

01:04

©1995 г.

О ДЕФОРМАЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА В УСКОРЯЮЩЕМ ПРОМЕЖУТКЕ ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ПОВЫШЕННОМ ДАВЛЕНИИ

В.А.Груздев, В.Г.Залесский, О.Н.Петрович

Полоцкий государственный университет,
211440, Полоцк, Беларусь
(Поступило в Редакцию 10 июня 1994 г.
В окончательной редакции 26 сентября 1994 г.)

Численным методом анализируется деформация функции расщепления потенциала в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении до момента формирования вторичной плазмы. Рассмотрены две модели источников: приближающаяся к плоскому диоду и с "точечным" плазменным эмиттером. Установлено значительное различие параметров вторичной плазмы в рассмотренных моделях.

Введение

Давление газа в источниках электронов с плазменным эмиттером (ПИЭЛ) обычно превышает давление в вакуумных электронно-оптических структурах, поэтому ионизационные процессы в ускоряющем промежутке ПИЭЛ могут приводить к более существенному влиянию ионного обменного заряда или возникающей вторичной плазмы на профиль потенциала в промежутке. Очевидно, что деформация потенциала в ускоряющем промежутке объемным ионным зарядом или вторичной плазмой при любых условиях эмиссии в ПИЭЛ, рассмотренных в работах [1,2], приводит к повышению коэффициента переключения тока разряда в пучок, к смещению эмиттирующей границы плазмы и изменению условий первичного формирования пучка. Эффекты накопления объемного ионного заряда ρ_i или эволюции вторичной плазмы (ВП) могут вызвать нестабильность параметров ПИЭЛ при повышенных давлениях.

Деформация потенциала ионизационными процессами в двухэлектродном промежутке рассматривалась в работах [3,4] для полубесконечной плоской модели промежутка. Однако использованная модель

существенно отличается от условий в ПИЭЛ, где эмиттирующая плазменная граница подвижна и поэтому плотность тока эмиссии связана со степенью деформации профиля потенциала. Кроме этого, в [3,4] на критерий образования ВП в промежутке принималось появление в функции распределения ускоряющего потенциала области с нулевым градиентом — “плато”. Однако время жизни электронов в области “плато” на несколько порядков меньше, чем ионов, поэтому критерием образования ВП целесообразно считать появление в функции потенциала “купола” с разницей потенциалов в точках экстремума φ_{\max} и $\varphi_{\min} (2-3)kT_e$. Использование такого критерия приведет к повышению потенциала ВП в сравнении с полученными в [3,4].

В работе [2] показана возможность существования ВП при повышенных давлениях в ПИЭЛ. Однако эту возможность нельзя однозначно отождествлять с возможностью образования ВП, так как определенные ограничения на эволюцию ВП могут быть наложены условием существования плазмы в эмиссионном канале [5] или в системе каналов, как в ПИЭЛ с сеточной стабилизацией [6].

Таким образом, влияние ионизационных процессов на профиль ускоряющего потенциала, на условия эмиссии и параметры ПИЭЛ при повышенных давлениях исследовано недостаточно. Ниже приведены результаты анализа деформации профиля ускоряющего потенциала ионизационными процессами в ПИЭЛ, токопрохождение в которых можно рассматривать в приближении плоского ленгмюровского электронного слоя, и в ПИЭЛ с “точечным” эмиттером.

Модели ПИЭЛ

При анализе деформации ускоряющего потенциала ионизационными процессами для рассматриваемых моделей ПИЭЛ (схема ПИЭЛ приведена на рис. 1) сделаны следующие общие допущения: эффективное сечение ионизации эмиттированными электронами определяется формулой Моргулиса [7]; ионизация газа вторичными электронами, возникающими в промежутке, не учитывается; движение ионов в ускоряющем промежутке осуществляется в столкновительном режиме; плотность электронного тока в промежутке ускорения равна плотности тока эмиссии и одинакова по сечению пучка; граница эмиттирующей (первичной) плазмы подвижна.

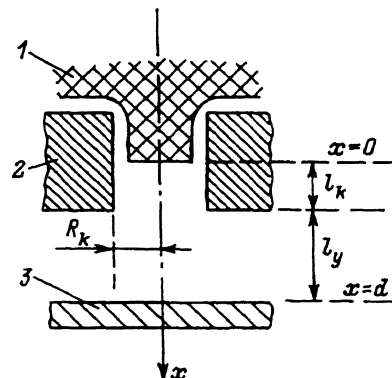


Рис. 1. Схема ПИЭЛ.

