

Л.В. Михайловская, А.С. Михайловская***

**Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова*

***Ruhr Universitat Bochum*

Влияние параметров разряда на радиальные распределения заряженных частиц положительного столба в узких газоразрядных трубках

Представлен расчет радиальных распределений заряженных частиц положительного столба в узких газоразрядных трубках. При этом уравнения баланса числа частиц и уравнение Пуассона для радиального электростатического поля были решены без использования условия квазинейтральности плазмы. Численные расчеты показывают, что в узких газоразрядных трубках концентрация не скомпенсированного положительного заряда в объеме трубки может при некоторых разрядных условиях быть значительно выше, чем у стенок трубки. Последнее явление может негативно сказаться на устойчивости разряда.

При исследовании физических процессов в плазме газового разряда обычно предполагается, что плазма положительного столба при обычных режимах работы в объеме квазинейтральна, т.е. величина не скомпенсированного объемного заряда мала по сравнению с плотностью заряженных частиц – положительных ионов N_i и отрицательных электронов N_e : $N_i - N_e \ll N_e$. Условие квазинейтральности $N_e \approx N_i$ нарушается в двойном слое (вблизи стенок) и в разрядах с очень низкими плотностями заряженных частиц, т.е. в режиме «субнормального» ПС. Процесс перехода в режим «субнормального» ПС, который имеет место при малых токах разряда, сопровождается переходом от амбиполярной к свободной диффузии заряженных частиц. При исследовании этих процессов в [1,2] учитывается существование конечного объемного заряда внутри трубки. Однако при этом ограничиваются приближением постоянного отношения концентрации ионов и концентрации электронов по сечению разряда. Независимость этого отношения от координат не всегда справедлива и годится только в качестве приближенных оценок.

Основной целью данной работы является теоретическое исследование радиальных распределений электронов и ионов в узких газоразрядных трубках без применения как условия квазинейтральности плазмы, так и условия постоянства по сечению отношений концентраций заряженных частиц. Предполагается, что температуры электронов и нейтральных атомов постоянны по сечению, что соответствует локальному приближению для энергии электронов [3,4]. Давление нейтрального газа достаточно высокое, чтобы длина свободного пробега заряженных частиц была мала по сравнению с радиусом трубки и выполнялось условие локального приближения.

Необходимым условием существования стационарного разряда в газах является поддержание постоянной во времени концентрации заряженных частиц. Баланс числа заряженных частиц в низкотемпературной плазме положительного столба определяется процессами ионизации нейтральных атомов в объеме

газа и последующими потерями заряженных частиц вследствие ухода электронов и ионов на стенки газоразрядной трубки, где они рекомбинируют. В данной работе будем также учитывать исчезновение заряженных частиц в результате рекомбинации электронов и ионов в объеме плазмы положительного столба. Баланс числа заряженных частиц связан с балансом энергии, которая поступает от приложенного электрического поля и затем расходуется на возбуждение и на ионизацию атомов, на нагрев газа, а также уносится электронами и ионами непосредственно на стенки газоразрядного сосуда [5,6].

В этом случае для стационарного разряда в длинных цилиндрических трубках уравнения баланса для электронов и ионов могут быть записаны как

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \cdot \Gamma_{er}) = \nu_i \cdot N_e - \beta_{rc} N_e N_i, \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \cdot \Gamma_{ir}) = \nu_i \cdot N_e - \beta_{rc} N_e N_i, \quad (1)$$

где $\Gamma_{er}(r)$, $\Gamma_{ir}(r)$ – плотности радиальных потоков электронов и положительных ионов соответственно, ν_i – частота ионизации нейтрального атома электронным ударом, β_{rc} – коэффициент объемной рекомбинации электронов и ионов.

В случае стационарного однородного положительного столба, аксиально симметричного, из уравнений Максвелла $\text{rot} \vec{E} = 0$ и $\text{div} \vec{E} = 4\pi e(N_i - N_e)$ следует постоянство по радиусу продольного электрического поля $E_z(r) = \text{const}$ и уравнение Пуассона для радиального электрического поля

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_r) = 4\pi e(N_i - N_e). \quad (2)$$

В слабоионизованной неизотермической плазме положительного столба тлеющего разряда $T_e \gg T_i$, причем ионная температура совпадает с температурой газа нейтральных частиц $T_i = T$. Из-за высоких тепловых скоростей электронов происходит разделение разноименных зарядов на расстояние порядка дебаевского радиуса экранирования. В результате разделения зарядов образуется значительный пространственный не скомпенсированный положительный заряд. Объемным зарядом создается амбиполярное поле поляризации, которое удовлетворяет уравнению электростатики Пуассона. В данном случае это есть радиальное электрическое поле E_r . Это поле замедляет диффузионное движение электронов и ускоряет движение ионов к стенкам. Без этого поля заряды диффундируют свободно в соответствии со своими коэффициентами диффузии D_e и D_i . Обычно предполагается, что оно намного меньше продольного и при расчете основных характеристик разряда им пренебрегают.

