

УДК 537.533.9

Д.Б. Золотухин, А.С. Климов, А.А. Зенин

Параметры плазмы, создаваемой электронным пучком в форвакууме

Приведены результаты экспериментального исследования и численного моделирования радиального распределения концентрации и потенциала пучковой плазмы, генерируемой ускоренным до 10 кэВ электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений. Результаты моделирования удовлетворительно совпадают с данными эксперимента.

Ключевые слова: пучковая плазма, форвакуумный плазменный источник электронов.

Интерес к получению и использованию неравновесной низкотемпературной плазмы во многом обусловлен рядом замечательных свойств, среди которых следует отметить высокую химическую активность такой плазмы и низкую температуру ионов, что делает привлекательным ее использование в плазмохимии. К традиционным методам получения низкотемпературной плазмы можно отнести генерацию в различных газовых разрядах. Однако этот способ генерации плазмы имеет естественные физические ограничения: диапазон условий, в которых газовые разряды горят устойчиво, достаточно узок. Привлекательной выглядит возможность генерации неравновесной плазмы с помощью ускоренного пучка электронов, который создается плазменным источником электронов [1–3] в форвакуумном диапазоне давлений. В связи с необходимостью поиска оптимальных режимов генерации плазмы электронным пучком, является актуальным построение физической модели, описывающей процессы взаимодействия пучка и молекул газа, приводящие к генерации пучковой плазмы [4].

Рассмотрим однородный по сечению параллельный аксиально-симметричный непрерывный пучок электронов, имеющий диаметр d_b , ток I_b и энергию E , который распространяется в рабочем газе при давлении p вдоль оси z , параллельной оси пучка (рис. 1).

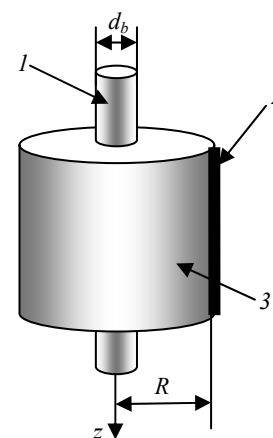


Рис. 1. Пояснение модели и некоторые характерные размеры:
1 – электронный пучок диаметром $d_b = 0,01$ м; 2 – стенка камеры, расположенная на расстоянии $R = 0,15$ м от оси пучка в радиальном направлении; 3 – создаваемая пучком плазма

При столкновении с молекулами газа ускоренный электронный пучок производит ударную ионизацию молекул, в результате чего образуется пучковая плазма. Выход ионизации z_{iT} ускоренными электронами пучка равен [5]

$$z_{iT} = \frac{I_b}{e} \cdot \frac{N}{\pi \cdot r_b^2} \cdot \frac{p}{133,3}, \quad (1)$$

где I_b – ток пучка электронов; N – число пар, порождаемых быстрым электроном на единице длины пути при давлении 1 мм рт. ст. [5]; r_b – радиус пучка электронов; p – давление газа.

Среднюю частоту ударной ионизации ν_{iT} можно оценить, зная выход ударной ионизации ускоренными электронами (1) и концентрацию ускоренных электронов в пучке n_b , определяемую из параметров пучка – тока, энергии и площади поперечного сечения:

$$\nu_{iT} = \frac{z_{iT}}{n_b}. \quad (2)$$

Поскольку распределение электронов пучковой плазмы по скоростям близко к максвелловскому [5, 6], электронному газу пучковой плазмы может быть приписана некоторая температура T_e , типич-

ное значение которой равно 2 эВ [6]. Электроны из высокоэнергетичного «хвоста» распределения Максвелла при соударении с молекулами газа также способны производить их ионизацию, средняя частота ν_{ip} которой может быть оценена согласно выражению [5]:

$$\nu_{ip} = n_a \sqrt{\frac{8 \cdot kT_e}{\pi \cdot m_e}} \cdot \alpha_i \left(U_i + 2 \frac{kT_e}{e} \right) \cdot \exp\left(\frac{-eU_i}{kT_e} \right), \quad (3)$$

где k – постоянная Больцмана; n_a – концентрация молекул газа; e , m_e , T_e – заряд, масса и температура электронов; α_i – коэффициент пропорциональности [5]; U_i – первый потенциал ионизации молекулы газа.

Таким образом, генерацию частиц плазмы можно описать суммарным выходом ионизации $z_{i\Sigma}$, который равен сумме выходов ионизации ускоренными электронами пучка z_{iT} и электронами пучковой плазмы z_{ip} :

$$z_{i\Sigma} = z_{iT} + z_{ip} = z_{iT} + \nu_{ip} \cdot n(r), \quad (4)$$

где $n(r)$ – концентрация пучковой плазмы.