1 — первичная плазма, 2 — электрод с эмиссионным каналом. 3 — ускоряющий электрод.

Возмущение профиля ускоряющего потенциала объемным ионным зарядом оценивалось последовательными циклами с коротким временным интервалом Δt , при котором максимальное изменение потенциала на один цикл на любой координате промежутка не превышало 10% от конечного значения потенциала в предыдущем цикле. За начальный профиль ускоряющего потенциала принималось "вакуумное" распределение потенциала.

В модели ПИЭЛ как плоского диода (модель А), когда протяженность промежутка ускорения сравнима с диаметром электронного пучка ($l_k + k_y \sim 2R_k$), "вакуумный" профиль φ_B ускоряющего потенциала определялся суммированием потенциалов, полученных из одномерного уравнения Пуассона для электронов

$$\frac{d^2 \varphi_e}{dx^2} = \frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \quad (1)$$

при условиях

$$\varphi_e|_{x=d} = 0, \quad \varphi_e|_{x=0} = 0,$$

и потенциала, создаваемого системой электродов φ^* . Для осевого распределения потенциала φ в канале использовалось выражение, приведенное в [8, с. 136],

$$\varphi^*(x) = 0.267 \varphi_y \frac{R_k}{l_y} \exp\left(-2.36 \frac{l_k - x}{R_k}\right) \quad \text{для } 0 \leq x \leq l_k. \quad (2a)$$

Вне канала профиль потенциала φ^* принимался линейным

$$\varphi^*(x) = 0.267 \varphi_y \frac{R_k}{l_y} + c(x - l_k) \quad \text{для } l_k \leq x \leq d, \quad (2b)$$

что близко к условиям в высоковольтных технологических ПИЭЛ, где c — константа, определяемая из условия

$$\varphi^*|_{x=d} = \varphi_y,$$

φ_y — потенциал ускоряющего электрода, $d = l_y + l_k$, l_y — расстояние между ускоряющим электродом и электродом с каналом, l_k — расположенная в канале часть промежутка ускорения, R_k — радиус канала, x — текущая координата,

$$\rho_e = \frac{j_e}{v_e}, \quad v_e = \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} (\varphi^*(x))^{1/2}.$$

При этом первоначальное (при $t = 0$) положение границы эмиттирующей (первичной) плазмы (т.е. координаты $x = 0$ с потенциалом $\varphi_B = 0$) определялось по заданной плотности тока эмиссии j_e и условию на границе первичной плазмы $d\varphi_B/dx = 0$.

Возмущенный потенциал $\varphi^{(k)}$ в каждом временном цикле Δt определялся суммированием предыдущего профиля потенциала и потенциала $\varphi_i^{(k)}$, обусловленного ионным объемным зарядом, образовавшимся

в текущем временном цикле. Для этого методом конечных разностей решались уравнения Пуассона и непрерывности для ионов

$$\frac{d^2 \varphi_i^{(k)}}{dx^2} = \frac{\rho_i^{(k)}}{\varepsilon_0}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_i^{(k)}}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho_i^{(k)} \mathbf{v}_i^{(k)}) + \rho_g^{(k)}, \quad (4)$$

где индекс k соответствует текущему временному циклу;

$$\rho_g^{(k)} = j_e p Q_{i0}^{(k)}(x)$$

— ионный заряд, генерируемый за единицу времени в единице объема ускоряющего промежутка в k -м цикле; p — давление газа в промежутке;

$$Q_{i0}^{(k)}(x) = \alpha(\varphi^{(k)}(x) - \tilde{\varphi}) \exp\left(-\frac{\varphi^{(k)}(x) - \tilde{\varphi}}{b}\right)$$

— эффективное сечение ионизации; α, b — константы для $p = 1$ Па и соответствующего газа; $\tilde{\varphi}$ — потенциал ионизации газа;

$$\mathbf{v}_i^{(k)} = -\mu_i \operatorname{grad}(\varphi^{(k)}(x));$$

μ_i — подвижность ионов.

