

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ «АРГОН – ПАРЫ РТУТИ»

Г.Г. Бондаренко¹, В.И. Кристья², М.Р. Фишер²

¹ ФГБНУ «Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий»; ² Калужский филиал Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана

E-mail: niipmt@cea.ru

Смесь аргона с парами ртути используется в ртутных осветительных лампах в качестве рабочей среды, причем потенциал возбуждения атома аргона на метастабильный уровень превосходит потенциал ионизации атома ртути. При протекании тока в такой смеси, кроме прямой ионизации атомов газов электронами, происходит также образование метастабилей аргона с последующей ионизацией атомов ртути при столкновениях с ними (реакция Пеннинга [1,2]). Это приводит к существенному снижению напряжения пробоя межэлектродного промежутка (т.е. напряжения зажигания разряда), уменьшению энергий ионов, бомбардирующих катод лампы на этапе зажигания, и к увеличению её долговечности. При моделировании этого явления необходимо рассчитывать перенос электронов вдоль разрядного промежутка, а также их энергетический спектр в его различных точках.

В данной работе описана методика расчета движения электронов в разрядном промежутке с учетом различных типов их столкновений с атомами рабочей смеси, основанная на использовании метода Монте-Карло. Проведено моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке разряда в смеси аргон–ртуть, найдена их функция распределения по энергиям и вычислен ионизационный коэффициент и дрейфовая скорость электронов как функция напряженности электрического поля.

Расчеты выполнялись для заполненного смесью аргона с парами ртути разрядного промежутка длины d между плоскими катодом и анодом на начальной стадии развития разряда, когда его ток мал и объемный заряд не оказывает влияния на электрическое поле, создаваемое приложенным к электродам напряжением U . При этом ось z цилиндрической системы координат считалась направленной от катода к аноду перпендикулярно к их поверхностям.

Электроны, двигаясь в межэлектродном промежутке разряда, сталкиваются с атомами аргона и ртути, а между столкновениями ускоряются электрическим полем $E = U/d$, причем расстояния, проходимые электроном между столкновениями, тип и характеристики столкновений имеют вероятностный характер. Поэтому для их описания необходимо применять статистические методы, одним из которых является метод Монте-Карло.

При его использовании расчет траекторий электронов, эмитируемых катодом (первичные электроны, их начальная энергия принималась равной 4 эВ, а угловое распределение – изотропным [3]), производится последовательно на каждом временном шаге Δt , величина которого выбирается достаточно малой, чтобы выполнялось условие

$$\Delta s = \sqrt{\Delta z^2 + \Delta r^2} \ll \lambda_e, \quad (1)$$

где $\Delta z = z - z_0$, $\Delta r = r - r_0$ – расстояния, проходимые электроном за время Δt в осевом и радиальном направлении соответственно, λ_e – средняя длина пробега электрона между столкновениями с атомами газа.

Движение электрона на шаге Δt описывается уравнениями

$$z = z_0 + v_{z0}\Delta t + \frac{e}{2m_e}E(\Delta t)^2, \quad r = r_0 + v_{r0}\Delta t, \quad v_z = v_{z0} + \frac{e}{m_e}E\Delta t, \quad v_r = v_{r0}, \quad (2)$$

где v_{z0} , v_{r0} и v_z , v_r – скорости электрона в осевом и радиальном направлении в начале и в конце интервала Δt , e и m_e – величина заряда и масса электрона.

Вероятность столкновения электрона с атомом газа при прохождении им расстояния Δs определяется выражением

$$P = 1 - \exp(-N\sigma_{tot}(\varepsilon)\Delta s), \quad (3)$$

причем

$$N = \sum_l N_l, \quad \sigma_{tot}(\varepsilon) = \sum_l \left(\sum_j \sigma_{jl}(\varepsilon) \cdot \frac{N_l}{N} \right),$$

где $\sigma_{tot}(\varepsilon)$ – полное сечение столкновения электрона с энергией ε с атомом газовой смеси, N_l – концентрация атомов газа, индекс l определяет вид газа, с атомом которого сталкивается электрон ($l=1$ – для аргона, $l=2$ – для паров ртути), $N = N_1 + N_2$, а индекс j принимает значения от 1 до 4, соответствующие различным типам ион-атомного взаимодействия, сечения которых равны $\sigma_{jl}(\varepsilon)$ (1 – упругое столкновение, 2 – ионизация, 3 – возбуждение на метастабильный уровень, 4 – возбуждение на резонансный уровень).