Потоки заряженных частиц на стенки трубки содержат компоненты, связанные с обычной диффузией из-за градиентов концентраций и с дрейфом в этом поперечном электрическом поле

$$\Gamma_{er} = -D_e \frac{dN_e}{dr} - \mu_e \cdot N_e \cdot E_r, \quad \Gamma_{ir} = -D_i \frac{dN_i}{dr} + \mu_i \cdot N_i \cdot E_r. \quad (3)$$

Здесь $D_e = \mu_e \cdot kT_e / e$, $D_i = \mu_i \cdot kT_i / e$ – коэффициенты диффузии свободных электронов и ионов соответственно, μ_e, μ_i – подвижности электронов и ионов,

T_e, T_i – электронная и ионная температуры. Предполагается, что температура ионов совпадает с температурой газа. В стационарном состоянии эти потоки к диэлектрическим стенкам должны быть равными $\Gamma_{er} = \Gamma_{ir} = \Gamma_r$. В результате для определения распределения заряженных частиц по радиусу электронов $N_e(r)$ и ионов $N_i(r)$, а также радиального электрического поля $E_r(r)$ и радиального потока к стенкам трубки $\Gamma_r(r)$ можно записать следующую систему четырех дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{cases} dN_e(r)/dr = -(eE_r(r)/kT_e) \cdot N_e(r) - \Gamma_r(r)/D_e, \\ dN_i(r)/dr = -(eE_r(r)/kT_i) \cdot N_i(r) - \Gamma_r(r)/D_i, \\ r d\Gamma_r(r)/dr = -\Gamma_r(r) + r[v_i N_e(r) - \beta_{re} N_e(r) N_i(r)], \\ r dE_r(r)/dr = -E_r(r) + 4\pi e \cdot r [N_i(r) - N_e(r)]. \end{cases} \quad (4)$$

Эти уравнения нужно дополнить граничными условиями. В центре трубки из-за аксиальной симметрии

$$\frac{dN_e}{dr}(0) = \frac{dN_i}{dr}(0) = \frac{d\Gamma_r}{dr}(0) = \frac{dE_r}{dr}(0) = 0. \quad (5)$$

Радиальное распределение объемного положительного заряда определяется как $Q(r) = N_i(r) - N_e(r)$.

В принципе, если известны значения всех постоянных параметров, входящих в систему уравнений (4), четырех начальных условий (5) было бы достаточно для определения распределения заряженных частиц по радиусу трубки. Известно [7], что для определения электронной температуры и частоты ионизации необходимо знать краевое условие на стенках трубки при $r = R_0$.

Граничный вопрос относительно условий на стенках трубки обсуждался во многих работах, рассматривающих физические процессы в газовом разряде. Условие на стенках влияет на характер распределения заряженных частиц внутри разрядной трубки. Обычно предполагается, что достигшие стенок в результате диффузии и дрейфа в радиальном электрическом поле электроны и ионы рекомбинируют на поверхности стенок разрядной трубки. Поэтому их концентрации на стенках трубки радиуса R_0 равны нулю $N_{e,i}(R_0) = 0$. Однако установлено, что когда длина свободного пробега и радиус разрядной трубки величины одного порядка, необходимо вводить более точные граничные условия, а не равенство концентраций заряженных частиц на стенках нулю [7,9-11]. Следует подчеркнуть, что могут наблюдаться такие условия разряда, при которых для электронов еще не наступил диффузионный режим в виду большой длины их свободного пробега, а для ионов и атомов он уже наступил. Наиболее общие граничные условия для диффузионных задач при конечной длине свободного пробега эквивалентны приравниванию нулю потока частиц, идущих от стенок в объем, и могут быть записаны как

$$N \cdot \langle V \rangle + D \cdot dN/dr = 0 \text{ при } r = R_0.$$

Здесь N – концентрация соответствующих частиц, $\langle V \rangle$ – средняя скорость частиц, D – коэффициент диффузии. На основании равенства нулю отраженно-го от стенок трубки потока ионов в [7] было получено краевое условие в квазинейтральной плазме в виде

$$N_e(R_0) \approx N_i(R_0) = N(R_0) = 0.85 \cdot (\lambda_i/R_0)(T_e/T_i) \cdot N(0).$$

