

04;10;12

Электрическая прочность ускоряющего промежутка в плазменном источнике заряженных частиц

© С.Ю. Удовиченко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова,
189631 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 18 марта 1998 г. В окончательной редакции 6 октября 1999 г.)

Исследуется электрическая прочность ускоряющего промежутка плазменных источников электронов и ионов при наличии пучковой плазмы за ускоряющим электродом. Для биполярного режима, когда ионизацией газа в ускоряющем промежутке можно пренебречь, найдены условия перезамыкания плазменного разряда источника с пучковой плазмой и срыва эмиссионного тока.

Введение

Электронные и ионные пучки, получаемые из плазменных источников, транспортируются в остаточной газовой среде. Натекание газа в ускоряющий зазор и дрейфовое пространство пучка происходит из самого источника. При формировании сильноточных пучков заряженных частиц в фокусирующих устройствах с магнитооптикой и при транспортировке на большое расстояние применяют принудительный напуск газа с целью уменьшения влияния объемного заряда на динамику быстрых частиц. В этих условиях за ускоряющим электродом в результате ионизации пучком атомов газа образуется плазма, которая и компенсирует объемный заряд ускоренных частиц. Плотность плазмы может значительно превышать плотность частиц пучка. Из пучковой плазмы в ускоряющий промежуток отбираются заряженные частицы противоположного знака по отношению к пучку, вытягиваемому из плазменного источника.

Электрический пробой ускоряющего промежутка ограничивает предельные режимы работы плазменных источников. Условия пробоя определяются свойствами плазмы в источнике и за ускоряющим электродом, а также характеристиками самого промежутка. Длина промежутка в свою очередь зависит от свойств пучковой плазмы и плазмы источника.

Зажигание несамостоятельного разряда в ускоряющем промежутке электронного источника с накаленным катодом исследовано в работах [1–3]. Найдены условия пробоя промежутка, учитывающие ионизацию газа электронным пучком и частичную компенсацию объемного заряда пучка ионами, поступающими из плазмы за ускоряющим электродом.

Основное отличие плазменных эмиттеров от термоэлектронных пушек заключается в том, что при отборе электронов или ионов из плазмы ограничения тока объемным зарядом быть не может. Ток, протекающий в ускоряющем промежутке, является током насыщения и определяется плотностью и температурой плазмы источника. Изменение этих параметров при постоянном ускоряющем напряжении приводит к перемещению эмиттирующей плазменной поверхности, при котором на этой поверхности восстанавливается нулевая напряженность

электрического поля. В работе [4] исследовалось условие электрического пробоя ускоряющего промежутка при отборе электронов с плазменной поверхности, когда их объемный заряд частично скомпенсирован в результате ионизации газа в промежутке. Однако полученное уравнение, описывающее условие зажигания разряда, не имеет решения для случая превышения эмиссионной способности плазмы источника над пропускной способностью промежутка. Отметим, что результаты этой работы не нашли отражения в последующей монографии [5].

Обратный электронный ток, поступающий из пучковой плазмы, значительно превышает ток из ионного источника и приводит к повышенному выделению мощности на плазменном электроде. Поэтому для формирования ионного пучка используют сначала ускоряющий, а потом замедляющий электрод, при этом электроны из пучковой плазмы не могут попасть в источник. Уменьшить обратный электронный ток из пучковой плазмы в источник можно с помощью поперечного магнитного поля в ускоряющем промежутке. В ионном источнике [6] с замкнутым дрейфом электронов, когда электронный ларморовский радиус равен длине промежутка, обеспечиваются компенсация объемного заряда и значительное увеличение тока ионного пучка. Однако поперечное магнитное поле искажает траектории ускоренных ионов. При формировании прецизионных ионных пучков возникает необходимость скомпенсировать их объемный заряд с помощью обратного электронного тока в отсутствие внешнего магнитного поля. Это позволяет снизить влияние объемного заряда на динамику ионного пучка и свести к минимуму нелинейные искажения его фазовых характеристик.

