

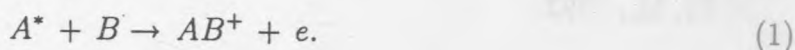
УДК 537.521

ВЛИЯНИЕ АССОЦИАТИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ НА ФУНКЦИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

М. В. Чеготов

Исследовано влияние ассоциативной ионизации на функцию распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в типичных условиях низкотемпературного газового разряда. Найдена зависимость величины скачка производной ФРЭС от параметров разряда.

Одним из важных источников свободных электронов в инертных газах является ассоциативная ионизация [1, 2]. Рождение свободного электрона в ходе ассоциативной ионизации происходит в результате столкновения возбужденного атома A^* и атома в основном состоянии B с образованием молекулярного иона AB^+ и свободного электрона



Сечение этой реакции σ_{ai} сравнительно велико в масштабах сечений атомных столкновений. Например, в гелии $\sigma_{ai} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [2]. Считается, что большая величина этого сечения обусловлена резонансным взаимодействием между частицами, в ходе которого электрон переходит из связанного состояния в свободное. Подобный механизм рождения заряженных частиц предполагает влияние атомной и молекулярной структур вовлеченных в реакцию частиц на распределение по скоростям электронов, испускаемых при ионизации.

В данной работе исследуется влияние ассоциативной ионизации на ФРЭС в типичных условиях низкотемпературных стационарных газовых разрядов, когда энергии сталкивающихся нейтралов много меньше 1 эВ. При этом ассоциативная ионизация является одним из источников свободных электронов, и проявления этого процесса следует ожидать в виде пиков в ФРЭС. Самосогласованное распределение электронов

формируется в результате столкновения электронов ионизации с нейтралами, ионами и другими электронами. Поэтому влияние процесса ассоциативной ионизации на ФРЭС в газовом разряде мы описываем с помощью кинетического уравнения.

В условиях низкотемпературного газового разряда, когда температура нейтрального газа T_n не велика ($T_n \ll 1$ эВ), реакция (1) происходит, если энергия связи молекулярного иона ϵ_{bi} немногим больше энергии связи электрона в возбужденном атоме ϵ_{be} . В частности, в гелии реакция (1) идет в основном с участием атомов, возбужденных до состояний с главным квантовым числом $n = 3$. Энергии связи электронов в этих состояниях $\epsilon_{be} = 1.52 - 1.62$ эВ, а энергия связи иона $\epsilon_{bi} = 2.23$ эВ: Видно, что в условиях низкотемпературного газового разряда $\Delta\epsilon \equiv \epsilon_{bi} - \epsilon_{be} = 0.61 - 0.71$ эВ $\gg T_n$.

Оценим разброс энергий электронов, который возникает при их рождении в результате ассоциативной ионизации в низкотемпературном газовом разряде. Для этого запишем законы сохранения энергии и импульса

$$M_A V_A^2/2 + M_B V_B^2/2 - \epsilon_{be} = M_i V^2/2 + m v^2/2 - \epsilon_{bi}, \quad (2)$$

$$M_A V_A + M_B V_B = M_i V + m v, \quad (3)$$

где V_A, V_B – скорости атомов с массами M_A и M_B , соответственно, до столкновения, V – скорость молекулярного иона с массой M_i , v – скорость свободного электрона. Выражение для кинетической энергии электрона, вылетающего при ионизации, получаем, принимая во внимание его малую массу по сравнению с массами атомов и молекулярного иона:

$$\frac{m v^2}{2} = \Delta\epsilon + \frac{M_A M_B (V_A - V_B)^2}{2(M_A + M_B)} + m v \frac{M_A V_A + M_B V_B}{M_A + M_B}. \quad (4)$$

Отсюда видно, что разброс энергии $\delta\epsilon$ свободного электрона определяется движением атомов и составляет величину

$$\delta\epsilon = \frac{M_A M_B (V_A - V_B)^2}{2(M_A + M_B)} + m v \frac{M_A V_A + M_B V_B}{M_A + M_B}. \quad (5)$$

Порядок первого члена в правой части (5) составляет величину T_n , в то время как второй член составляет величину $\Delta\epsilon \sqrt{(T_n/\Delta\epsilon)(m/M)} \ll \Delta\epsilon$.

Таким образом $\delta\epsilon \ll \Delta\epsilon$, и вследствие этого в кинетическом уравнении для электронов вклад ассоциативной ионизации можно учесть в виде δ -функционального источника.

