

УДК 537 (075.8) (575.2) (04)

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ В КСЕНОНЕ

В.М. Лелевкин – докт. физ.-мат. наук, проф.,

Э.Б. Кулумбаев – докт. физ.-мат. наук, проф.,

С.В. Автаева – канд. физ.-мат. наук, доц.,

Н.Ж. Кайрыев – канд. физ.-мат. наук,

А.В. Скорняков – инженер

Influence of electron-electron collisions, superelastic collisions and step ionization on a shape of the electron energy distribution function (EEDF) is investigated at $N_{Xe} = 10^{23} \text{ м}^{-3}$; $E/N = 1 \div 500 \text{ Td}$. It is shown, that influence of these processes on the EEDF and, hence, average electron energy, transport coefficients and the ionization rate constant is more expressed at the small reduced electric fields. Influence of e-e collisions on the EEDF grows with increase in the ionization degree of gas and is turned to maxwellization of the EEDF. Influence of superelastic collisions and step ionization on the EEDF grows with increase in population of metastable states of xenon atoms and leads to enrichment of the EEDF with high-energetic electrons.

При моделировании электрических газовых разрядов особое внимание уделяется расчету функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Это связано с тем, что именно элементарные процессы с участием электронов являются определяющим механизмом ввода и перераспределения энергии в газовом разряде. В атомарных газах большая часть процессов имеют заметные пороговые энергии и, соответственно, определяются “хвостом” ФРЭЭ, которая очень чувствительна к выбору сечений процессов взаимодействий электронов с тяжелыми частицами [1]. Все это приводит к повышенным требованиям описания кинетики электронов в газовых разрядах.

Исследование кинетики электронов в газоразрядной плазме в инертных газах и их смесях необходимо для понимания и корректного описания физических процессов, протекающих в плазменных дисплеях и эксимерных лампах на основе барьерных разрядов. В данной работе рассматривалась локальная стационарная кинетика электронов в газоразрядной плазме в ксеноне.

Результаты моделирования характеристик барьерных разрядов (БР) в эксимерных лампах и панелях плазменных дисплеев, например [2–9], указывают на достаточно низкие степени ионизации газа в БР $\sim 10^{-6} \div 10^{-8}$. В этих условиях ФРЭЭ в БР может сильно отличаться от максвелловской, особенно в области высоких энергий электронов, и для описания электронного компонента плазмы требуется кинетический подход.

Для типичных параметров БР: $p = 100 \div 500 \text{ Торр}$, $f = 5 \div 1000 \text{ кГц}$, $E = 5 \div 50 \text{ кВ/см}$, $d = 10^{-2} \div 1 \text{ см}$, $\bar{\varepsilon}_e = 3 \div 5 \text{ эВ}$, $n_e \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, выполняются условия применимости двучленного разложения ФРЭЭ $\nu^* \ll \nu$ и $eE\lambda / \bar{\varepsilon}_e \ll 1$ [10]. Однако условие $\lambda \ll \Lambda$ [10] при малых межэлектрод-

ных расстояниях (сотни микрон) уже не выполняется (здесь v^* и v – частоты неупругих и упругих столкновений электронов с тяжелыми частицами, λ – длина свободного пробега электронов, Λ – характерная диффузионная длина плазменного объема, e и $\bar{\varepsilon}_e$ – заряд и кинетическая энергия электронов, E – напряженность электрического поля). При межэлектродных расстояниях, типичных для эксимерных ламп – порядка десятых долей сантиметра и более, последнее условие также выполняется для описания ФРЭЭ и можно использовать двухчленное разложение вида [11]:

$$f(\mathbf{t}, \vec{r}, \vec{v}) = f_0(\mathbf{t}, \vec{r}, v) + \frac{\vec{v}}{v} \vec{f}_1(\mathbf{t}, \vec{r}, v),$$

где f_0 – изотропная часть функции, определяющая распределение электронов по абсолютному значению скорости или энергии, \vec{f}_1 – анизотропная или направленная часть, обусловленная наличием электрического поля. При межэлектродных расстояниях порядка нескольких сотен микрон, характерных для панелей плазменных дисплеев [12], описание кинетики электронов, по-видимому, должно проводиться в рамках нелокальной кинетической модели или методами Монте-Карло.

Численное решение кинетического уравнения Больцмана. Ограничимся описанием кинетики электронов в квазистационарном локальном случае. Предполагая анизотропию ФРЭЭ слабой, ограничимся двухчленным разложением. Уравнение для ее сферически симметричной части имеет вид [1]:

$$\left(\frac{m_e \varepsilon}{2}\right)^{1/2} \frac{\partial}{\partial t} [n_e f(\varepsilon)] = n_e \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\frac{\varepsilon \cdot (eE)^2}{3 \cdot \sum_{\alpha} N_{\alpha} \sigma_{\alpha}^{el}(\varepsilon)} \cdot \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right] + I^{el} + I^{in} + I^{ion} + I^{ci} + I^{ee}, \quad (1)$$

где $f(\varepsilon)$ – ФРЭЭ; m_e – масса электрона; I^{el} , I^{in} , I^{ion} , I^{ci} , I^{ee} – интегралы упругих и неупругих (возбуждения и де-возбуждения электронным ударом) столкновений, столкновений с прямой и ступенчатой ионизацией и электрон-электронных столкновений соответственно; N_{α} – концентрация атомов газа сорта α в основном состоянии; σ_{α}^{el} – сечения упругих столкновений электронов с атомами сорта α .