Чтобы определить, произойдет ли столкновение электрона с атомом на участке траектории Δs , генерируется случайное число R_1 в интервале от 0 до 1 и сравнивается с P . Если оно меньше P , то на отрезке траектории Δs происходит электрон-атомное столкновение, а вероятности каждого из типов столкновений находятся из соотношения

$$P_{jl} = \frac{\sigma_{jl}(\varepsilon)}{\sigma_{tot}(\varepsilon)} \cdot \frac{N_l}{N} \quad (4)$$

причем $\sum_{j,l} P_{jl} = 1$. Затем интервал $[0, 1]$ делится на части, длина которых соответствует этим вероятностям, генерируется еще одно случайное число R_2 в интервале от 0 до 1 и номер части интервала, в которую попадает это число, определяет тип происходящего столкновения.

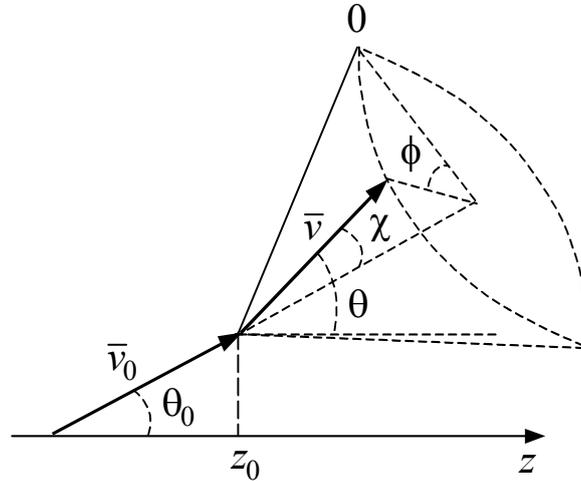


Рис. 1. Геометрия столкновения электрона с атомом газа.

Угол рассеяния χ (которое предполагается изотропным), азимутальный угол ϕ и угол θ между вектором скорости электрона и осью z (Рис. 1) после столкновения электрона с атомом газа определяются путем генерации двух случайных чисел R_3 и R_4 по формулам

$$\cos \chi = 1 - 2R_3, \quad \phi = 2\pi R_4, \quad \cos \theta = \cos \theta_0 \cos \chi + \sin \theta_0 \sin \chi \cos \phi. \quad (5)$$

Анизотропность же рассеяния электронов при упругих столкновениях с атомами газов учитывается путем использования вместо полного сечения упругого столкновения сечения передачи момента [4].

При упругом столкновении электрона с атомом газа его энергия ε_1 после столкновения определяется из соотношения [3]

$$\varepsilon_1 = \varepsilon \left(1 - 2 \frac{m_e}{M_l} (1 - \cos \chi) \right), \quad (6)$$

где M_l – масса атома газа.

При ионизации атома газа электроном образуется ион и вторичный электрон. Энергия электрона до столкновения за вычетом энергии ионизации атома делится между первичным и вторичным электронами путем генерации случайного числа R_5 в соответствии с формулами [4]

$$\varepsilon_2 = \omega \cdot \tan \left(R_5 \cdot \arctan \left(\frac{\varepsilon - (\varepsilon_i)_l}{2\omega} \right) \right), \quad \varepsilon_1 = \varepsilon - (\varepsilon_i)_l - \varepsilon_2, \quad (7)$$

где ε_1 и ε_2 – энергии первичного и вторичного электронов после столкновения, $(\varepsilon_i)_l$ – энергия ионизации атома газа, $\omega = 15$ эВ.

При возбуждении электроном атома газа на метастабильный или резонансный уровень новая энергия электрона ε_1 определяется выражением [5]

$$\varepsilon_1 = \varepsilon - (\varepsilon_e)_l, \quad (8)$$

где $(\varepsilon_e)_l$ – энергия возбуждения атома на соответствующий уровень.

С помощью соотношений (2)–(8) траектория эмиттированного с катода электрона рассчитывается до достижения им анода или до его возвращения на катод. Движение вторичных электронов, образующихся при ионизации атомов газов, а также возникающих в результате столкновений тяжелых частиц, моделируется аналогичным образом.

В процессе расчета траекторий электронов в межэлектродном промежутке формируется функция их распределения по скоростям $f_e(z, v, v_z)$ в каждом из n интервалов длиной $\Delta z = d/n$, на которые разбивается межэлектродный промежуток [6], причем

$$f_e(z_i, v, v_z) = \frac{\gamma j_0}{e(1+\gamma)m_0|v_z|} \cdot \frac{1}{\Delta v \Delta v_z} \sum_{j=1}^{m(m_0)} \psi_j(z_i, v, v_z), \quad (9)$$

где j_0 – плотность разрядного тока, γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии катода, m_0 – число первичных электронов, Δv и Δv_z – шаги разбиения диапазонов изменения полной скорости и её продольной составляющей, $m(m_0)$ – полное число электронов, $\psi_j(z_i, v, v_z)$ – число пересечений j -м электроном, находящимся в ячейке $\Delta v \Delta v_z$ пространства скоростей, плоскости $z = z_i$, причем $z_i = i\Delta z$, $i = \overline{1, n}$.