В данной работе исследуется электрическая прочность ускоряющего промежутка плазменных источников электронов и ионов с высокой эмиссионной способностью при наличии пучковой плазмы за ускоряющим электродом и при пониженном давлении газа, когда движение заряженных частиц в промежутке происходит в режиме свободного пролета. Покажем, что в такой постановке задачи определяющим критерием прочности ускоряющего промежутка является не ионизационный процесс, а протяженность слоя объемного заряда между плазмой источника и пучковой плазмой.

Плазменный источник электронов

Рассмотрим плоский плазменный диод, который состоит из эмиттирующей электроны плазменной поверхности; ускоряющего промежутка длиной x_A между эмиттирующей поверхностью и электродом под потенциалом φ_A ; поверхности пучковой плазмы, совпадающей или не совпадающей с поверхностью электрода. В слое объемного заряда между двумя поверхностями плазмы протекают электронный ток с плотностью j_e и обратный ионный ток с плотностью j_i .

Будем считать, что ионы и электроны в слое движутся в режиме свободного полета и ионизация газа производится только первичными электронами. Уравнение Пуассона в этом случае имеет вид [3]

$$\frac{d^2y}{dz^2} = \frac{4}{9} \frac{j_e}{j_{e0}} \left[\frac{1}{y^{1/2}} - \frac{\alpha_e}{(1-y)^{1/2}} - \eta_{e1} \int_{\xi(z)}^1 \frac{\sigma_i^e(y')/\sigma_0}{[y'(z') - y(z)]^{1/2}} dz' \right], \quad (1)$$

где $y = \varphi/\varphi_A$; φ — потенциал электрического поля; $z = x/x_A$; x — координата вдоль направления эмиссии электронов; $\alpha_e = (j_i/j_e)(m_i/m_e)^{1/2}$; $\eta_{e1} = n_{gC}x_A\sigma_0(m_i/m_e)^{1/2}$; $\sigma_i^e = \sigma_0(I/\varphi_{AY})(1 - I/\varphi_{AY})$; σ_0 — максимальное сечение ионизации газа электроном; I — потенциал ионизации; n_{gC} — плотность газа в слое; $\xi(z) = z$ при $z \in [z(I/\varphi), 1]$ и $\xi(z) = z(I/\varphi)$ при $z \in [0, z(I/\varphi)]$; $j_{e0} = en_{e0}(kT_{eS}/2\pi m_e)^{1/2}$ — плотность теплового тока из плазмы источника; n_{e0} , T_{eS} — плотность и температура электронов.

Электронный ток, протекающий в ускоряющем промежутке, является током насыщения $j_{e0} = (2e/m_e)^{1/2} \times (\varphi_A^{3/2}/9\pi x_A^2)$, и параметр x_A определяет протяженность слоя объемного заряда между установившейся плазменной границей источника с координатой $x = 0$ и ускоряющим электродом в отсутствие ионизации газа и ионного тока из пучковой плазмы.

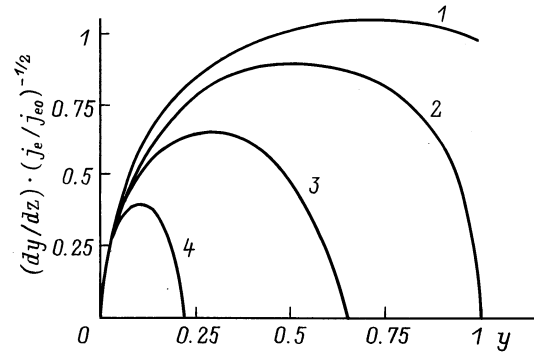
Распределение электрического поля в слое найдем, проинтегрировав (1) с учетом нулевого граничного условия на плазменном эмиттере, $(dy/dz)_{z=0} = 0$

$$\frac{dy}{dz} = \frac{4}{3} \left(\frac{j_e}{j_{e0}} \right)^{1/2} \left\{ y^{1/2} + \alpha_e [(1-y)^{1/2} - 1] \right\}^{1/2}. \quad (2)$$