Здесь λ_i – длина свободного пробега иона. Естественно, что для узких трубок это условие не подходит. Похожее граничное условие из условия полного прилипания заряженных частиц на стенках трубки было получено в [9]: $N_e(R_0) \approx N_i(R_0) = N(R_0) = 1.66 \cdot (\lambda/R_0) \cdot N(0)$. Здесь λ – некоторая средняя величина между свободными пробегами положительных ионов и электронов.

Иначе получают граничные условия в [10-14], так или иначе связанные с введением двойного слоя. В прилегающих к стенкам областям можно выделить слои, в которых не выполняются условия квазинейтральности. Их толщина порядка дебаевского радиуса [15]. При анализе исходят из того, что макроскопические плотности потоков на поверхность (границу между плазмой и слоем), определяемые формулами (3) и вычисленные при $r = R_s$, т. е. на границе плазма – слой, должны быть равны соответствующим микроскопическим значениям потоков из плазмы в слой, которые равны

для электронов
$$\Gamma_e^{mic} = \frac{N(R_s) \cdot \langle V_e \rangle}{4} \cdot \exp\left(\frac{e\Delta\phi_s}{kT_e}\right)$$

для ионов
$$\Gamma_i^{mic} = \frac{N(R_s) \cdot \langle V_i \rangle}{4}$$

Здесь $\langle V_{e,i} \rangle$ – средние тепловые скорости частиц, $\Delta\phi_s$ – потенциал двойного слоя.

Так, в [10] в результате приравнивания микроскопического потока заряженных частиц на границе слоя диффузионному потоку частиц из плазмы получено соотношение между концентрациями заряженных частиц на границе плазмы и в центре

$$N_e(R_s) \approx N_i(R_s) = N(R_s) = (\lambda_i/R_0) \sqrt{T_e/T_i} \cdot N(0).$$

В обсуждаемых работах утверждается, что в большинстве случаев можно считать $\lambda_i \ll R_0$, двойной слой достаточно тонкий, так что $R_s \approx R_0$, тогда $N(R_0) \ll N(0)$ и приближенно полагать при решении диффузионных задач граничную концентрацию равной нулю.

Тогда к начальным условиям (5) добавляются еще два крайних условия на стенках трубки

$$N_e(R_0) = N_i(R_0) = 0 \tag{6}$$

которые свидетельствуют о появлении задачи на собственные значения. К этим уравнениям нужно добавить уравнение для тока разряда

$$I_r = 2\pi e E_z \cdot \int_0^{R_0} [\mu_e N_e(r) + \mu_i N_i(r)] \cdot r dr. \tag{7}$$

Здесь E_z – напряженность продольного электрического поля, установившегося в положительном столбе разряда.

Введем безразмерные переменные: $x = r/R_0$, $y_e(x) = N_e/N_{e0}$, $y_i(x) = N_i/N_{e0}$, $y_E(x) = (eR_0/kT_e) \cdot E_r$, $y_\Gamma(x) = (R_0/D_{am}N_{e0}) \cdot \Gamma_r$, где R_0 – внутренний радиус разрядной трубки, $N_{e0} = N_e(0)$ – величина электронной концентрации на оси разряда, $D_{am} = \mu_i kT_e/e$ – коэффициент амбиполярной диффузии. Отметим, что в новых переменных $y_e(0) = 1$, $y_i(0) = N_i(0)/N_{e0} = G_0$. Обозначим $\mu_{ie} = \mu_i/\mu_e$, $t_{ie} = T_i/T_e$, $A_d = R_0^2/2r_{d0}^2$, $A_i = v_i/v_{am}$, $A_{rc} = v_{rc}/v_{am}$, где $r_{d0} = \sqrt{kT_e/(8\pi e^2 N_{e0})}$ – дебаевский радиус экранирования на оси разряда, $v_{am} = D_{am}/R_0^2$ – частота амбиполярных уходов заряженных частиц на стенки трубки, $v_{rc} = \beta_{rc} N_{e0}$ – частота объемной рекомбинации положительных ионов и электронов. В результате система уравнений (4) преобразуется и принимает вид