Интегралы столкновений выражаются формулами:

$$\begin{aligned} I^{el} &= n_e \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \varepsilon^2 \cdot \left[\sum_{\alpha} \frac{2m_e}{m_{\alpha}} N_{\alpha} \sigma_{\alpha}^{el}(\varepsilon) \right] \cdot \left[f(\varepsilon) + k_B T \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right] \right\}; \\ I^{in} &= I_{ex}^{in} + I_{deex}^{in} = n_e \sum_{\alpha} N_{\alpha} \sum_{i=in} \left[(\varepsilon + H_{\alpha,i}) \cdot \sigma_{\alpha,i}(\varepsilon + H_{\alpha,i}) \cdot f(\varepsilon + H_{\alpha,i}) - \varepsilon \sigma_{\alpha,i}(\varepsilon) f(\varepsilon) \right] + \\ & n_e \sum_{\alpha} \sum_{i=in} n_{\alpha,i} \left[(\varepsilon - H_{\alpha,i}) \cdot \bar{\sigma}_{\alpha,i}(\varepsilon - H_{\alpha,i}) \cdot f(\varepsilon - H_{\alpha,i}) - \varepsilon \bar{\sigma}_{\alpha,i}(\varepsilon) f(\varepsilon) \right]; \\ I^{ion} &= n_e \sum_{\alpha} N_{\alpha} \left[2(2\varepsilon + H_{\alpha,ion}) \cdot \sigma_{\alpha,ion}(2\varepsilon + H_{\alpha,ion}) \cdot f(2\varepsilon + H_{\alpha,ion}) - \varepsilon \sigma_{\alpha,ion}(\varepsilon) f(\varepsilon) \right]; \\ I^{ci} &= n_e \sum_{\alpha} \sum_{i=ci} n_{\alpha,i} \left[2(2\varepsilon + H_{\alpha,i}) \cdot \sigma_{\alpha,i}(2\varepsilon + H_{\alpha,i}) \cdot f(2\varepsilon + H_{\alpha,i}) - \varepsilon \sigma_{\alpha,i}(\varepsilon) f(\varepsilon) \right]; \\ I^{ee} &= \frac{e^4 n_e^2 \ln \Lambda}{8\pi \varepsilon_0^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ f(\varepsilon) \cdot \int_0^{\varepsilon} \varepsilon'^2 f(\varepsilon') d\varepsilon' + \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \cdot \left[\int_0^{\varepsilon} \varepsilon'^{3/2} f(\varepsilon') d\varepsilon' + \varepsilon^{3/2} \cdot \int_{\varepsilon}^{\infty} f(\varepsilon') d\varepsilon' \right] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь m_{α} – масса атома; T – температура газа; k_B – постоянная Больцмана; $n_{\alpha,i}$ – концентрация атомов в i -ом возбужденном состоянии; $\sigma_{\alpha,i}$, $H_{\alpha,i}$ – сечение и пороговая энергия процесса $A(0) + e \rightarrow A(i) + e$; $\sigma_{\alpha,ion}$, $H_{\alpha,ion}$ – сечение и потенциал ионизации атомов сорта α ;

$\Lambda = \frac{12\pi(\varepsilon_0 k_B T_e)^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}}$; $T_e = \frac{2\bar{\varepsilon}}{3k_B}$ и $\bar{\varepsilon} = \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} f(\varepsilon) d\varepsilon$ – температура и средняя энергия электронов; ε_0 – электрическая постоянная.

Сечения процессов де-возбуждения (сверхупругих столкновений) $A(i) + e \rightarrow A(0) + e$ вычисляются из принципа детального равновесия:

$$\bar{\sigma}_{\alpha,i}(\varepsilon) = \frac{g_{\alpha,0}}{g_{\alpha,i}} \cdot \frac{\varepsilon + H_{\alpha,i}}{\varepsilon} \cdot \sigma_{\alpha,i}(\varepsilon + H_{\alpha,i}),$$

где $g_{\alpha,0}$, $g_{\alpha,i}$ – статические веса основного и i -го возбужденного состояний.

Уравнение Больцмана (1) дополняется условиями симметрии и нормировки функции распределения:

$$\varepsilon = 0 : \frac{df}{d\varepsilon} = 0; \quad \int_0^\infty \varepsilon^{1/2} f(\varepsilon) d\varepsilon = 1. \quad (2)$$

В стационарном случае уравнение (1) удобно представить в виде:

$$-\frac{d}{d\varepsilon} \left[\tilde{b} \cdot f(\varepsilon) - a \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right] - c \cdot f(\varepsilon) + d = 0, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} a &= n_e \frac{\varepsilon(eE)^2}{3 \sum_{\alpha} N_{\alpha} \sigma_{\alpha}^{el}(\varepsilon)} + n_e \varepsilon^2 \left[\sum_{\alpha} \frac{2m_e}{m_{\alpha}} N_{\alpha} \sigma_{\alpha}^{el}(\varepsilon) \right] \cdot k_B T + \\ &\quad \frac{e^4 n_e^2 \ln \Lambda}{12\pi \varepsilon_0^2} \cdot \left[\int_0^{\varepsilon} \varepsilon'^{3/2} f(\varepsilon') d\varepsilon' + \varepsilon^{3/2} \cdot \int_{\varepsilon}^{\infty} f(\varepsilon') d\varepsilon' \right]; \\ b &= n_e \varepsilon^2 \left[\sum_{\alpha} \frac{2m_e}{m_{\alpha}} N_{\alpha} \sigma_{\alpha}^{el}(\varepsilon) \right] + \frac{e^4 n_e^2 \ln \Lambda}{8\pi \varepsilon_0^2} \cdot \int_0^{\varepsilon} \varepsilon'^{1/2} f(\varepsilon') d\varepsilon'; \quad \tilde{b} = -b; \\ c &= n_e \varepsilon \cdot \left[\sum_{\alpha} N_{\alpha} \sum_{i=in} \sigma_{\alpha,i}(\varepsilon) + \sum_{\alpha} \sum_{i=in} n_{\alpha,i} \bar{\sigma}_{\alpha,i}(\varepsilon) + \sum_{\alpha} N_{\alpha} \sigma_{\alpha,ion}(\varepsilon) + \sum_{\alpha} \sum_{i=ci} n_{\alpha,i} \sigma_{\alpha,i}(\varepsilon) \right]; \\ d &= n_e \cdot \left[\sum_{\alpha} N_{\alpha} \sum_{i=in} (\varepsilon + H_{\alpha,i}) \cdot \sigma_{\alpha,i}(\varepsilon + H_{\alpha,i}) \cdot f(\varepsilon + H_{\alpha,i}) + \right. \\ &\quad \left. \sum_{\alpha} \sum_{i=in} n_{\alpha,i} \cdot (\varepsilon - H_{\alpha,i}) \cdot \bar{\sigma}_{\alpha,i}(\varepsilon - H_{\alpha,i}) \cdot f(\varepsilon - H_{\alpha,i}) + \right. \\ &\quad \left. 2 \sum_{\alpha} N_{\alpha} \cdot (2\varepsilon + H_{\alpha,ion}) \cdot \sigma_{\alpha,ion}(2\varepsilon + H_{\alpha,ion}) \cdot f(2\varepsilon + H_{\alpha,ion}) + \right. \\ &\quad \left. 2 \sum_{\alpha} \sum_{i=ci} n_{\alpha,i} \cdot (2\varepsilon + H_{\alpha,i}) \cdot \sigma_{\alpha,i}(2\varepsilon + H_{\alpha,i}) \cdot f(2\varepsilon + H_{\alpha,i}) \right]. \end{aligned}$$

Представим уравнение (3) в потоковом виде:

$$-\frac{dJ}{d\varepsilon} - c \cdot f(\varepsilon) + d = 0, \quad (4)$$

где $J = \tilde{b} \cdot f(\varepsilon) - a \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon}$ – суммарный поток вдоль энергетической оси, складывается из конвек-

тивного $\tilde{b}f(\varepsilon)$ и диффузионного $-a \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon}$ потоков.

Для дискретизации уравнения (4) построим в энергетическом пространстве равномерную сетку, которая состоит из последовательно расположенных узловых точек:

$$\varepsilon_k = (k-1) \cdot \Delta\varepsilon, \quad \Delta\varepsilon = \frac{\varepsilon_{\max}}{n_\varepsilon - 1}, \quad k = 1, 2, \dots, n_\varepsilon.$$

Интегрируя уравнение (4) в интервале $[\varepsilon_{k-1/2}; \varepsilon_{k+1/2}]$ с центром в точке ε_k , получим

$$-(J_{k+1/2} - J_{k-1/2}) - c_k \cdot f_k \cdot \Delta\varepsilon + d_k \cdot \Delta\varepsilon = 0, \quad (5)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{k+1/2} - \varepsilon_{k-1/2}$; $\varepsilon_{k\pm 1/2} = (\varepsilon_k + \varepsilon_{k\pm 1})/2$.

Суммарный поток дискретизируется схемой со степенным законом [12]:

$$J_{k+1/2} = \tilde{b}_{k+1/2} \cdot f_k - \tilde{A}_{k+1/2} \cdot (f_{k+1} - f_k),$$

где $\tilde{A}_{k+1/2} = \tilde{a}_{k+1/2} \cdot \max\{0, (1 - |P_{k+1/2}|)^5\} + \max\{0, -\tilde{b}_{k+1/2}\}$;

$$\tilde{a}_{k+1/2} = \frac{a_{k+1/2}}{\Delta\varepsilon_k}; \quad \Delta\varepsilon_k = \varepsilon_{k+1} - \varepsilon_k; \quad P_{k+1/2} = \frac{\tilde{b}_{k+1/2}}{\tilde{a}_{k+1/2}} - \text{число Пекле};$$

значение коэффициента a в точке $\varepsilon_{k+1/2}$ вычисляется как гармоническое среднее по значениям a_k и a_{k+1} :

$$a_{k+1/2} = \frac{a_k \cdot a_{k+1}}{(1-\gamma) \cdot \varepsilon_{k+1} + \gamma \cdot \varepsilon_k}, \quad \gamma = \frac{\varepsilon_{k+1} - \varepsilon_{k+1/2}}{\Delta\varepsilon_k}; \quad b_{k+1/2} \text{ вычисляется аналогично.}$$

Тогда дискретный аналог уравнения (4) имеет вид

$$A_k \cdot f_{k+1} - B_k \cdot f_k + C_k \cdot f_{k-1} + D_k = 0, \quad k = 2, 3, \dots, n_\varepsilon - 1. \quad (6)$$