Количество частиц k - типа, образующихся в единицу времени в единице объема при столкновениях электронов с частицами p - типа, определяется по формуле

$$n_{kl}^p = N_{pl} \Delta n_{kl}^p, \quad (10)$$

где N_{pl} – концентрация частиц p - типа газа с номером l ,

$$\Delta n_{kl}^p(z_i) = \sum \sum \sigma_{kl}^p(v) f_e(z_i, v, v_z) v \Delta v \Delta v_z, \quad (11)$$

индекс k принимает значения a, e, r , соответствующие атомарным ионам, метастабильям и резонансно возбужденным атомам, индекс p – значения g и e , соответствующие невозбужденным и метастабильным атомам, $\sigma_{kl}^p(v)$ –

сечение соответствующего столкновения, а суммирование осуществляется по всему интервалу изменения v и v_z .

После этого моделируется кинетика ионов и атомов обоих газов в разрядном промежутке на основе уравнений их переноса [7] и определяется количество $\Delta n_e(z_i)$ электронов, образующихся или исчезающих в единице объема в единицу времени при межчастичных взаимодействиях, а также находится соответствующее количество вторичных электронов, которое необходимо добавить в каждый интервал Δz при моделировании кинетики электронов

$$\Delta m_i = \frac{e(1+\gamma)m_0}{\gamma J_0} \Delta n_e(z_i) \Delta z. \quad (12)$$

Затем снова производится моделирование функции распределения электронов по скоростям с учетом вторичных электронов и рассчитывается перенос ионов и метастабилей. Такой цикл повторяется, пока относительная разность значений величин, вычисленных в двух последовательных итерациях, станет достаточно малой.

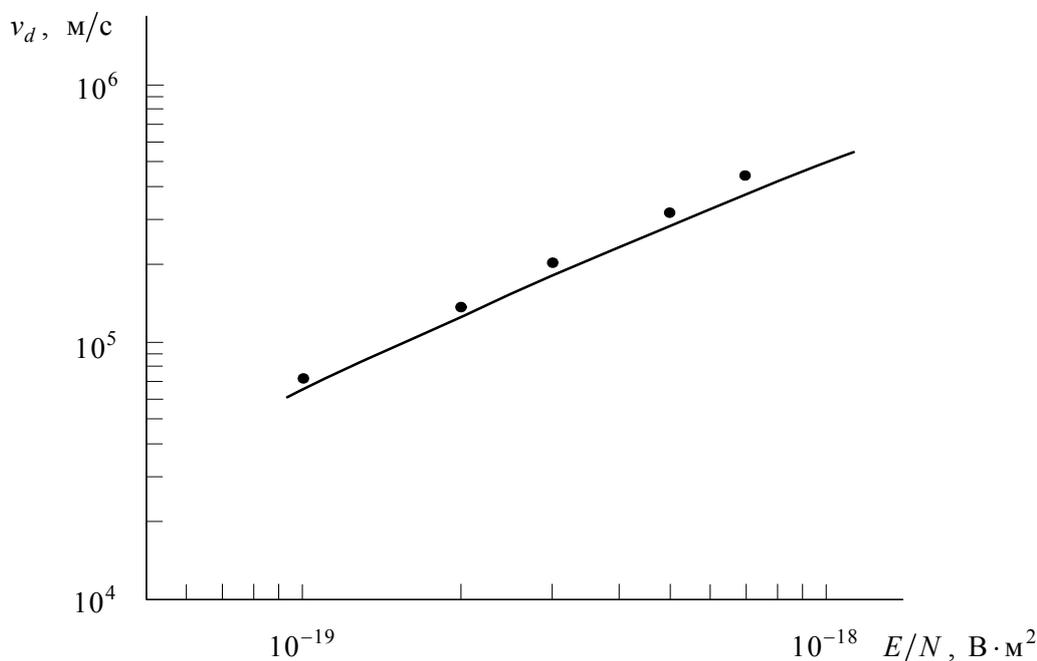


Рис. 2. Зависимость дрейфовой скорости электронов в аргоне от напряженности электрического поля: линия – расчет, точки – экспериментальные значения [9]

