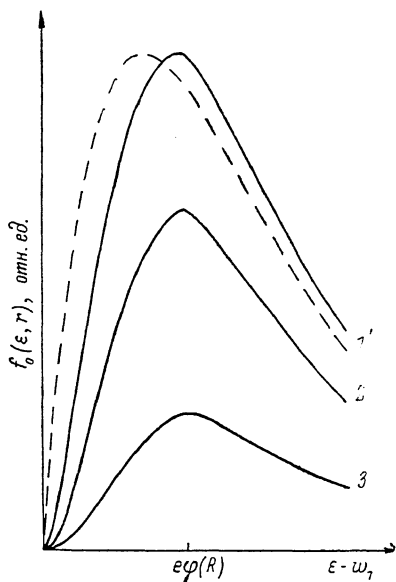


Рис. 2. ФР в послесвечении в области порога возбуждения в нелокальном режиме.

1—3 — расчет с учетом амбиполярного поля по (10) ( $r/R=0, 0.5$  и  $0.8$ ), 1' — без его учета по данным [2] ( $r=0$ ).

чета нелокальной ФР с учетом радиального поля для различных  $r$  по (10) (сплошные линии) и без его учета (штрихи). Расчет делался с линейной аппроксимацией энергетической зависимости  $\varepsilon_{12}(w)$  для  $N_m(r)=\text{const}$ , а профиль радиального потенциала аппроксимировался выражением

$$\varphi(r) = 1.44 \frac{T_e}{e} \left( \frac{r}{R} \right)^2.$$

Из рис. 2 видно, что учет радиального поля приводит к смещению максимума, связанного с реакцией (2), в сторону больших энергий и изменению вида ФР. Это связано с тем, что электроны из периферийных областей трубки дают вклад в энергетическое распределение в шкале полных энергий со сдвигом на величину  $e\varphi(r)$ .

2. Если при  $k^* \gg 1$  выполнено

$$\frac{k^*}{k} \equiv k' = \frac{v^*(w_1 + T_e)}{v_e + \delta v_d} \frac{4T}{w_1} \gg 1,$$

то вид ФР за порогом возбуждения определяется локальным балансом ударов I и II рода и из (4) имеем

$$f_0(w > w_1, r) = \frac{g_0}{g_m} \frac{N_m(r) N_e(0)}{N_a} \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon - w_1}{T_e}} = \frac{g_0}{g_m} \frac{N_m(r) N_e(r)}{N_a} \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{w - w_1}{T_e}}. \quad (11)$$

Быстрый спад ФР при  $w < w_1$  можно получить аналогично тому, как это сделано в [5].

3. Локальный режим формирования быстрой части ФР, когда  $k \gg 1$  и  $k^* \gg 1$ . В отличие от решения уравнения (4), найденного в [2] при  $k' \ll 1$ , можно получить вид ФР в интересном случае, когда  $k' \gg 1$ . Поскольку роль поперечной диффузии мала, можно заменить производную  $\partial/\partial\varepsilon$  на  $\partial/\partial w$  и решением (4) будет распределение типа «ступеньки»

$$f_0(w < w_1, r) = \frac{g_0}{g_m} \frac{N_e(r) N_m(r)}{N_a} \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \frac{v_e(w_1) + \delta v_e(w_1)}{v_e + \delta v_e} \left( \frac{w_1}{w} \right)^{3/2}, \quad (12)$$

а  $f_0(w > w_1, r)$  вычисляется по (11).

2. В [4] и ряде других работ был разработан метод ПЛЭС, основанный на связи ФР с электронными спектрами и константами скоростей реакций (1), (2). В частности, было показано, что в нелокальном режиме ФР имеет вид узких пиков вблизи энергий появления быстрых электронов в этих реакциях. Если проинтегрировать экспериментально полученную ФР и, зная другие параметры плазмы, провести сопоставление с расчетом ФР, сделанным в [3, 4], можно определить  $\beta_m$  и  $\beta_e$  — константы скоростей реакций (1), (2).

Однако связь  $\beta_m$  и  $\beta_e$  с экспериментально определяемыми параметрами плазмы можно получить более простым способом. Действительно, если  $k < 1$  и несущественны процессы прямого возбуждения из основного состояния, проинтегрируем кинетическое уравнение (4) в пределах существования спектров реакций (1), (2). Из-за отсутствия энергетических потоков за пределы этой области второй член уравнения (4) выпадает и последующее интегрирование с граничными условиями для числа быстрых электронов

$$\left. \frac{\partial S_e}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad S_e(R) = 0 \quad (13)$$

сразу дает

$$S_e^j(r) = \frac{\beta_j}{D_r(w_j)} \int_r^n \frac{dr'}{r'} \int_0^{r'} r'' N_m(r'') N_j(r'') dr'', \quad (14)$$

где индексы  $j=m, e$  относятся к реакциям (1) и (2) соответственно;  $w_e = w_1$ ;  $w_m$  — энергия быстрых электронов в реакции (1).