$$\begin{cases} y_e'(x) = -y_e(x) \cdot y_E(x) - \mu_{ie} \cdot y_\Gamma(x) \\ y_i'(x) = y_i(x) \cdot y_E(x) - y_\Gamma(x)/t_{ie} \\ x \cdot y_E'(x) = -y_E(x) + A_d \cdot x \cdot [y_i(x) - y_e(x)] \\ x \cdot y_\Gamma'(x) = -y_\Gamma(x) + x \cdot y_e(x) [A_i - A_{rc} \cdot y_i(x)] \end{cases} \quad (4a)$$

Граничные условия (5) и (6) при этом записываются как

$$\frac{dy_e}{dx}(0) = \frac{dy_i}{dx}(0) = \frac{dy_\Gamma}{dx}(0) = \frac{dy_E}{dx}(0) = 0, \quad (5a)$$

$$y_e(1) = y_i(1) = 0 \quad (6a)$$

Следует еще учитывать значения y_e и y_i на оси разряда

$$y_e(0) = 1, \quad y_i(0) = N_i(0)/N_{e0} = G_0, \quad (5b)$$

которые следуют из определения новых переменных.

В новых переменных уравнение подвижности (закон Ома для газового разряда) (7), которое устанавливает связь между распределением плотностей заряженных частиц (носителей заряда) по сечению и полным током имеет вид

$$I_r = 2\pi R_0^2 \cdot e E_z \cdot \mu_e \cdot N_{e0} \int_0^1 [y_e(x) + \mu_{ie} y_i(x)] \cdot x dx \quad (7a)$$

В принципе, если известны значения всех постоянных параметров, входящих в систему уравнений (4 a), четырех начальных условий (5 a) было бы достаточно для определения распределения заряженных частиц по радиусу трубки. Добавочные три уравнения (6 a) и (7 a) должны служить для определения трех неизвестных: электронной температуры T_e , плотности электронов в центре трубки N_{e0} и плотности положительных ионов в центре трубки $N_{i0} = N_i(0) = G_0 \cdot N_{e0}$.

Физический смысл имеют только те решения системы (4 а) для распределенных электронов и ионов $y_e(x)$ и $y_i(x)$, которые имеют максимум на оси трубки. Как известно, необходимым условием для этого является нулевое значение первой производной в точке $x = 0$, т.е. условий (5а), а достаточным условием является существование отрицательной второй производной при $x = 0$. Анализ уравнений (4а) показывает,

$$\text{что } \frac{d^2 y_e}{dx^2}(0) \leq 0, \text{ если значение } G_0 - 1 + \frac{\mu_{ie}}{A_d} \cdot (A_i - G_0 A_{rc}) \geq 0,$$

$$\text{а } \frac{d^2 y_i}{dx^2}(0) \leq 0, \text{ если } G_0^2 - G_0(1 - A_{rc}/A_d) - A_i/A_d \leq 0.$$

В низкотемпературной слабоионизованной плазме температура тяжелых частиц в объеме плазмы намного ниже температуры свободных электронов $T_i \ll T_e$, подвижности также сильно отличаются $\mu_i \ll \mu_e$ и в системе уравнений (4 а) появляются малые параметры $\mu_{ie} \ll 1$ и $t_{ie} \ll 1$. В предельном случае $\mu_{ie} = 0$ и $t_{ie} = 0$ система четырех дифференциальных уравнений (4 а) переходит в систему трех дифференциальных уравнений и одного алгебраического

$$\begin{cases} y_e'(x) = -y_e(x) \cdot y_E(x) - y_\Gamma(x) \\ x \cdot y_E'(x) = -y_E(x) + A_d \cdot x \cdot [y_i(x) - y_e(x)] \\ x \cdot y_\Gamma'(x) = -y_\Gamma(x) + x \cdot y_e(x) [A_i - A_{rc} \cdot y_i(x)] \\ y_i(x) \cdot y_E(x) - y_\Gamma(x) = 0 \end{cases}, \quad (8)$$