Здесь $A_k = \tilde{A}_{k+1/2}$; $C_k = \tilde{A}_{k-1/2} + \tilde{b}_{k-1/2} = \tilde{a}_{k-1/2} \cdot \max\{0, (1 - |P_{k-1/2}|)^5\} + \max\{0, \tilde{b}_{k-1/2}\}$

$$B_k = A_k + C_k + \tilde{b}_{k+1/2} - \tilde{b}_{k-1/2} + c_k \cdot \Delta\varepsilon; \quad D_k = d_k \cdot \Delta\varepsilon.$$

Первое из условий (2) аппроксимируется односторонней разностью 2-го порядка точности:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right)_1 \approx \frac{q^2 \cdot f_2 - f_3 - (q^2 - 1) \cdot f_1}{(q^2 - q) \cdot \Delta\varepsilon_1} = 0, \quad q = \left(\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_1}{\Delta\varepsilon_1}\right) \Rightarrow f_1 = \frac{q \cdot f_2 - f_3}{q - 1}.$$

Система полученных при дискретизации n_ε алгебраических уравнений решается итеративно методом прогонки. Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока не выполняется условие:

$$\max_k \left| \frac{f_k^i - f_k^{i-1}}{f_k^i} \right| < \delta, \quad \delta = 10^{-6},$$

где i – номер итерации.

Коэффициенты скоростей процессов и транспортные коэффициенты электронов вычисляются по формулам

$$k_{\alpha,i} = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \cdot \int_0^\infty \varepsilon \sigma_{\alpha,i}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad \mu N = -\frac{e}{3} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \cdot \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\sum_\alpha \sigma_\alpha^{el}(\varepsilon)} \cdot \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon,$$

$$DN = \frac{e}{3} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \cdot \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\sum_\alpha \sigma_\alpha^{el}(\varepsilon)} \cdot f(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Результаты и обсуждения. Исследовано влияние электрон-электронных ($e-e$) столкновений, сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации на вид функции распределения электронов по энергиям, среднее значение энергии электронов, переносные коэффициенты и константу скорости ионизации в ксеноне при $N = 10^{23} \text{ м}^{-3}$; $E/N = 1 \div 500 \text{ Тд}$. Модель энергетических уровней ксенона и

сечения процессов возбуждения, прямой и ступенчатой ионизации заимствованы из [2], сечение де-возбуждения метастабильных уровней рассчитывалось согласно принципу детального равновесия.

Влияние электрон-электронных столкновений

На рис. 1 представлены ФРЭЭ, рассчитанные с помощью разработанной программы (сплошные линии) и программного кода Bolsig+ [13, 14] с учетом и без учета электрон-электронных столкновений при $E/N = 10$ и 100 Тд. При расчетах ФРЭЭ использовались одинаковые наборы сечений упругих и неупругих столкновений электронов с атомами ксенона [2]. Видно, что ФРЭЭ, рассчитанные с помощью двух кодов, очень близки, для 10 Тд наблюдается практически полное совпадение вида ФРЭЭ, при 100 Тд наблюдаются небольшие расхождения в области больших значений энергии электронов. Влияние электрон-электронных столкновений на вид ФРЭЭ зависит от степени ионизации и может быть существенным для некоторых газов уже при $n_e/N > 10^{-5}$ [1].

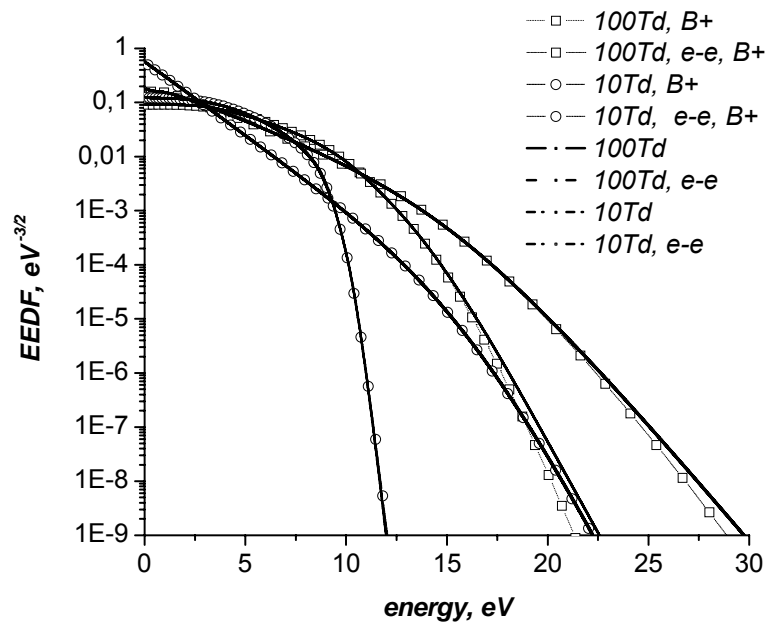


Рис. 1. Функции распределения электронов по энергиям в ксеноне, рассчитанные с учетом (e-e) и без учета электрон-электронных столкновений при $E/N = 10$ Тд и 100 Тд, $N = 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $n_e/N = 10^{-2}$, $T = 1000 \text{ К}$. (□, ○, B+ – ФРЭЭ, полученные с помощью кода Bolsig+ [13, 14]).