А именно, в предположении сферической симметрии распределения рождающихся электронов по скоростям, введем в уравнение для сферически симметричной части функции распределения электронов $f(\mathbf{r}, v)$ [3] δ -функциональный источник. Тогда уравнение для f имеет вид (ср. с [4])

$$-\frac{v}{3} \operatorname{div} \left[\frac{1}{\nu_e(v)} \left(v \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{\partial f}{\partial v} \right) \right] - \frac{e}{3mv^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \frac{\mathbf{E}}{\nu_e(v)} \left(v \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{\partial f}{\partial v} \right) \right] = \\ = \frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{2m}{M} v^3 \nu_e^{el} f \right) + S^{in}(f) + n_n^* \nu_{ai} \frac{1}{4\pi v_{ai}^2} \delta(v - v_{ai}). \quad (6)$$

Здесь мы предполагаем, что f – стационарна; \mathbf{E} – стационарное электрическое поле в разряде, $\nu_e(v) = \nu_e^{el}(v) + \nu_e^{in}(v)$ – полная транспортная частота соударений электрона с атомами и $\nu_e^{el}(v)$ ($\nu_e^{in}(v)$) – упругая (неупругая) ее часть; $S^{in}(f)$ – интеграл неупругих столкновений электрона с атомами $v_{ai} = \sqrt{2\Delta\epsilon/m}$; n_n^* – плотность возбужденных атомов; ν_{ai} – частота ассоциативной ионизации. Кроме того, мы пренебрегли электрон-электронными и электрон-ионными столкновениями в уравнении (6) в предположении низкой плотности электронов и ионов.

Домножим уравнение (6) на v^2 , проинтегрируем по v на отрезке $(v_{ai} - \delta, v_{ai} + \delta)$ и устремим δ к нулю. Тогда получим

$$\left. \frac{\partial f}{\partial v} \right|_{v_{ai}+0} - \left. \frac{\partial f}{\partial v} \right|_{v_{ai}-0} = -\frac{n_n^*}{4\pi} \frac{3m^2 \nu_{ai} \nu_e(v_{ai})}{e^2 E^2 v_{ai}^2}. \quad (7)$$

Оценим величину, стоящую в правой части равенства (7) для гелия. Поскольку $\Delta\epsilon \leq 1$ эВ, то для $\nu_e(v_{ai})$ имеем [4, 5]

$$\nu_e(v_{ai}) = 1.4 \cdot 10^9 p \sqrt{\Delta\epsilon} \text{ с}^{-1}. \quad (8)$$

Здесь и далее $\Delta\epsilon$ измеряется в электронвольтах, p – давление нейтрального газа в торрах. Поскольку характерное значение сечения ассоциативной ионизации σ_{ai} имеет величину порядка $2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, то для ν_{ai} запишем формулу

$$\nu_{ai} = n_n \sigma_{ai} v_{tn} = 7.5 \cdot 10^6 p \frac{\sigma_{ai}}{2 \cdot 10^{-15}} \sqrt{\frac{T_n}{273}} \text{ с}^{-1}, \quad (9)$$

где $v_{tn} = \sqrt{2T_n/M}$ – тепловая скорость нейтралов, здесь и в формуле (10) σ_{ai} измеряется в см^2 , а T_n в градусах Кельвина. Подставляя (8), (9) в формулу (7) получим

$$\begin{aligned} \delta \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)_{v_{ai}} &\equiv \left. \frac{\partial f}{\partial v} \right|_{v_{ai}+0} - \left. \frac{\partial f}{\partial v} \right|_{v_{ai}-0} = \\ &= -\frac{n_e}{4\pi v_{te}^4} \frac{n_n^*}{n_e} 35.7 \left(\frac{p}{E} \right)^2 \frac{T_e^2}{\sqrt{\Delta\epsilon}} \frac{\sigma_{ai}}{2 \cdot 10^{-15}} \sqrt{\frac{T_n}{273}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $v_{te} = \sqrt{2T_e/m}$ – тепловая скорость электронов и характерная величина ($n_e/4\pi v_{te}^4$) производной $\partial f/\partial v$ выделена явно, напряженность электрического поля измеряется в В/см, T_e и $\Delta\epsilon$ в электрвольтгах.

Согласно (10), скачок производной $\partial f/\partial v$ прямо пропорционален плотности возбужденных атомов n_n^* , которые могут участвовать в ассоциативной ионизации. Оптимальными для ассоциативной ионизации являются, как было сказано выше, возбужденные состояния $3S, 3P, 3D$. Согласно [6], наибольшее количество атомов, возбужденных до состояния с главным квантовым числом 3, находится в состоянии 3^3P . Поэтому будем рассматривать для определенности, ассоциативную ионизацию с участием возбужденных атомов He в состоянии 3^3P и атомов в основном состоянии. Энергия связи электрона в этом состоянии $\epsilon_{be} = 1.55$ эВ. Поскольку энергия связи иона $He_2^+ \epsilon_{bi} = 2.23$ эВ, то $\Delta\epsilon = 0.68$ эВ.