которые можно преобразовать в систему трех дифференциальных уравнений для трех неизвестных функций

$$\begin{cases} y_e'(x) = -y_e(x) \cdot y_E(x) - y_\Gamma(x) \\ x \cdot y_E'(x) = -y_E(x) + A_d \cdot x \cdot [y_i(x) - y_e(x)] \\ y_E \cdot y_i'(x) = -A_d \cdot y_i(x) [y_i(x) - y_e(x)] + y_e(x) [A_i - A_{rc} \cdot y_i(x)] \end{cases} \quad (8a)$$

Понижение степени системы дифференциальных уравнений приводит к неопределенности условий на границе $x=1$ и к уравнению для определения значения G_0

$$G_0 \cdot (G_0 - 1) + (A_{rc}/A_d) \cdot G_0 - A_i/A_d = 0, \quad (9)$$

откуда

$$G_0 = 0.5 \left[(1 - A_{rc}/A_d) + \sqrt{(1 - A_{rc}/A_d)^2 + 4A_i/A_d} \right]. \quad (9a)$$

Заметим, что в случае $N_i(r)/N_e(r) = y_i(x)/y_e(x) = \text{const} = G_0$ (приближение постоянного отношения) система уравнений (8а) распадается на два независимых дифференциальных уравнений второго порядка

$$\left[x \cdot \left(y_e' / y_e \right) \right]' + A_d (G_0 - 1) \cdot x \cdot y_e = 0 \quad (10a)$$

$$x \cdot y_e'' + y_e' + G_0 (A_i - A_{rc} G_0 y_e) \cdot x \cdot y_e = 0 \quad (10б)$$

При этом можно найти точное решение уравнения (10а)

$$y_e(x) = \left[1 + A_d \cdot (G_0 - 1) \cdot x^2 \cdot /8 \right]^{-2} \quad (11а)$$

Уравнения (10б) в отсутствие объемной рекомбинации заряженных частиц переходит в уравнение Бесселя, точное решение которого есть функция Бесселя нулевого порядка

$$y_e(x) = I_0 \left(\sqrt{A_i / G_0} \cdot x \right). \quad (11б)$$

Распределение ионов в обоих случаях $y_i(x) = G_0 \cdot y_e(x)$ повторяет соответствующее распределение электронов. В приближении $A_i \ll A_d$ и $A_{rc} = 0$ из формулы (9а) следует $G_0 \approx 1 + A_i / A_d$. В этом случае вблизи оси разряда $x \ll 1$ распределения (11а) и (11б) совпадают и описываются как $y_e \approx 1 - \frac{1}{4} A_i \cdot x^2$.

Графики этих функций приведены на рис.1. Видно, что поведение функций при увеличении аргумента существенно разное.

Численное решение системы уравнений (8 а) было проделано для разряда в гелии. Первоначально были сделаны следующие приближения. Температура электронов и рабочего газа считалась постоянной по сечению положительного столба. При этом температура ионов, совпадающая с температурой газа, принималась равной $T_i = T = T_0 + 10 \cdot I_r$, где T_0 – температура окружающей среды. Дальше задача решалась следующим образом. Для заданных значений давления газа p , радиуса разрядного капилляра R_0 определялась электронная температура T_{e0} из соотношения Шоттки $\sqrt{A_i(T_{e0})} = 2.405$. Плотность электронов в центре трубки можно найти, используя уравнение (7а) для заданного полного тока I_r , протекающего в разряде. Для радиального распределения электронов по Бесселю $y_e(x) = I_0(2.4x)$ плотность электронов на оси разряда в гелии, найденная из (7а) при $\mu_{ie} = 0$, равна $N_{e0B} = 1.64 \cdot 10^{10} I_r p / (R_0^2 \cdot E_z \cdot T)$, если ток разряда измеряется в мА, давление газа в Тор, интенсивность продольного электрического поля в В/см, плотность частиц в см⁻³. В данной работе использовалось выражение для продольного электрического поля $E_z = E_z(T_e, p, T)$, устанавливающегося в положительном столбе тлеющего разряда в инертных газах, полученное в [6]. Для заданных значений T_e и N_{e0} вычислялись значения для A_i и A_{rc} . (Отметим, что вычисление A_i необходимо, если выбиралась температура электронов, не удовлетворяющая условию Шоттки). Величина G_0 вычислялась по формуле (9а). Затем проводилось численное интегрирование системы уравнений (8а) с начальными значениями $y_e(0) = 1$ и $y_i(0) = G_0$. В результате определялись распределения электронов $y_e(x)$ и ионов $y_i(x)$. Используя найденные таким образом распределения электронов и ионов можно найти по формуле (7а) соответствующую величину полного тока разряда. Значения для T_e и N_{e0} варьировались до тех пор, пока величина тока разряда, полученная из интегрирования по

формуле (7a) не совпадала с заданным значением тока разряда. Оказалось, что заданную величину тока разряда можно получить с различными парами электронной температуры и концентрации электронов в центре трубки. При этом форма распределения заряженных частиц по сечению будет тоже разной.