В модели ПИЭЛ с “точечным” эмиттером (модель В), когда протяженность промежутка ускорения значительно превосходит диаметр электронного пучка ($d \gg 2R_k$), “вакуумное” распределение ускоряющего потенциала также можно определить, как и в модели А. Однако для упрощения “вакуумное” распределение потенциала в модели В задавалось функцией, качественно отражающей реальные условия в ПИЭЛ (близкое к ленгмюровскому распределение потенциала вблизи эмиттирующей границы плазмы в эмиссионном канале и заметное перенапряжение относительно ленгмюровского распределения потенциала между электродами ускоряющего промежутка),

$$\varphi_b(x) = a j_e^{2/3} \frac{x^{4/3}}{(1 - sx/d)^{2/3}}, \quad (5)$$

где a и s — константы.

Оценки плотности объемного заряда $\rho_i(x)$ по (4) показали, что объемный ионный заряд локализуется вблизи эмиттирующей границы плазмы в интервале x , близком к радиусу пучка R , и поэтому для упрощения расчетов $\rho_i(x)$ представляется в виде шарового образования. Потенциал при таком представлении ионного объемного заряда φ_i определялся двумя уравнениями:

$$\frac{d^2 \varphi_i^{(k)}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi_i^{(k)}}{dr} = 0 \quad (6)$$

для области $R < r < d - R$, где $\rho_i(x)/\rho_{i\max} \leq 0.05$, а также

$$\frac{d^2\varphi_i^{(k)}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi_i^{(k)}}{dr} = -\frac{\rho_i^{(k)}}{\varepsilon_0} \quad (7)$$

для $-R < r < R$, где $\rho_i(x)/\rho_{i\max} \geq 0.05$.

Решение (6) дает распределение потенциала вне области сферически ограниченного ионного объемного заряда в виде

$$\varphi_i^{(k)} = \frac{q_i^{(k)}}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{d-R} \right), \quad (8)$$

где

$$q_i^{(k)} = 4\pi \int_0^R (r-R)^2 \rho_i^{(k)}(r) dr$$

— полный ионный заряд в области локализации $\rho_i^{(k)}$.

Из (8) определяются граничные условия для уравнения (7)

$$\varphi_i^{(k)} \Big|_{r=R} = \frac{q_i^{(k)}}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{d-R} \right), \quad \frac{d\varphi_i^{(k)}}{dr} \Big|_{r=R} = -\frac{q_i^{(k)}}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{R^2}, \quad (9)$$

Переменная r в осевом направлении связана с координатой x соотношением $r = x - R$. Уравнения (4) и (7) с граничными условиями (9) решались численно методом конечных разностей.

В обеих моделях ПИЭЛ при переходе от k -го временного интервала к $(k+1)$ -му интервалу учитывалось смещение эмиттирующей границы плазмы вследствие возмущения $\varphi^k(x)$ ионным объемным зарядом, а для модели В учитывалось и изменение плотности тока эмиссии с использованием уравнения:

$$j_e^{(k+1)} = j_e^{(k)} \exp\left(\frac{\Delta z^k}{R}\right), \quad (10)$$

где $j_e^{(0)}$ — плотность электронного тока эмиссии невозмущенной первичной плазмы; $\Delta z^{(k)}$ — смещение границы эмиттирующей плазмы, которое удовлетворительно описывает приведенную в [9] зависимость осевой плотности плазмы в эмиссионном канале; величина Δz^k определялась как протяженность плоского ленгмюровского электронного слоя при потенциале, установившемся на координате $x^{(k-1)} = 0$ в рассматриваемом временном интервале.

Результаты численного анализа эволюции первоначального “вакуумного” осевого профиля потенциала в промежутке ускорения ПИЭЛ приведены на рис. 2,3. Положение границы первичной плазмы для вакуумного профиля потенциала при различных φ_y на рис. 2 и 3 совмещены. Как можно было ожидать, в обеих рассмотренных моделях область генерации ρ_i в значительной степени локализована около координаты с потенциалом, соответствующим максимуму функции эффективного сечения ионизации газа электронным ударом, т.е. вблизи эмиттирующей границы первичной плазмы. Однако критерий образования вторичной плазмы выполняется при существенно отличающихся для различных моделей значениях φ_{\max} (рис. 2,3), которые принимаются за потенциал вторичной плазмы. Соответственно различаются и координаты зарождения вторичной плазмы. Эти отличия обусловлены тем, что в модели А функция φ_i является линейно убывающей от области локализации ρ_i к ускоряющему электроду, а в модели В функция φ_i близка к гиперболической, т.е. наведенный ионным объемным зарядом потенциал спадает значительно быстрее.