Уравнение (2) получено при условии пренебрежения ионизацией газа электронным пучком

$$n_{gC} \ll \frac{4\alpha_e}{3x_A\sigma_0} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{\varphi_A}{I} \right)^{1/4} \left(\frac{j_e}{j_{e0}} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь использованы оценка интегралов в уравнении (1), проведенная в работе [1], $\max \Phi(y = \varphi/I) \leq 1$ и замена переменной на $y = \varphi/\varphi_A$, а также первое приближение для поля $dy/dz \approx (4/3)(j_e/j_{e0})^{1/2}y^{1/4}$ в области основного вклада в интеграл ($y \ll 1$) при $\alpha_e \ll (\varphi_A/I)^{1/2}$.



Распределение электрического поля в зависимости от параметра y : $\alpha_e = 0.5$ (1), 1 (2), 2 (3), 4 (4).

Коэффициент α_e определяется условиями создания плазмы пучком за ускоряющим электродом. Учитывая, что из этой плазмы в слой поступает тепловой ток ионов, для α_e имеем следующее выражение:

$$\alpha_e = 0.4 \frac{n_{iA}}{n_{eA}} \left(\frac{kT_{eA}}{e\varphi_A} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где n_{eA} — плотность электронов пучка за ускоряющим электродом, T_{eA} — температура электронов, n_{iA} — плотность ионов пучковой плазмы.

Считаем, что все ионы пучковой плазмы, направляющиеся к границе, уходят в слой, т.е. всегда идет ток насыщения. Для определения степени превышения плотности плазмы над плотностью электронного пучка используем результаты работы [7]

$$\frac{n_{iA}}{n_{eA}} = \left(\frac{2e\varphi_A}{m_e} \right)^{1/2} \frac{\sigma_i^e(\varphi_A)n_{gA}r_b^2\nu_{i0}}{4v_s^2} \ln \frac{R_A}{r_b}, \quad (5)$$

где $\sigma_i^e(\varphi_A)$ — абсолютная величина сечения ионизации газа электронами при $\varphi = \varphi_A$; n_{gA} — плотность газа за электродом; r_b — радиус пучка, R_A — радиус кожуха; $v_s = (kT_{eA}/m_i)^{1/2}$ — скорость ионного звука, с которой ионы уходят из плазмы на стенку камеры; T_{iA} — температура ионов; $\nu_{i0} = (32\sigma_{ex}/3^{1/2})n_{gA}(kT_{iA}/m_i)^{1/2}$ — частота столкновений ионов плазмы с атомами газа при резонансной перезарядке [8]; σ_{ex} — сечение резонансной перезарядки.

При получении выражения (5) считалось, что образованная пучком плазма движется в радиальном направлении в режиме амбиполярной диффузии и гибнет на стенках кожуха. Если длина дрейфа пучка $L \gg R_A$, то амбиполярным электрическим полем и неоднородностью плазмы вдоль пучка можно пренебречь.

Анализ распределения электрического поля (2) в зависимости от переменной y показывает (см. рисунок), что при низком давлении газа ($\alpha_e < 1$) поле на границе ускоряющего электрода отлично от нуля и граница пучковой плазмы отодвигается за электрод. С ростом давления газа при $\alpha_e = 1$ граница плазмы совпадает с поверхностью электрода и при $\alpha_e > 1$ поле

обращается в нуль внутри ускоряющего промежутка в точке $y_{1e} = 4\alpha_e^2/(1 + \alpha_e^2)$. В последнем случае появляется потенциальная яма для ионов, выходящих из пучковой плазмы. Эта яма заполняется до тех пор, пока не обратится в нуль с точностью до поля в плазме. В результате область между y_{1e} и $y = 1$ заполняется плазмой. Движение границы пучковой плазмы в глубь ускоряющего промежутка с ростом давления газа наблюдалось экспериментально [9].

Распределение потенциала по длине заряженного слоя определяется путем интегрирования (2)

$$z = \frac{3}{4} \left(\frac{j_{e0}}{j_e} \right)^{1/2} \int_0^y \{y^{1/2} + \alpha_e [(1-y)^{1/2} - 1]\}^{-1/2} dy + z_0, \quad (6)$$

где z_0 — координата границы плазмы источника.