На рис. 2 (а, б) показаны ФРЭЭ в плазме ксенона, рассчитанные для различных степеней ионизации $\alpha = 10^{-2} \div 10^{-6}$ при $E/N = 10$ (рис. 2а) и 100 Тд (рис. 2б).

Там же показаны ФРЭЭ, рассчитанные без учета электрон-электронных столкновений. Видно, что при 10 Тд учет электрон-электронных столкновений не приводит к изменению вида ФРЭЭ при степени ионизации 10^{-6} и ниже, при 100 Тд учет $e-e$ -столкновений незначителен уже при степени ионизации 10^{-4} и ниже. Как при 10, так и при 100 Тд вид ФРЭЭ приближается к максвелловской с увеличением степени ионизации. Учитывая, что степень ионизации плазмы барьерного разряда низка $\sim 10^{-6}$, учет $e-e$ столкновений при расчете ФРЭЭ в барьерных разрядах в ксеноне необходим при малых электрических полях (пассивная стадия разряда) при $E/N < 100$ Тд. При $E/N \sim 100$ Тд и выше, ФРЭЭ может рассчитываться без учета $e-e$ -столкновений от средней энергии электронов при различных степенях ионизации ($E/N = 10$ Тд).

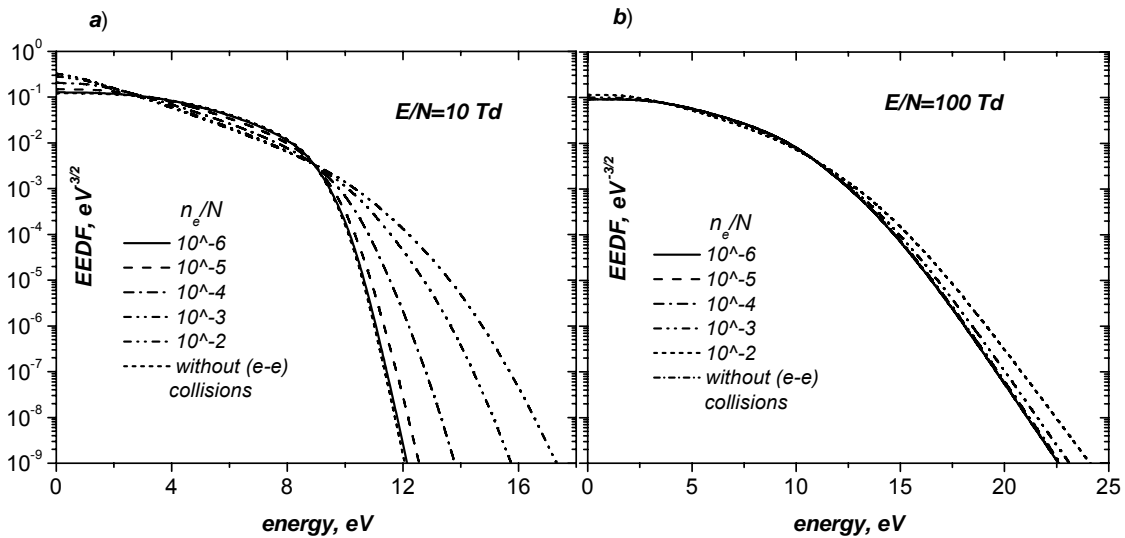


Рис. 2. Функции распределения электронов по энергиям в ксеноне, рассчитанные с учетом электрон-электронных столкновений при различных степенях ионизации (n_e / N), $E / N = 10 \text{ Td}$ (а), $E / N = 100 \text{ Td}$ (б), $N = 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $T = 1000 \text{ К}$.

На рис. 3 показаны зависимости коэффициента скорости ионизации ксенона от средней энергии электронов при различных степенях ионизации ($E / N = 10 \text{ Тд}$).

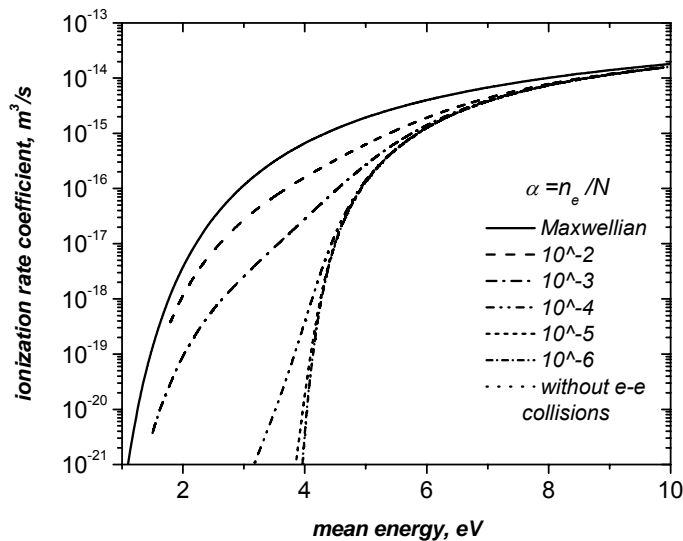


Рис. 3. Коэффициент скорости ионизации ксенона для ФРЭЭ, рассчитанных с учетом электрон-электронных столкновений при различных степенях ионизации (n_e / N) и для максвелловской ФРЭЭ.

Видно, что учет электрон-электронных столкновений приводит к увеличению коэффициента скорости ионизации при степенях ионизации 10^{-5} и более. Это особенно заметно при небольших средних энергиях электронов, так как сечения электрон-электронных столкновений убывают с увеличением энергии электронов.