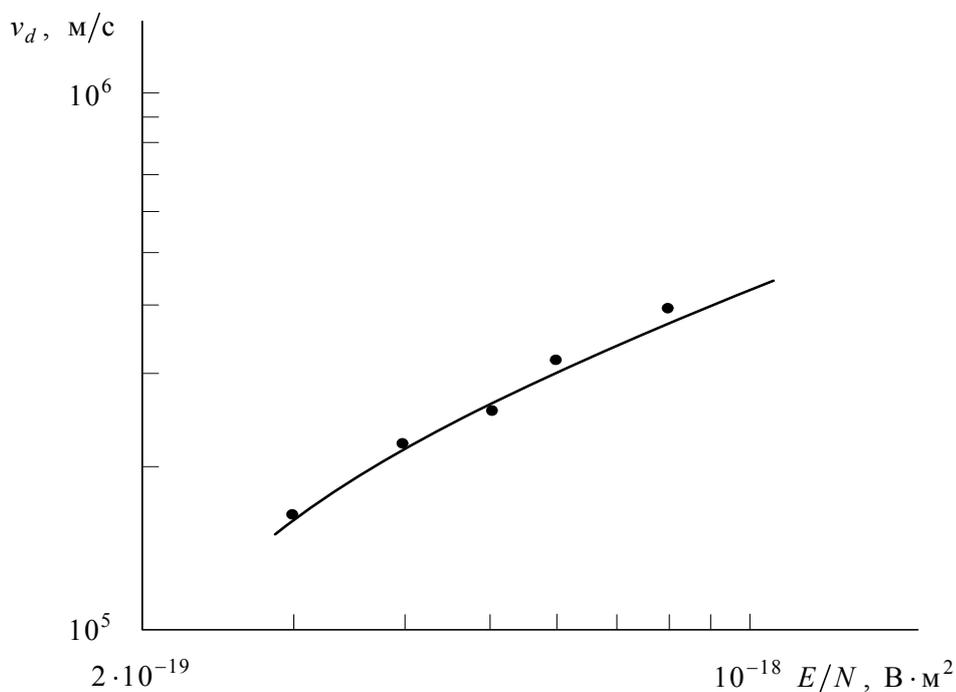


Рис. 3. Зависимость дрейфовой скорости электронов в парах ртути от напряженности электрического поля: линия – расчет, точки – экспериментальные значения [10]

После этого вычисляется ионизационный коэффициент, характеризующий интенсивность процесса ионизации газа электронами [8]

$$\alpha(z_i, E) = \frac{\sum \sum [N_1 \sigma_{21}(v) + N_2 \sigma_{22}(v)] f_e(z_i, v, v_z) v \Delta v \Delta v_z + \Delta n_e(z_i)}{\sum \sum f_e(z_i, v, v_z) v_z \Delta v \Delta v_z} \quad (13)$$

и дрейфовая скорость v_d электронов

$$v_d(z_i, E) = \frac{\sum \sum f_e(z_i, v, v_z) v_z \Delta v \Delta v_z}{\sum \sum f_e(z_i, v, v_z) \Delta v \Delta v_z} \quad (14)$$

Полученные зависимости ионизационного коэффициента и дрейфовой скорости электронов в чистых аргоне и парах ртути от напряженности электрического поля (Рис. 2, 3) хорошо согласуются с экспериментальными данными, что подтверждает применимость предложенной модели для изучения процесса протекания электрического тока в смеси аргона и ртути.

1. Д. Уэймаус. Газоразрядные лампы. М.: Энергия, 1977. 344 с.
2. Г. Н. Рохлин. Газоразрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
3. Bogaerts, M. Straaten, R. Gijbels // Spectrochimica Acta B. 1995. V. 50, № 2. P. 179–196.
4. Fiala, L.C. Pitchford, J.P. Boeuf // Phys. Rev. E. 1994. V. 49, № 6. P. 5607–5622.
5. Bogaerts, R. Gijbels // J. Appl. Phys. 1999. V. 86, № 8. P. 4124–4133.
6. J. P. Boeuf, E. Marode // J. Phys. D: Appl. Phys. 1982. V. 15, № 11. P. 2169–2187.
7. В.И. Кристя, М.Р. Фишер // Изв. РАН. Сер. физ., 2010, Т.74, №2, С. 298-301.

8. Ю. П. Райзер. Физика газового разряда. М. : Наука, 1987. 592 с.
9. G. Zisis, P. Benetruy, I. Bernat // Phys. Rev. A. 1992. V. 45, № 2. P. 1135–1148.
10. S. D. Rockwood // Phys. Rev. A. 1973. V. 8, № 5. P. 2348–2358.