Укажем, что полученная в [2] формула для числа быстрых электронов на оси трубки представляет собой первый член разложения (14) в ряд Бесселя. Действительно, если после интегрирования (4) по  $\varepsilon$  подставить в него

$$S_e^j(r) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k J_0\left(\mu_k \frac{r}{R}\right), \quad (15)$$

где  $\mu_k$  в соответствии с граничными условиями (13) есть корни функции Бесселя  $J_0(x)$ , и ограничиться первым членом ряда, получим

$$*S_e^j(0) = A_1 = \frac{\beta_j R^2}{\mu_1^2 D_r(w_j)} \frac{\int_0^R J_0\left(\mu_1 \frac{r}{R}\right) N_m(r) N_j(r) r dr}{\int_0^R J_0^2\left(\mu_1 \frac{r}{R}\right) r dr}, \quad (16)$$

что совпадает с формулой (3) статьи [2]. В зависимости от радиальных профилей  $N_m(r)$ ,  $N_e(r)$  величина  $*S_e^j(0)$  может составлять от  $0.85 S_e^j(0)$  (для  $N_m(r) N_j(r) \sim J_0^2(2.405r/R)$ ) до  $1.1 S_e^j(0)$  (для  $N_m(r) N_e(r) = \text{const}$ ).

При определении  $\beta_e, \beta_m$  методом ПЛЭС в [2] и последующих работах использовалась формула типа (16). Однако вместо  $\mu_1=2.405$  в нее подставлялось  $\mu$ , вычисляемое по экспериментально измеренной зависимости  $S_e(r)$ , которая аппроксимировалась выражением  $S_e(r)=S_e(0)J_0(\mu r/R)$ . Обычно величина  $\mu$  составляла 1.6—2.4.

В принципе эта, хотя и не вполне корректная, процедура может улучшать согласие найденного таким способом  $*S_e(0)$  и  $S_e(0)$ , вычисляемого по (14) (например, при  $\mu=1.8 *S_e(0)$  может составлять от  $0.9S_e(0)(N_m N_j \sim J_0^2(2.405 r/R))$  до  $1.85S_e(0)(N_m N_j = \text{const})$ ), однако на таком пути неизбежны ошибки, связанные с определением  $\mu$ . Вместе с тем ясно, что использование формулы (14) при определении  $\beta_e, \beta_m$  методом ПЛЭС гарантирует от подобных ошибок, поскольку вообще не требует проведения радиальных измерений  $S_e$ . Кроме того, существенно сокращается число необходимых измерений, что упрощает использование метода ПЛЭС на практике.

Измерение констант реакций (1), (2) можно было бы проводить, вообще говоря, и в локальном режиме ( $k \gg 1$ ) по абсолютной величине «ступеньки», хотя это и связано с ошибками при определении небольшой абсолютной величины ФР. Что касается определения констант  $\beta_e$ , то при этом нужно контролировать роль процессов прямого возбуждения, так как если их роль велика и реализуются  $k^* \gg 1$  и  $k' \gg 1$ , ФР вообще теряет связь с  $\beta_e$  (см. (12)).

Таким образом, определение  $\beta_e$  и  $\beta_m$  методом ПЛЭС проще всего проводить в нелокальном режиме, когда  $k \ll 1$ , несущественна роль прямого возбуждения и применима формула (14). Следует иметь в виду, что в послесвечении в области энергий  $\epsilon \sim w_1$  нередко реализуется  $k' \sim 1$  (особенно в тяжелых газах), поэтому необходимо требовать, чтобы  $k^* \ll 1$ . В противном случае, если не выполняется  $k^* \ll 1$ , а  $k' \sim 1$ , необходим учет прямого возбуждения и для определения  $\beta_e$  нужно численно решать кинетическое уравнение с учетом различных факторов, в том числе и прямого возбуждения.

Для экспериментального подтверждения сказанного выше нами были проведены измерения константы ударов II рода с метастабильными атомами He ( $2^3S_1$ ) методом ПЛЭС. Периодический импульсный разряд зажигался в трубке радиусом  $R=1.9$  см, и в двух различных режимах проводились измерения ФР и параметров плазмы.

Для условий, созданных в первом режиме (давление гелия в трубке  $p=0.52$  Тор, ток в импульсе  $I=450$  мА, в исследуемой фазе послесвечения  $\tau_{\text{зад}}=100$  мкс после окончания разрядного импульса  $N_e(0) \simeq 9.8 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ ,  $N_m(0) \simeq 3.45 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ), величины  $k^*$  и  $k'$  составили

$$k^* = v^*(w_1 + T_e) \frac{r^{*2}(w_1 + T_e)}{5.78D_r(w_1)} \simeq 0.2, \quad k' = \frac{v^*(w_1 + T_e)}{v_e + \delta v_a} \frac{4T_e}{w_1} \simeq 1.1,$$

т. е. роль прямого возбуждения была относительно невелика и использование формулы (14) правомерно. Применяя (14), мы получили  $\beta_e = (1.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-9}$  см $^3$ /с, что с учетом возможной ошибки близко к значению  $\beta_e = (3.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$  см $^3$ /с [4], полученному в условиях, для которых  $k^* = 0.45 \div 0.65$ ,  $k' = 0.08 \div 0.13$ .