На рис. 4, 5 (а, б) показаны зависимости средней энергии, подвижности и коэффициента диффузии электронов от приведенной напряженности электрического поля без учета и с учетом $e-e$ -столкновений для разных степеней ионизации. Как видно из рис. 4, при учете электрон-электронных столкновений, средняя энергия электронов уменьшается и на участке $10 \div 100$ Тд становится более крутой.

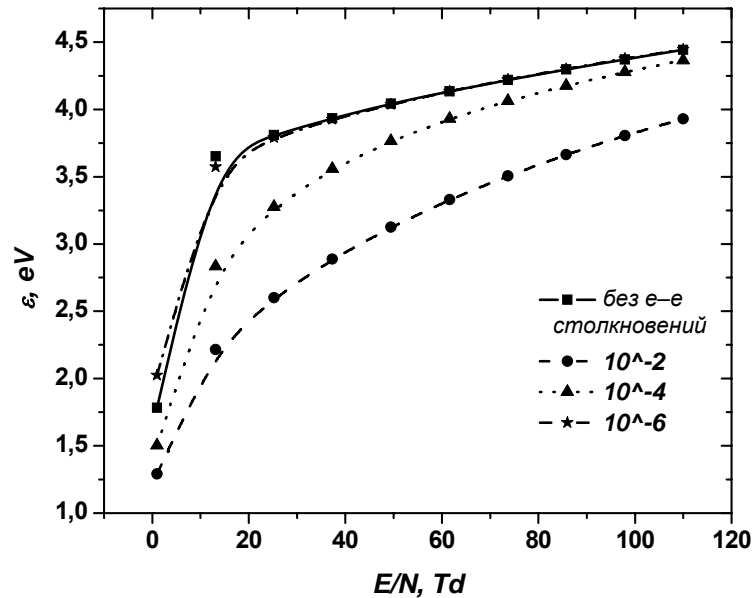


Рис. 4. Средние энергии электронов в ксеноне как функции приведенного электрического поля (E/N) для ФРЭЭ, рассчитанных с учетом электрон-электронных ($e-e$)-столкновений при различных степенях ионизации (n_e / N) и без учета ($e-e$)-столкновений.

При малом поле уменьшение энергии более значительное, при $E/N \sim 10^{-6}$ и небольшое изменение энергии наблюдается только при малом поле. Таким образом, при учете $e-e$ -столкновений в целом средняя энергия электронов понижается, однако коэффициент скорости ионизации при средних энергиях электронов в несколько эВ увеличивается, это связано с изменением вида ФРЭЭ, в частности обогащением ФРЭЭ высокоэнергетичными электронами в процессе переброса электронов в результате $e-e$ столкновений из центральных областей в области с малыми (голова) и большими (хвост) значениями энергии.

Из рис. 5а, 5б видно, что подвижность и коэффициент диффузии электронов при учете $e-e$ -столкновений увеличиваются тем сильнее, чем выше степень ионизации плазмы. При этом при степени ионизации $\sim 10^{-6}$ коэффициент диффузии практически не отличается от рассчитанного без учета $e-e$ -столкновений, в то время как подвижность электронов не отличается от рассчитанной без учета $e-e$ -столкновений только при $E/N > 20$ Тд, при меньших же значениях E/N подвижность электронов при учете $e-e$ столкновений несколько выше.

Влияние сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации. На рис. 6 (а, б) показаны функции распределения электронов по энергиям в ксеноне, рассчитанные с учетом сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации для различных степеней возбуждения ($n_{мет} / N$) при $N = 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $T = 1000 \text{ К}$, (а) $E/N = 10$ Тд и (б) $E/N = 10 \div 100$ Тд. На рис. 7 показаны зависимости коэффициента скорости ионизации ксенона от средней энергии электронов, рассчитанных с учетом сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации при различных степенях возбуждения атомов ксенона.