Оценим величину скачка (10) путем сравнения его величины с величиной $\partial f/\partial v$ в отсутствие ассоциативной ионизации. При энергии электрона 0.68 эВ длина свободного пробега l_e не зависит от скорости (согласно (8) $\nu_e(v_{ai}) \propto v_{ai}$). Поэтому грубо можно считать, что функция распределения f без учета ассоциативной ионизации является дробестейновской $f^D(v)$ [7]:

$$f^D(v) = \frac{n_e}{\pi\Gamma(3/4)} v_0^{-3} \exp[-(v/v_0)^4],$$

где $v_0 = (4Me^2E^2l_e^2/3m^3)^{1/4}$; $\Gamma(a)$ – гамма-функция. Для параметров эксперимента [6] $p = 1.65$ торр, $E/n_n = 8.6 \cdot 10^{-17}$ В · см², $T_n \cong 273$ К, находим:

$$r \equiv \delta \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)_{v_{ai}} / \left(\frac{\partial f^D}{\partial v} \right)_{v_{ai}} \cong 429 \frac{n_n^*}{n_e}.$$

Поскольку в эксперименте [6] $n_n^* = 5.0 \cdot 10^7$ см⁻³, $n_e = 9.6 \cdot 10^9$ см⁻³, то величина r составляет примерно 2.2. Таким образом, ассоциативная ионизация вносит существенные изменения в поведение функции распределения электронов $f(v)$ в окрестности $v = v_{ai}$.

Соотношение (7) (или (10)) может быть использовано в целях диагностики газового разряда. Действительно, в предположении, что функция распределения электронов $f(v)$

известна, а также известны частоты соударения $\nu_{ai}, \nu_e(\nu_{ai})$ и поле E , из соотношения (7) найдем плотность возбужденных атомов:

$$n_n^* = -\frac{4\pi e^2 E^2 \nu_{ai}^2}{3m^2 \nu_{ai} \nu_e(\nu_{ai})} \left\{ \frac{\partial f}{\partial v} \Big|_{\nu_{ai}+0} - \frac{\partial f}{\partial v} \Big|_{\nu_{ai}-0} \right\}. \quad (11)$$

Соотношение (11) справедливо не только для ассоциативной ионизации с участием возбужденных атомов в состоянии 3^3P , но и с участием любых других возбужденных атомов, энергия связи электронов в которых меньше энергии связи He_2^+ . Весьма существенной при этом для определения плотности этих атомов n_n^* является точность измерения $f(v)$.

Плотность возбужденных атомов n_n^* определяется многими параметрами, в частности, давлением газа p , его температурой T_n , электрическим полем E . К внешним воздействиям, способным изменить плотность возбужденных атомов, относится и электромагнитное излучение. В условиях гелиевого разряда наиболее вероятным возбуждением атома для ассоциативной ионизации, по-видимому, следует считать возбуждение атома не с основного состояния, а с метастабильного 2^3S или возбужденного 2^3P . Поэтому при воздействии на разряд возбуждающим излучением с длиной волны близкой к длинам волн λ переходов $2^3S \rightarrow 2^3P$ ($\lambda \approx 1.083 \mu m$) или $2^3S \rightarrow 3^3P$ ($\lambda \approx 0.381 \mu m$) количество возбужденных атомов He в состоянии 3^3P должно увеличиваться. В соответствии с (7) величина разрыва производной функции распределения электронов также должна расти. Подобные зависимости должны наблюдаться на эксперименте при облучении газового разряда излучением с длиной волны, соответствующей возбуждению атома до такого состояния, при котором возможна ассоциативная ионизация.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Lampe F. W., Hess G. G. J. Amer. Chem. Soc., **86**, 2952 (1964).
- [2] Богданов И. П., Бочкова О. П., Фриш С. Е. ДАН СССР, **156**, 54 (1964).
- [3] Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. УФН, **52**, 201 (1960).
- [4] Wilhelm J., Winkler R. Beiträge aus der Plasmaphysik, **8**, 405 (1968).

- [5] Barbieri D. Phys. Rev., **84**, 653 (1951).
- [6] Behnke J. F., Deutsch H., Scheibner H. Beitr. Plasmaphys., **25**, 41 (1985).
- [7] Shkarofsky I. P., Johnston T. W., Bachynsky M. P. The particle kinetics of plasmas, Addison - Wesley Publ., Ontario, 1966.
- [8] Ramsauer P. Ann. Physik., **66**, 545 (1921).
- [9] Phelps A. V., Molnar J. P. Phys. Rev., **89**, 1203 (1953).

Поступила в редакцию 19 февраля 1993 г.