Так как в модели А максимум функции φ_i , необходимый для выполнения критерия образования вторичной плазмы, оказывается значительно выше, чем в модели В, то время формирования вторичной плазмы (накопления необходимого значения $\rho_{i\max}$) для этих моделей также оказывается существенно различным и составляет соответственно 10^{-7} и 10^{-9} с для использованных при анализе значений параметров j_e, p, φ_y . Эффект снижения давления газа (концентрации нейтралов) вследствие его ионизации на полученные значения времени формирования плазмы (по порядку величин) не влияет. Снижение давления оценивалось при допущении, что образовавшиеся ионы не рекомбини-

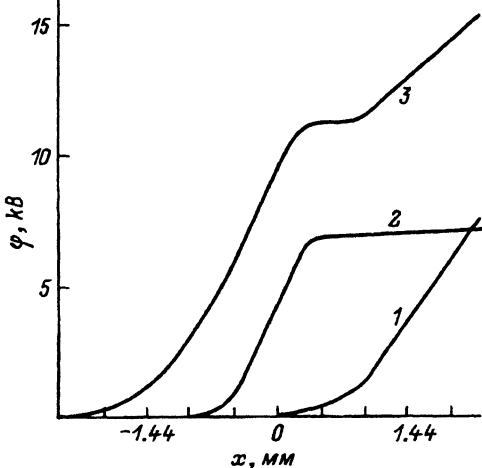


Рис. 2. Распределение потенциала в ускоряющем промежутке (модель А).

1 — “вакуумный” профиль; 2, 3 — распределение потенциала в момент выполнения критерия образования ВП, $p = 0.5065$ Па, $j_e = 30\,000$ А/м²; φ_y , кВ: 1, 3 — 30, 2 — 7.

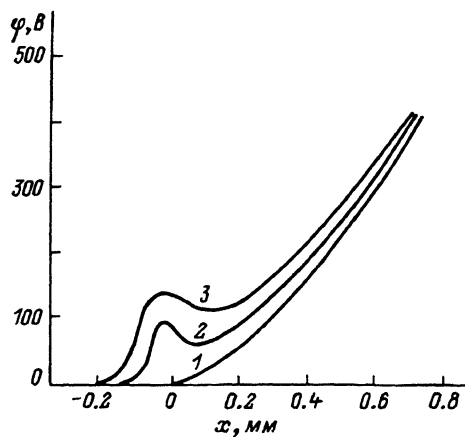


Рис. 3. Распределение потенциала в ускоряющем промежутке (модель В).

1 — “вакуумный” профиль; 2, 3 — распределение потенциала в момент выполнения критерия образования ВП, $p = 0.5065$ Па, $j_e^{(0)} = 30\,000$ А/м²; φ_y , кВ: 1, 3 — 30, 2 — 7.

рукот и выбывают из области ионизации, по близкому к приведенному в работе [10] соотношению

$$p(t) = p_0 \left[\frac{v_n}{2dB} + \left(1 - \frac{v_n}{2dB} \right) \exp(-Bt) \right],$$

где

$$B = \frac{v_n}{2d} + \frac{j_e Q_{i0} k T_n}{e},$$

$p|_{t=0} = p_0$, T_n — температура газа, v_n — тепловая скорость молекул газа.

При значительном проникновении поля ускоряющего электрода через эмиссионный канал (случай короткого канала $l_k/R_k < 1$) максимум функции $\rho_i(x)$ может формироваться внутри разрядной камеры. В этом случае влияние ρ_i на профиль потенциала в остальной части промежутка ускорения ограничено эмиссионным каналом и потенциал вторичной плазмы даже в модели плоского диода может быть значительно ниже полученного для модели А. По-видимому, этот потенциал может существенно превышать значения потенциала “вакуумного” профиля на границе эмиссионного канала со стороны разрядной камеры. Как показали оценки проникновения поля ускоряющего электрода через эмиссионный канал, этот потенциал может достигать только несколько сотен вольт для короткого канала при $(l_k/R_k \lesssim 0.5$ и $\varphi_y/l_y \gtrsim 2$ кВ/мм), что типично для технологических ПИЭЛ.