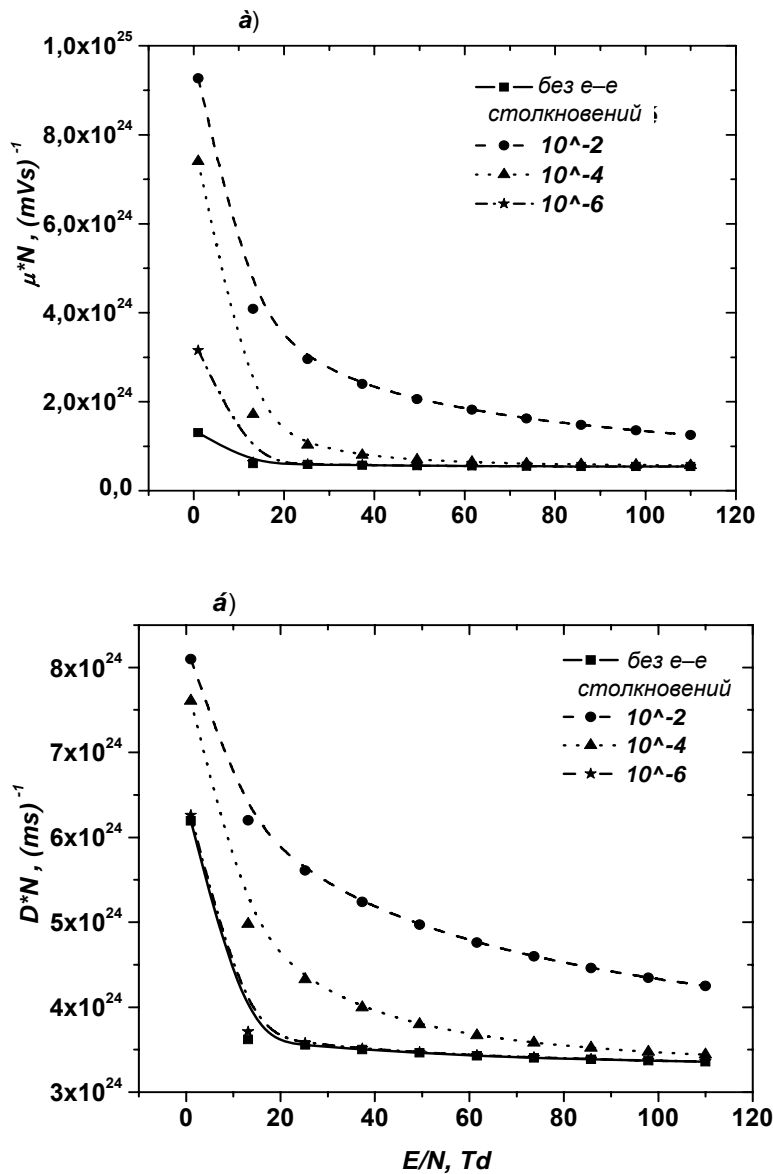


Рис. 5. Произведения подвижности (а) и коэффициента диффузии (б) электронов на концентрацию атомов в ксеноне как функции приведенного электрического поля (E/N), рассчитанные с учетом ($e-e$)-столкновений при различных степенях ионизации (n_e/N) и без учета ($e-e$)-столкновений.

Как и в случае электрон-электронных столкновений, влияние сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации более выражено при слабом электрическом поле $E/N = 10$ Тд, учет сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации также приводит к увеличению коэффициента скорости ионизации, особенно при небольших средних энергиях электронов (рис. 7). Влияние сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации на коэффициент скорости ионизации атомов ксенона также обусловлено изменением вида ФРЭЭ: в первую очередь обогащением электронами хвоста ФРЭЭ.

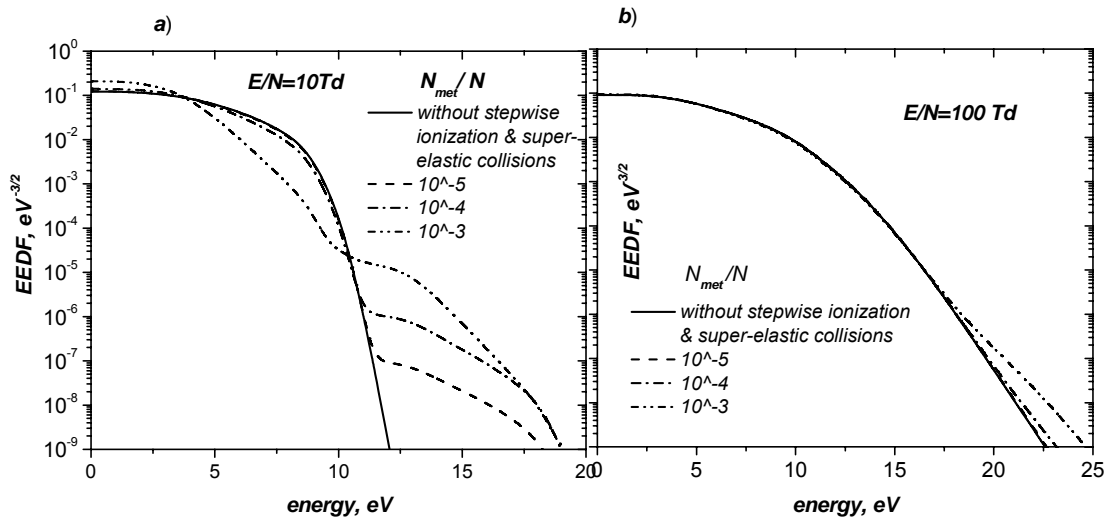


Рис. 6. Функции распределения электронов по энергиям в ксеноне, рассчитанные с учетом сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации для различных степеней возбуждения метастабильных атомов Xe_m^* (n_{met}/N) (а) при $E/N = 10 Td$ (б), при $E/N = 100 Td$, $N = 10^{23} m^{-3}$, $T = 1000 K$.

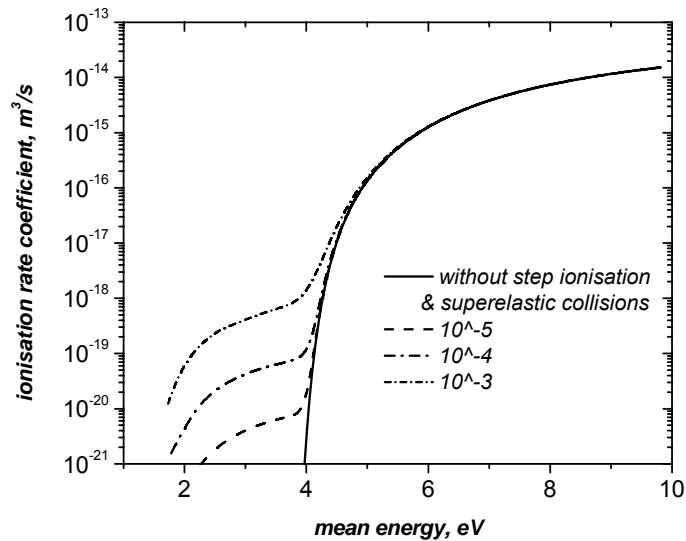


Рис. 7. Коэффициент скорости ионизации в ксеноне, рассчитанный с учетом сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации для различных степеней возбуждения метастабильных атомов Xe_m^* (n_{met}/N).