Результаты некоторых расчетов приведены на рисунках.

На рис.2 представлены радиальные распределения электронов и ионов, по-

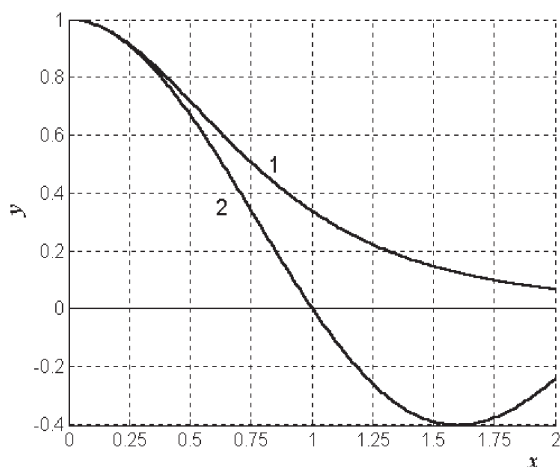


Рис.1. Аналитические решения уравнения (10a) – кривая 1 и уравнения (10б) – кривая 2. Физический смысл имеют только решения для $0 \leq x \leq 1$

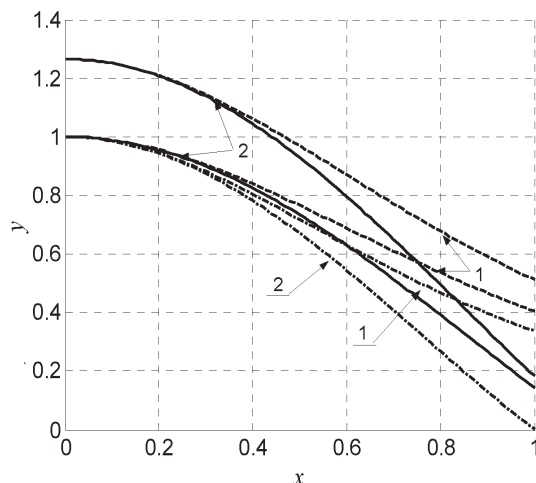


Рис.2. Радиальные распределения концентраций электронов и ионов, определяемы функциями (11 a) – кривые 1 и функциями (11 б) – кривые 2.

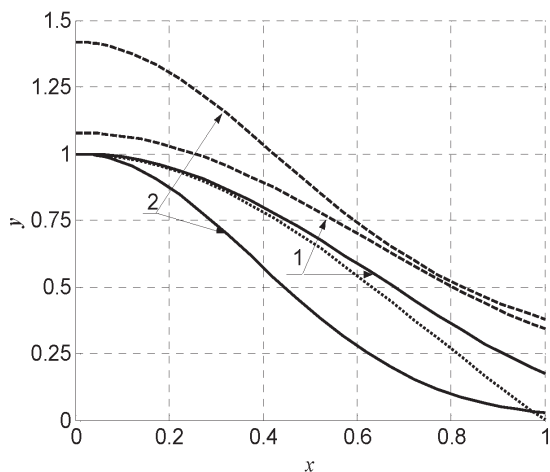


Рис.3. Расчетные радиальные распределения электронов (сплошные линии) и ионов (пунктирные линии) в плазме положительного столба. (Штрих-пунктирная кривая – распределение по Бесселю)

Радиус трубки $R_0 = 0.035$ см, давление газа $p = 5$ Тор, ток разряда $I_r = 4$ мА.

1 – $T_e = T_{e0}$; $N_{e0} = 0.85 \cdot N_{e0B}$; 2 – $T_e = 1.7 \cdot T_{e0}$, $N_{e0} = 0.8 \cdot N_{e0B}$.