Во втором режиме ( $p=1.3$  Тор,  $I=440$  мА,  $\tau_{\text{зад}}=90$  мкс,  $N_e(0) \simeq 2 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $N_m(0) \simeq 3.8 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ), когда  $k^* \simeq 1.8$ ,  $k' \simeq 0.61$ , использование формулы (14), не учитывающей существенной в данных условиях роли прямого возбуждения, дало  $\beta_e = (0.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-9}$  см $^3$ /с. Таким образом, влияние процессов прямого возбуждения приводит к занижению получаемой без их учета константы  $\beta_e$ .

С точки зрения полученных выше критериев влияния процессов прямого возбуждения нами были проанализированы экспериментальные условия в имеющихся работах [4, 7-11], где методом ПЛЭС определялись константы ударов II рода (2) с атомами в нижнем метастабильном состоянии. Как правило, в работах, в которых прямое возбуждение не учитывалось, были реализованы условия, когда  $k^* \ll 1$  либо  $k' \ll 1$ . Исключением явилась статья [10], авторы которой проводили измерения  $\beta_e$  для реакций с участием атомов Хе ( $3P_2$ ) в условиях, когда  $k^* = v^*(w_1 + T_e) r^{*2}(w_1 + T_e)/(5.78D_r(w_1)) \simeq 7$ ,  $k' \simeq 0.75$  (к сожалению, в [10] не приведены значения электронных концентраций, поэтому для вычисления  $k'$  мы взяли оценку сверху  $N_e \simeq 10^{11}$  см $^{-3}$ ). Это обстоятельство, по-

видимому, стало одной из причин того, что полученное в указанной работе значение  $\beta_e = (3.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с существенно занижено по отношению к величине  $\beta_e = (1.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с, приведенной в [4]. Заметим, что для определения констант  $\beta_e$  реакций типа (2) с участием атомов Kr (<sup>3</sup>P<sub>2</sub>), Xe (<sup>3</sup>P<sub>2</sub>) по результатам измерений, тоже проведенных в условиях, когда  $k' \sim 1$ ,  $k^* > 1$ , авторам [4] пришлось, как уже указывалось, численно решать кинетическое уравнение типа (4) с неизвестным  $\sigma_{12}(w)$  в правой части. Однако ввиду сложности такой способ нельзя рекомендовать для широкого применения, а предпочтительнее выбирать условия, когда  $k^* \ll 1$  либо  $k' \ll 1$  и существует простая связь  $\beta_e$  с параметрами плазмы (14).

Авторы признательны Л. Д. Цендину за полезные обсуждения.

### Литература

- [1] Благоев А. Б., Каган Ю. М., Колоколов Н. Б., Лягущенко Р. И. ЖТФ, 1974, т. 44, № 2, с. 339—347.
- [2] Благоев А. Б., Колоколов Н. Б., Лягущенко Р. И., Праматаров П. М. ЖТФ, 1977, т. 47, № 10, с. 2102—2111.
- [3] Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А., Романенко В. А. Опт. и спектр., 1985, т. 59, № 6, с. 1196—2000.
- [4] Колоколов Н. Б. В сб.: Химия плазмы / Под ред. Смирнова. Б. М. М.: Атомиздат, 1985, в. 12, с. 56—96.
- [5] Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А., Романенко В. А. ЖТФ, 1986, т. 56, № 9, с. 1737—1743.
- [6] Цендин Л. Д. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 5, с. 1638—1650.
- [7] Баранов И. Ю., Демидов В. И., Колоколов Н. Б. Изв. вузов. Физика, 1982, т. 25, № 8, с. 117—119.
- [8] Blagoev A. B., Popov Ts. K. Phys. Lett., 1978, v. 66A, N 3, p. 210—212.
- [9] Blagoev A. B., Popov Ts. K. Phys. Lett., 1979, v. 70A, N 5, 6, p. 416—418.
- [10] Blagoev A. B., Mishonov T. M., Popov Ts. K. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1984, v. 17, p. 435—441.
- [11] Blagoev A. B., Kovachev S. S., Mateev V. M., Popov Ts. K. VIII Eur. Sect. Conf. At. Mol. Phys. Ionized Gases, Greifswald, GDR, August 26—29, 1986, Conf. Abstr., p. 47—48.

Ленинградский государственный  
университет им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию  
24 февраля 1986 г.  
В окончательной редакции  
26 марта 1987 г.