Исследовано влияние электрон-электронных столкновений, сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации на вид функции распределения электронов по энергиям, среднее значение энергии электронов, переносные коэффициенты и константу скорости ионизации в ксеноне при $N = 10^{23} m^{-3}$; $E/N = 1 \div 500 Td$. Показано, что при 10 Тд учет электрон-электронных столкновений не приводит к изменению вида ФРЭЭ при степени ионизации 10^{-6} и ниже, при 100 Тд учет е-е-столкновений несуществен уже при степени ионизации 10^{-4} и ниже. Вид ФРЭЭ приближается к

максвелловской с увеличением степени ионизации. Учет электрон-электронных столкновений приводит к увеличению коэффициента скорости ионизации при степенях ионизации 10^{-5} и более.

Электрон-электронные столкновения понижают среднюю энергию электронов, однако коэффициент скорости ионизации при средних энергиях электронов в несколько эВ увеличивается, это связано с обогащением ФРЭЭ высокоэнергетичными электронами в процессе переброса электронов в результате е-е столкновений из центральных областей в области с малыми (голова) и большими (хвост) значениями энергии. Подвижность и коэффициент диффузии электронов увеличиваются в результате е-е-столкновений тем сильнее, чем выше степень ионизации плазмы.

Сверхупругие столкновения и ступенчатая ионизация приводят к увеличению коэффициента скорости ионизации. Влияние сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации так же, как и электрон-электронных столкновений, более выражено при слабом электрическом поле $E/N = 10$ Тд. Влияние сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации на коэффициент скорости ионизации атомов ксенона обусловлено изменением вида ФРЭЭ: в первую очередь обогащением электронами хвоста ФРЭЭ.

Учитывая, что степень ионизации плазмы барьерного разряда низка $\sim 10^{-6}$, учет е-е-столкновений при расчете ФРЭЭ в барьерных разрядах в ксеноне необходим при малых электрических полях (пассивная стадия разряда) при $E/N < 100$ Тд. При $E/N \sim 100$ Тд и выше расчет ФРЭЭ, переносных коэффициентов электронов и констант скоростей неупругих столкновений электронов с атомами ксенона может производиться без учета е-е-столкновений. Концентрация атомов ксенона в метастабильных состояниях в барьерных разрядах в чистом ксеноне обычно превышает концентрацию электронов на 1–2 порядка, т.е. отношение Xe^*/Xe может достигать значений $10^{-4} \div 10^{-5}$, при которых сверхупругие столкновения и ступенчатая ионизация при средней энергии электронов < 4 эВ существенно влияют на коэффициент ионизации ксенона и вид ФРЭЭ. В связи с этим возможность влияния сверхупругих столкновений и ступенчатой ионизации на коэффициенты скоростей неупругих столкновений электронов с атомами ксенона и переносные коэффициенты электронов должна учитываться при расчете этих коэффициентов.

Авторы признательны Международному научно-техническому центру за финансовую поддержку проведенных исследований (проект МНТЦ № 3098).

Литература

1. Matveev A.A. and Silakov V.P. Plasma Sources Sci. Technol. – 2001. – V. 10. – P. 134–146.
2. Oda A., Sakai Y., Akashi H. and Sugawara H. J. Phys.D: // Appl. Phys. – 1999. – V. 32. – P. 2726–2736.
3. Иванов В.В., Манкелевич Ю.А., Прошина О.В., Рахимов А.Т., Рахимова Т.В. // Физика плазмы. – 1999. – Т. 25. – № 7. – С. 646–654.
4. Carman R.J. and Mildren R.P. J. Phys.D: // Appl. Phys. – 2003. – V. 36. – P. 19–33.
5. Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Arslanbekov R.R. and Kolobov V.I. J.Phys.D: // Appl.Phys. – 2004. – V. 37. – P. 2987–2995.
6. Rauf S. and Kushner M.J. // J. of Appl.Phys. – 1999. – V. 85. – No.7. – P. 3460–3469.
7. Drallos P.J., Nagorny V.P. and Williamson W. // Jr. Plasma Sources Sci. Technol. – 1995. – V. 4. – P. 576–590.
8. Качев А.Н., Яковенко С.И. // ЖТФ. – 2003. – Т. 73. – Вып. 2. – С. 56–64.
9. Boeuf J.P., Punset C., Hirech A. and Doyeux H. // J. Phys.IV France. – 1997. – V. 7. – P. 3–14.
10. Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев В.О., Порохова И.А., Цендин Л.Д. Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. – СПб.: Изд-во С.-Петербургского университета, 2004. – С. 29.
11. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1996. – С. 12.
12. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
13. BOLSIG+ 2005 CPAT: http://www.cpat-ups-tlse.fr/operations/operations_03/POSTERS/BOLSIG/index.html
14. Hagelaar G.J.M. and Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2005. – V. 14. – P. 722–733.