Входящий в (6) интеграл $F(y)$ заменой переменной сводится к эллиптическому интегралу [5], т.е. является табулированной функцией, или рассчитывается численно.

Положение эмиттирующей поверхности в источнике связано с эмиссионной способностью самой плазмы. Повышение эмиссионной способности плазмы источника происходит за счет поступающего в нее из ускоряющего промежутка ионного тока. Попадающие в плазму ионы вызывают локальное повышение плотности положительного заряда, что при сохранении квазинейтральности плазмы приводит к соответствующему повышению плотности электронов, а следовательно, и к росту электронного тока эмиссии. В отсутствие обратного ионного тока граница плазмы источника занимает начальное положение ($z_0 = 0$ при $y = 0$). В условиях повышенного эмиссионного тока граница плазмы источника сдвигается в глубь ускоряющего промежутка. Экспериментальная проверка этого вывода дана в [5,10]. Длина заряженного слоя в этом случае, согласно (6), определяется выражением

$$z_1 - z_0 = \frac{3}{4} F(y_{1e}) \left(\frac{j_{e0}}{j_e} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где z_1 — координата границы пучковой плазмы, y_{1e} — потенциал на этой границе, интеграл $F(y_{1e})$ определен в (6).

Эмиссионную способность плазмы источника определим аналогично [5]. Основным процессом взаимодействия ионов с плазмой источника при высоком давлении газа является перезарядка. Значительная часть ионов перезарядается резонансным образом на нейтральных атомах газа вблизи границы токоотбора электронов и за счет диффузии уходит из этой области. Ионный пучок вносит существенную продольную неоднородность по сравнению с радиальной неоднородностью при амбиполярной диффузии плазмы поперек пучка. Уравнение одномерной диффузии перезарядившихся ионов с учетом

уравнения баланса частиц ионного пучка имеет вид

$$D_A \frac{d^2 n_i(z)}{dz^2} = \frac{j_i}{e} \sigma_{ex} n_{gs} \exp(\sigma_{ex} n_{gs} z),$$

где $z \leq 0$; $D_A(dn_i/dz) = 0$ при $z = 0$; $n_i = n_{i0}$ при $j_i = 0$; $D_A = 2T_{eS}/m_i \nu_{i0}$; частота резонансной перезарядки ν_{i0} определена в (5); сечение резонансной перезарядки σ_{ex} можно считать постоянным и одинаковым для первичных и вторичных ионов вплоть до энергии 30 keV. Двойное интегрирование уравнения (8) определяет прирост плотности электронов на границе плазмы ($z = 0$) при $n_i(z) = n_e(z)$ и $n_{i0} = n_{e0}$.

Электронную плотность тока эмиссии из плазмы источника можно представить в виде

$$j_{e0}^* = j'_{e0} + \gamma_e j_i, \quad (9)$$

где $\gamma_e = (kT_{eS}/2\pi m_e)^{1/2} (D_A n_{gs} \sigma_{ex})^{-1} = (16k/\sqrt{3\pi}) \times (T_{iS} m_i / 2T_{eS} m_e)^{1/2}$ — коэффициент ионно-электронной эмиссии плазмы, T_{iS} — температура ионов в источнике, $T_{eS} \gg T_{iS}$; $j_i = \alpha_e j_e (m_e/m_i)^{1/2}$; j'_{e0} — вакуумная составляющая плотности тока в ускоряющем промежутке длиной z_1 до изменения положения границы плазмы источника. Полный ток в заряженном слое складывается из вакуумной составляющей и тока, связанного с компенсацией объемного заряда электронного пучка. Полагая, что характер распределения потенциала в слое в присутствии обратного ионного тока не изменяется [4], вакуумную составляющую плотности тока можно представить

$$j'_{e0} = j_{e0}/z_1^2, \quad j_{e0}^* = j_{e0}/(z_1 - z_0)^2, \quad (10)$$

где j_{e0} — вакуумная плотность тока в зазоре длиной $z = 1$.