Потенциал вторичной плазмы в рассмотренных моделях возрастает с повышением ускоряющего потенциала (рис. 2, 3). Однако в модели В он остается сравнительно низким ($\varphi_{\max}/\varphi_y \sim 10^{-2}$) в исследованном диапазоне значений j_e, p . В модели А потенциал вторичной плазмы достигает величины φ_y (случай прианодной плазмы) или величины одного порядка с φ_y ($\varphi_{\max}/\varphi_y \sim 1-0.3$).

Зависимость потенциала вторичной плазмы от давления (рис. 4) получена для модели В. Увеличение φ_{\max} с повышением p можно объяснить расширением области интенсивности ионизации газа электронным пучком. Снижение степени локализации $\rho_i(x)$ приводит, как показал численный анализ, к смещению координаты точки с потенциалом φ_{\min} к ускоряющему электроду и, следовательно, к повышению φ_{\min} и φ_{\max} .

За время формирования вторичной плазмы для обеих моделей (А и В) получено значительное смещение эмиттирующей границы первичной плазмы в эмиссионный канал (рис. 2, 3). Однако вторичная плазма

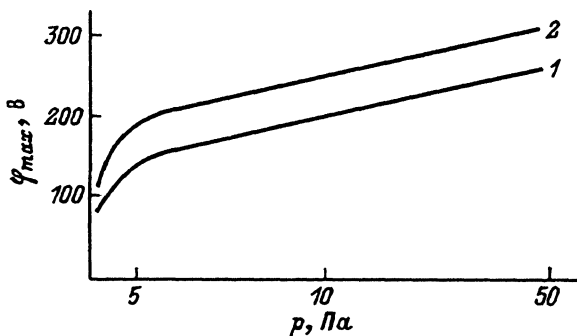


Рис. 4. Зависимость потенциала ВП от давления. φ_y , кВ: 1 — 7, 2 — 30.

в модели А имеет значительно больший потенциал, чем в модели В. Поэтому смещение эмиттирующей границы первичной плазмы в модели А за время формирования вторичной плазмы оказывается больше. Из этого следует, что во время формирования вторичной плазмы в ПИЭЛ, приближающихся к модели А, можно ожидать более сильного влияния ионизации газа в ускоряющем промежутке на коэффициент переключения тока, чем в ПИЭЛ с “точечным” эмиттером.

Заключение

Таким образом, ионизация газа в ускоряющем промежутке ПИЭЛ может приводить к значительной неустойчивости распределения потенциала в нем и, следовательно, к неустойчивости эмиссионных и электронно-оптических характеристик на стадии формирования вторичной плазмы.

Для ПИЭЛ, приближающихся по параметрам ускоряющего промежутка к плоскому диоду, характерно образование высокопотенциальной (прианодной) плазмы и большая степень деформации “вакуумного” распределения потенциала, чем в ПИЭЛ с “точечным” эмиттером, в которых образуется низкопотенциальная (прикатодная) вторичная плазма.

Для анализа неустойчивости эмиссионных и электронно-оптических характеристик ПИЭЛ при повышенном давлении в более широком временном диапазоне, чем рассмотрено в настоящей работе, необходимо исследовать эволюцию вторичной плазмы, образующейся в ускоряющем промежутке.

Список литературы

- [1] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681–687.
- [2] Галанский В.Л., Груздев В.А., Илюшенко В.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 4. С. 58–67.
- [3] Крейнделъ Ю.Е., Литвинов Е.А., Садовская Е.Ю. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 47–53.
- [4] Крейнделъ М.Ю., Литвинов Е.А. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 5. С. 159–163.
- [5] Крейнделъ Ю.Е., Никулин С.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208–1209.
- [6] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 687–693.
- [7] Грановский В.Л. Электрический ток в газах. Т. 1. М.; Л.: ГИТТЛ, 1952. 323 с.
- [8] Назаренко О.К., Кайдалов А.А., Ковбасенко С.Н. и др. Электронно-лучевая сварка / Под ред. Б.Е.Патона. Киев: Наукова думка, 1987. 256 с.
- [9] Галанский В.Л., Груздев В.А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 168–170.
- [10] Гаврилов Н.В., Крейнделъ Ю.Е. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 1. С. 66–72.