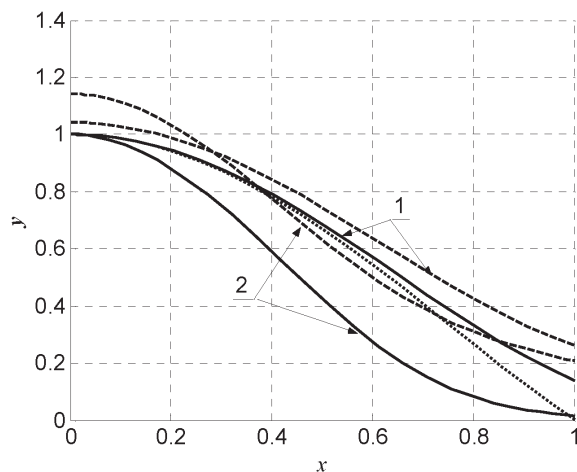


Рис.4. Расчетные радиальные распределения электронов (сплошные линии) и ионов (пунктирные линии) в плазме положительного столба. (Штрих-пунктирная кривая – распределение по Бесселю)

Радиус трубки $R_0 = 0.035$ см, давление газа $p = 5$ Тор, ток разряда $I_r = 10$ мА.

1 – $T_e = T_{e0}$; $N_{e0} = 0.88 \cdot N_{e0B}$; 2 – $T_e = 1.5 \cdot T_{e0}$, $N_{e0} = N_{e0B}$.

лученные в приближении постоянного отношения $y_i(x)/y_e(x)=G_0$ из уравнения Пуассона (10 а) – кривые 1 и из балансного уравнения (10 б) – кривые 2. Расчет проводился для разряда в трубке радиуса $R_0=0.035$ см. Штрихпунктирные кривые соответствуют давлению газа в трубке $p = 15$ Тор, ток разряда $I_r = 15$ мА, при этом параметр $G_0 \approx 1$ и поэтому распределение ионов $y_i(x) = G_0 \cdot y_e(x)$ в обоих предельных случаях совпадает с распределением электронов. При уменьшении давления и тока разряда параметр G_0 , рассчитываемый по формуле (9а), увеличивается. Поэтому в этой же трубке при давлении $p = 3$ Тор и токе разряда $I_r = 3$ мА распределения электронов и ионов уже не совпадают. На рис.2 видно, что в обоих предельных случаях, концентрация ионов превышает концентрацию электронов $y_i(x) > y_e(x)$.

Как видно на рис.3 и 4 и как показал проведенный численный анализ, невозможно подобрать такие значения T_e и N_{e0} , чтобы на стенках трубки плотности электронов и ионов были равны нулю, т.е. не выполняются одновременно граничные условия $N_e(R_0)=0$ и $N_i(R_0)=0$, концентрация ионов всегда превышает концентрацию электронов. Радиальные распределения электронов и ионов отличаются от привычного распределения, описываемого функцией Бесселя. Проведенные численные расчеты подтверждают необходимость применения обсуждаемых выше граничных условий, которые были предложены в работах [7-14].

Кроме того, при некоторых значениях внешних параметров газового разряда, таких как давление, ток разряда, радиус трубки, величина не скомпенсиро-

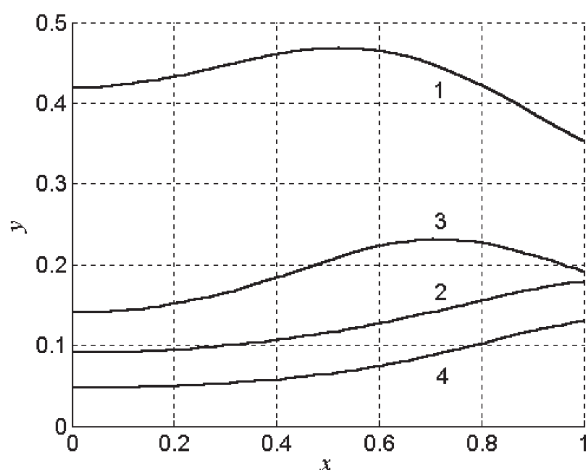


Рис.5. Расчетные радиальные распределения не скомпенсированного пространственного заряда $y_q(x) = y_i(x) - y_e(x)$ в плазме положительного столба в трубке радиусом $R_0 = 0.035$ см, давление газа $p = 5$ Тор.

$$1 - I_r = 4 \text{ мА}, T_e = 1.7 \cdot T_{e0}, N_{e0} = 0.8 \cdot N_{e0B}$$

$$2 - I_r = 4 \text{ мА}, T_e = T_{e0}; N_{e0} = 0.85 \cdot N_{e0B}$$

$$3 - I_r = 10 \text{ мА}, T_e = 1.5 \cdot T_{e0}, N_{e0} = N_{e0B}$$

$$4 - I_r = 10 \text{ мА}, T_e = T_{e0}; N_{e0} = 0.88 \cdot N_{e0B}$$

ванного положительного заряда в объеме трубки Q может значительной и достигать максимального значения не у стенок трубки, а внутри. В приближении постоянного отношения объемный положительный заряд, наоборот, максимальный на оси и уменьшается к стенкам, что противоречит экспериментальным данным.