Совместное решение уравнений (7), (9) и (10) дает условие

$$1 - \alpha_e \gamma_e \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} F^2(y_{1e}) = \left(1 - \frac{z_0}{z_1} \right)^2, \quad (11)$$

при котором происходят перезамыкание плазменного разряда источника с пучковой плазмой ($z_1 = z_0$) и срыв электронного тока в ускоряющем промежутке. Отметим, что условие пробоя промежутка (11) связано не только с критической плотностью газа в зазоре, но и с плотностью газа в источнике и в канале свободного дрейфа электронного пучка за ускоряющим электродом. Перепад давления газа в источнике и в ускоряющем промежутке может составлять два порядка и более.

Плазменный источник ионов

При замене потенциала φ_A на $-\varphi_A$ на ускоряющем электроде плазменный источник электронов становится ионным источником. Будем рассматривать ионные источники, в которых не предусматривается ограничение обратного электронного тока высокой плотности

$j_e/j_i > (m_i/m_e)^{1/2}$, поступающего из пучковой плазмы за ускоряющим электродом.

Уравнение Пуассона для объемного заряда в ускоряющем промежутке ионного источника с учетом эмиссии электронов с поверхности пучковой плазмы имеет аналогичный (1) вид

$$\frac{d^2y}{dz^2} = -\frac{4}{9} \frac{j_i}{j_{i0}} \left[\frac{1}{y^{1/2}} - \frac{\alpha_i}{(1-y)^{1/2}} - \eta_{e2} \int_{\xi(z)}^1 \frac{\sigma_i^e(y')/\sigma_0}{[y(z) - y'(z')]^{1/2}} dz' \right], \quad (12)$$

где $\alpha_i = (j_e/j_i)(m_e/m_i)^{1/2}$; $\eta_{e2} = n_{gC} x_A \sigma_0 (m_e/m_i)^{1/2}$; $j_{i0} = 0.4 e n_{i0} (2kT_{eS}/m_i)^{1/2} = (2e/m_i)^{1/2} (\varphi_A^{3/2}/9\pi x_A^2)$; $\sigma_i^e = \sigma_0 (I/\varphi_A) (y_{1i} - y)^{-1} [1 - I/\varphi_A (y_{1i} - y)^{-1}]$; $y_{1i} = 4\alpha_i^2 / (1 + \alpha_i^2)^2$.

Распределение электрического поля в слое определяется выражением, аналогичным (2). Условие пренебрежения ионизацией газа электронным пучком в этом случае принимает вид

$$n_{gC} \ll \frac{\alpha_i^{3/2}}{4x_A \sigma_0} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{\varphi_A}{I} \right)^{1/2} \frac{F(y_{1i})}{z_1 - z_0}. \quad (13)$$

Здесь использовано такое же приближение, что и для получения неравенства (3), причем в области максимальной ионизации газа при $y = y_{1i} - I/\varphi_A$ электрическое поле имеет порядок $dy/dz \approx (2/3)\alpha^{1/2}(j_i/j_{i0})^{1/2}(y_{1i}-y)^{1/2}$. В интеграл, входящий в (12), основной вклад дает область $\rho = I/\varphi_A$, где $\rho = y_{1i} - y$ — новая переменная. В неравенстве (3) для коэффициентов усиления плотности электронного тока используется выражение (7). Аналогичное выражение для коэффициента усиления плотности ионного тока входит в (13).

С целью транспортировки ускоренного ионного пучка без существенных потерь частиц необходимо выбирать оптимальную длину дрейфа и плотность газа за ускоряющим электродом $L\sigma_{ex}n_{gA} \ll 1$, где L — длина транспортировки. В условиях пониженного давления газа плазма за ускоряющим электродом создается только в результате ионизации быстрыми ионами нейтральных атомов. Коэффициент α_i определяется аналогично (4): $\alpha_i = (kT_{eA}/4\pi e\varphi_A)^{1/2}\beta_i$, где β_i — отношение плотности ионного пучка на выходе ускоряющего промежутка к плотности электронов в пучковой плазме. Величина β_i определяется аналогичным (5) выражением, в котором сечение ионизации электронов $\sigma_i^e(\varphi_A)$ необходимо заменить на соответствующее сечение для ионов $\sigma_i^i(\varphi_A)$, а m_e — на m_i . Сечение ионизации однозарядными ионами в первом приближении такое же, как и у электронов при одинаковой скорости частиц. В электронных и ионных плазменных источниках с одинаковым ускоряющим потенциалом $a_e \approx a_i$, поскольку $\sigma_i^e/\sigma_i^i = (m_e/m_i)^{1/2}$.