При низких и средних концентрациях плазмы, характерных для форвакуумного диапазона давлений, когда длина свободного пробега частиц превышает размеры плазменного образования, рекомбинация заряженных частиц будет происходить на стенках разрядной камеры [6], поэтому пренебрегаем рекомбинацией электронов и ионов в объеме плазмы. Тогда убыль частиц из объема плазмы будет происходить за счет амбиполярной диффузии, которая характеризуется коэффициентом D_a [6]. Таким образом, для нахождения радиального распределения концентрации пучковой плазмы $n(r)$ можно записать уравнение баланса частиц в стационарном режиме в цилиндрической геометрии:

$$-D_a \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} n(r) \right) + \nu_{ip} \cdot n(r) + z_{iT} = 0. \quad (5)$$

Выражение (5) является неоднородным дифференциальным уравнением Бесселя [7]. Для его решения разобьем рассматриваемую область пространства, занятого плазмой, на две области. Первая область – от центра пучка до его периферии ($0 < r < r_b$, где r_b – радиус пучка), вторая область – от границы пучка до стенки камеры ($r_b < r < R$, где R – расстояние от оси пучка до стенки камеры). Решением уравнения (5) будет функция Бесселя, имеющая вид

$$n(r) = \begin{cases} n_0 \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{\nu_{ip}}{D_a}} \cdot r \right) + \frac{z_{iT}}{\nu_{ip}}, & \text{при } 0 < r < r_b, \\ n(r_b) \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{\nu_{ip}}{D_a}} \cdot r \right), & \text{при } r_b < r < R, \end{cases} \quad (6)$$

где n_0 – концентрация плазмы на оси пучка; $n(r_b)$ – концентрация пучковой плазмы на границе пучка; $J_0(r)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Граничные условия для выражения (6) записывались в предположении, что концентрация плазмы вблизи стенки равна нулю [6], а в центре пучка – величине, равной отношению выхода ионизации ускоренными электронами пучка к сумме средних частот ионизации плазменными и пучковыми электронами:

$$\begin{cases} n(R) = 0, \\ n_0 = \frac{z_{iT}}{\nu_{ip} + \nu_{iT}}. \end{cases} \quad (7)$$

Радиальное распределение концентрации пучковой плазмы, определяемое выражением (6) с учетом граничных условий (7), и его сравнение с экспериментальными данными приведено на рис. 2. Результат приведен для энергии электронов 10 кэВ, тока пучка 10 мА, давления 10 Па. Рассчитанная концентрация на оси пучка – $1,3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$, экспериментально измеренная – $2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Рабочий газ – азот.

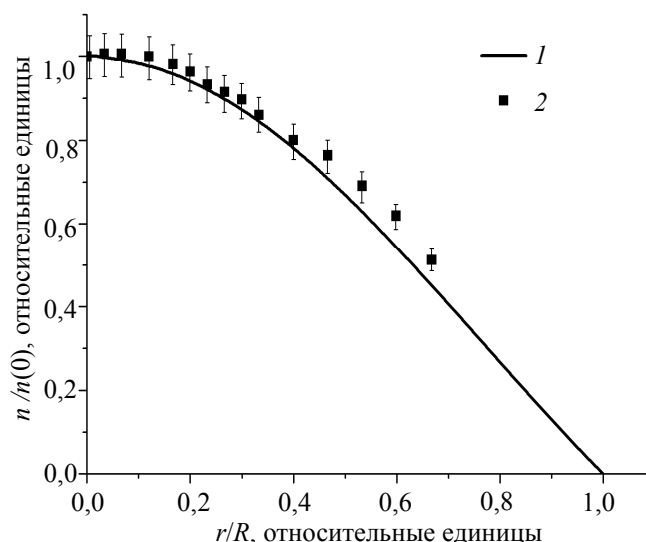
Для нахождения радиального распределения потенциала от оси пучка до стенки поделим пространство на две области – область пучковой плазмы и область ионного слоя между плазмой и стенкой и найдем распределение потенциала в каждой области.

Оценим разность потенциалов между плазмой и проводящей стенкой [6]:

$$\Delta\varphi_{pc} = \frac{k \cdot T_e}{e} \ln \left(\sqrt{\frac{M_i}{4\pi \cdot m_e}} \right), \quad (8)$$

где M_i – масса иона рабочего газа.

Рис. 2. Радиальное распределение концентрации пучковой плазмы $n(r)$:
1 – расчет; 2 – эксперимент



Поскольку характерные размеры рассматриваемого плазменного образования много больше радиуса Дебая ($r_D \approx 230$ мкм) [6], в области пучковой плазмы будет отсутствовать нескомпенсированный электрический заряд (т.е. будет выполняться условие квазинейтральности плазмы). Тогда распределение потенциала в пучковой плазме описывается уравнением Лапласа:

$$\Delta\varphi = 0. \quad (9)$$

Решением уравнения (9) будет константа, равная разности потенциалов плазмы и стенки, определяемая выражением (8).

Таким образом, распределение потенциала в области пучковой плазмы не зависит от радиуса и определяется электронной температурой и массой ионов рабочего газа:

$$\varphi(r) = \Delta\varphi_{pc} \quad (10)$$

Между плазмой и стенкой образуется ионный слой, создающий для плазменных электронов потенциальный барьер и препятствующий уходу электронов на стенку. Толщину ионного слоя Δl_c можно оценить согласно выражению, приведенному в [1]:

$$\Delta l_c = \frac{\left(\sqrt{\frac{\epsilon_0}{n_g}} \cdot \Delta\varphi_{pc}^{3/4} \right)}{(e \cdot k \cdot T_e)^{1/4}}, \quad (11)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; n_g – концентрация плазмы на границе «плазма–слой».