Литература

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. -М.: Наука, – 1987. – 592 С.
2. Мишин Г.И. Уравнения состояния слабоионизованной газоразрядной плазмы // Письма в ЖТФ.– 1997.– Т.23, №14.– С. 81-83.
3. Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д., Учет немаксвелловости распределения электронов в пространственно-усредненной (global) модели. // Письма в ЖТФ.–2002.– Т. 28, № 20. – С. 7-14.
4. Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д., Арсланбеков Р.Р., Колобов В.И.. Нелокальные явления в положительном столбе тлеющего разряда среднего давления. //ЖТФ.–2004.–Т.74, вып.7.–С.44-51.
5. Mikhaylovskaya L.V. Influence of discharge parameters on space charge in narrow gas discharge tubes. //Proc. of LFNМ'2002, 4th International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, June 3-5. – IEEE Lasers and Electro Optical Society, 2002. – P. 59-65.
6. Mikhailovskaya L.V. Energy balance and gas temperature in plasma of positive column in gas discharge narrow tubes. // Proc. SPIE. – 1999.– V. 3686. Pp. 62-69.
7. Грановский В.Л. Электрический ток в газе (установившийся ток).– М.: Наука. – 1971.– 544 С.
8. Фабрикант В.А. Возбуждение атомов в газовом разряде //ДАН СССР. – 1939. – Т. 23. № 3.
9. Энгель А. Ионизованные газы: пер. с англ. – Под. ред. Иоффе М.С.–М.: Физматгиз, 1959.– 332С.
- 10.Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. – М.:Атомиздат, 1977.– 384С.
- 11.Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – 1976. – М.: Мир.– 486С.
- 12.Ecker G.Theory of Positive Column // Proc.of Phys.Soc. – 1954. – V.67, №414В. – P.483-491
- 13.Schuöker D., Reif W., Lagger H. Theoretical Description of Discharge Plasma and Calculation of Maximum Output Intensity of He-Ne Waveguide Lasers as a Function of Discharge Tube Radius // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1979. – V. QE-15, № 4. – P. 233-239.
- 14.Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа (в задачах с решениями). – М.: Наука, 1985.– 424с.
- 15.Михайловская Л.В, Михайловский С.С. Влияние параметров разряда на пристеночный (двойной) слой в узких газоразрядных трубках // Вісник Одеськ. держ. ун-ту.– 2000.– Т. 5, вип. 3. Фіз.-мат. науки.– С.141-147.

Л.В. Михайловська, А.С. Михайловська

Вплив параметрів розряду на радіальні розподіли заряджених частинок позитивного стовбуру в вузьких газорозрядних трубках

АНОТАЦІЯ

Представлений розрахунок радіальних розподілів заряджених частинок позитивного стовбуру в вузьких газорозрядних трубках. При цьому рівняння балансу числа частинок та рівняння Пуассона для радіального електростатичного поля були вирішені без використання умови квазінейтральності плазми. Чисельні розрахунки показують, що в вузьких газорозрядних трубках концентрація не скомпенсованого позитивного заряду в об'ємі трубки може бути при деяких розрядних умовах значно вищою ніж у стінок трубки. Останнє явище може негативно сказатися на сталості розряду.

L.V. Mikhaylovskaya, A.S. Mykhaylovskaya

Influence of discharge parameters on radial distributions of charge particles in positive column in narrow gas discharge tubes

SUMMARY

The calculations of the radial distributions of the charge particles in positive column in narrow gas discharge tubes are presented. At that the balance equation and Poisson's equation have been solved without condition of the quasineutrality of plasma. The calculations show that in narrow gas discharge tubes the concentration of the not compensated space positive charge inside the tube space may be much greater than close by tube walls. This situation can be has negative influence negatively on the stability of the gas discharge.