Локальное повышение плотности плазмы вблизи эмиттирующей поверхности ионного источника обусловлено

ионизацией газа в камере источника обратным электронным потоком. Ионная плотность тока из плазменного источника определим выражением $j_{i0}^* = j_{i0} + \gamma_i j_e$, где γ_i — коэффициент электрон-ионной эмиссии плазмы. Воспользовавшись выводом выражения (5), получим $\gamma_i = [\sigma_i^e(\varphi_A)n_{gS}r_b^2\nu_{i0}/4\nu_s^2] \ln(R_S/r_b)$, где R_S — радиус камеры источника.

Условия перезамыкания плазменного разряда в ионном источнике с пучковой плазмой ($z_1 = z_0$) можно записать аналогично (11)

$$1 - \alpha_i \gamma_i \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} F^2(y_{1i}) = \left(1 - \frac{z_0}{z_1} \right)^2. \quad (14)$$

Заключение

Зажигание разряда вследствие ионизации газа в ускоряющем промежутке диода происходит, если плотность газа превысит критическую величину [1,3]

$$n_{gC} \geq \frac{2}{x_A \sigma_0} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{\varphi_A}{I} \right)^{3/4} F(y = 1).$$

При выполнении условий (3), (13), а также условия режима пролетных ионов и отсутствия их перезарядки на газе $n_{gC} \ll (x_A \sigma_{ex})^{-1}$ процессами образования вторичных частиц в ускоряющем зазоре можно пренебречь. Сравнение (3) и (13) показывает, что в плазменном источнике ионов условие пренебрежения ионизацией в промежутке менее жесткое, чем в электронном источнике.

С понижением давления газа электрическая прочность промежутка должна возрастать. Однако и в биполярном режиме, когда ионизацией газа можно пренебречь, электрическая прочность ускоряющего зазора остается низкой из-за возможности перезамыкания плазменного разряда источника с пучковой плазмой за ускоряющим промежутком. Сравнение формул (11) и (14) показывает, что с ростом давления в газоразрядной камере (при $\gamma_i > \gamma_e m_e/m_i$) такой пробой в ионном источнике наступает при меньшем давлении газа в ускоряющем промежутке, чем пробой в электронном источнике.

Отметим важное обстоятельство, отличающее работу плазменного эмиттера от термоэмиттера. В плазменных источниках заряженных частиц с повышенной эмиссионной способностью при увеличении давления газа в ускоряющем промежутке перезамыкание плазмы источника с пучковой плазмой может наступать раньше, чем зажигание разряда вследствие ионизации газа.

Список литературы

- [1] Иванова Н.С., Ульянов К.Н. // РиЭ. 1972. № 9. С. 1920–1926.
- [2] Бабанин В.И., Эндер А.Я. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2606–2610.
- [3] Лондер Я.И., Ульянов К.Н. // ТВТ. 1979. Т. 17. № 5. С. 949–959.

- [4] Крейнделъ Ю.Е., Никитинский В.А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 11. С. 2378–2382.
- [5] Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [6] Машиев Ю.П. // ПТЭ. 1980. № 1. С. 183–186.
- [7] Удовиченко С.Ю. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 2. С. 149–156.
- [8] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. С. 31.
- [9] Гусева Г.И., Завьялов М.А., Неганова Л.А. и др. // РИЭ. 1984. № 8. С. 1634–1636.
- [10] Груздев В.А., Крейнделъ Ю.Е., Ларин Ю.М. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 11. С. 2318.