Для нахождения толщины слоя необходимо найти граничную концентрацию n_g . Для этого выбираем из (6) и подставляем в (11) такую концентрацию $n'(r)$, чтобы разность соответствующей ей координаты r' и расстояния до стенки камеры R была равна вычисленному значению толщины слоя Δl_c . Радиальное распределение потенциала в слое будет описываться уравнением Пуассона в цилиндрических координатах [5,7]:

$$\frac{d^2\varphi(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi(r)}{dr} = \frac{en(0)}{\epsilon_0} \cdot \left(\exp\left(\frac{e \cdot \varphi(r)}{kT_e}\right) - \frac{C}{\sqrt{1 - \frac{2e \cdot \varphi(r)}{kT_e}}} \right), \quad (12)$$

где $\varphi(r)$ – потенциал как функция радиальной координаты; C – константа нормировки.

Решение уравнения (12) ищем численным методом Рунге–Кутты, приняв для упрощения потенциал плазмы равным нулю. После нахождения решения подбираем константу C так, чтобы потенциал на границе с плазмой стал равен (8), а у стенки потенциал стал равным нулю. Таким образом, решение уравнения (12) описывает радиальное распределение потенциала в области ионного слоя.

На рис. 3 показано радиальное распределение потенциала во всем пространстве от оси пучка до стенки, для энергии электронов 10 кэВ, тока пучка 10 мА, давления 10 Па рабочего газа – воздуха. Пунктиром показана граница «плазма–слой», расстояние от оси пучка до стенки 0,15 м.

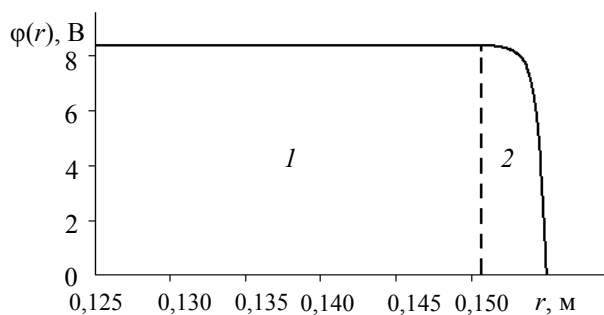


Рис. 3. Радиальное распределение потенциала в пучковой плазме (1) и ионном слое (2)

Заключение. Предложена физическая модель, позволяющая оценить радиальное распределение концентрации и потенциала плазмы, генерируемой ускоренным пучком электронов в форвакуумной области давлений. В модели предполагается, что вместе с пучковыми электронами вклад в ионизацию вносят и плазменные электроны из высокоэнергетичного «хвоста» максвелловской функции распределения по энергиям. При этом заряженные частицы покидают плазму в результате амбиполярной диффузии. Результаты моделирования удовлетворительно совпадают с данными эксперимента.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 12-08-00074, и Минобрнауки, проект № 7.3101.2011.

Литература

1. Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
2. Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
3. Бурачевский Ю.А. Синтез диэлектрической пленки на поверхности кремния в плазме несамостоятельного тлеющего разряда с полым катодом / Ю.А. Бурачевский, Д.Б. Золотухин // Доклады Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники. – 2012. – № 1 (25). – С. 40–46.
4. Золотухин Д.Б. Моделирование методом Монте-Карло упругого и неупругого рассеяния электронного пучка в газе / Д.Б. Золотухин, В.А. Бурдовицин // Доклады Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники. – 2012. – № 2 (26). – С. 55–58.
5. Левитский С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике: учеб. пособие для вузов. – Киев: Изд-во Киев. ун-та, 1964. – 210 с.
6. Голант В.Е. Основы физики плазмы / В.Е. Голант, А.П. Жилинский, И.Е. Сахаров. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
7. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям: пер. с нем. – 4-е изд., испр. – М.: Наука: Гл. ред. физ.-мат. лит. 1971. – 576 с.

Золотухин Денис Борисович

Аспирант каф. физики ТУСУРа
Эл. почта: ZolotukhinDen@gmail.com
Тел.: (382-2) 41-33-69

Климов Александр Сергеевич

Доцент каф. физики ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-33-69
Эл. почта: Klimov@main.tusur.ru

Зенин Алексей Александрович

Аспирант каф. физики ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-33-69
Эл. почта: Zenin1988@gmail.com

Zolotukhin D.B., Klimov A.S., Zenin A.A.

The parameters of the plasma generated by an electron beam in a fore-vacuum pressure range

This paper contains the mathematical model and the experimental data of the quasi-neutral plasma density and plasma potential radial distribution. Plasma was generated by the electron beam accelerated to 10 keV in a fore-vacuum pressure range. The simulation result adequately describes the experimental data.

Keywords: beam plasma, fore-vacuum plasma electron source.