

О возможном механизме автомодуляции электронного тока плазменного эмиттера

В. А. Груздев, В. Г. Залесский, И. С. Русецкий

Полоцкий государственный университет
211440 Беларусь, Новополоцк
e-mail: V.Zaleski@mail.ru

Приводятся и обсуждаются экспериментальные результаты эмиссии электронов в плазменном эмиттере с изолированным эмиттерным электродом. Показана возможность существенного повышения эффективности извлечения и возникновения автомодуляции эмиссионного тока. Предложена модель, поясняющая эти эффекты.

Введение

Принято считать, что эмитирующая поверхность плазмы в эмиссионном канале плазменного источника электронов (ПИЭЛ) формируется в результате суперпозиции электрического поля пристеночного слоя в эмиссионном канале и поля ускоряющего электрода, проникающего в канал. При этом возможна реализация трех принципиально отличающихся ситуаций в эмиссионном канале.

Если падение потенциала на пристеночном слое в эмиссионном канале аналогично катодному падению потенциала в разряде, формирующем плазму (эмиттерный электрод под катодным потенциалом), уход электронов и ионов на стенки канала из проникающей в канал плазмы осуществляется при условии $j_e \ll j_i$. При анодном потенциале эмиттерного электрода уход зарядов из проникающей в канал плазмы на его стенку обычно реализуется при условии $j_e > j_i$. В третьем случае, когда эмиттерный электрод изолирован от электродной структуры ПИЭЛ, стенки эмиссионного канала принимают «плавающий» потенциал и выполняется условие равного ухода зарядов из плазмы $j_e = j_i$.

Наличие дисбаланса ухода заряженных частиц из проникающей в канал плазмы при катодном [1] или анодном [2] потенциалах стенок канала относительно плазмы приводит к появлению осевого градиента потенциала в проникающей плазме. При катодном потенциале эмиттерного электрода осевой градиент потенциала в проникающей плазме оказывается тормозящим для электронов, т. е. потенциал плазмы с увеличением глубины ее проникно-

вения в канал снижается [1]. При анодном потенциале эмиттерного электрода возникающий осевой градиент потенциала может оказаться ускоряющим для электронов. В случае «плавающего» потенциала изолированного эмиттерного электрода дисбаланс ухода зарядов из проникающей плазмы на стенки канала отсутствует, поэтому ожидать возникновения за этот счет осевого градиента потенциала в проникающей плазме нет причин.

Процесс эмиссии электронов из проникающей в эмиссионный канал плазмы, т. е. уход электронов в ускоряющий промежуток при наличии поля ускоряющего электрода также может приводить к дисбалансу ухода зарядов из плазмы в эмиссионном канале и возникновению осевого градиента потенциала в плазме, проникающей в эмиссионный канал. Однако в существующих моделях ПИЭЛ этот фактор не учитывается.

В данной работе делается попытка качественного анализа процессов в эмиссионном канале ПИЭЛ с учетом изложенных выше факторов и приводятся некоторые неизвестные ранее результаты, касающиеся эмиссионных свойств ПИЭЛ с изолированным эмиттерным электродом.

Общие уравнения модели формирования плазмы в эмиссионном канале

Для определения осевых распределений параметров плазмы (концентрации $n(z)$ и потенциала $U(z)$), проникающей в эмиссионный канал радиусом r_k , используются уравнения непрерывности для электронов и ионов в диффузно-дрейфовом одномерном приближении:

$$\frac{d}{dz} \left(-D_e \frac{dn}{dz} + n\mu_e \frac{dU}{dz} \right) = -\frac{1}{4} n \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp \left(-\frac{eU(z)}{kT_e} \right) \frac{2}{r_{pl}(z)} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dz} \left(-D_i \frac{dn}{dz} - n\mu_i \frac{dU}{dz} \right) = -0,4n \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \frac{2}{r_{pl}(z)}, \quad (2)$$

где $\mu_{e,i}$ и $D_{e,i}$ – подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов соответственно, $r_{pl}(z)$ – радиус плазмы в канале, T_e – электронная температура, m_e и m_i – массы электрона и иона соответственно, k – постоянная Больцмана.

Зависимость радиуса плазмы $r_{pl}(z)$ от глубины ее проникновения в канал определяется через протяженность слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от эмиттерного электрода, в присутствии потока ионов и электронов на стенки канала с использованием уравнения Пуассона в цилиндрической геометрии:

$$\Delta\phi(r) = \frac{en}{\varepsilon_0} \frac{r_{pl}(z)}{r} \left(0,4 \left(1 + \frac{e(U(z) - \phi(r))}{kT_e} \right)^{-1/2} - \exp \left(-\frac{e(U(z) - \phi(r))}{kT_e} \right) \right). \quad (3)$$

В условиях эмиссии электронов из плазмы к граничным условиям $n(0) = n_0$, $U(0) = U_0$, где n_0 и U_0 – параметры не возмущенной отбором электронов плазмы, $\phi(r_{pl}(z)) = U(z)$ и $\phi(r_k) = 0$, где $\phi(r)$ – потенциал пространства в слое объемного заряда, необходимо добавить баланс тока электронов. Пренебрегая током ионов из невозмущенной плазмы в ускоряющий промежуток и на стенки канала в сравнении с электронным током эмиссии в области эмиссионного канала, уравнение баланса запишем в виде

$$\left(-D_e \frac{dn}{dz} + n\mu_e \frac{dU}{dz} \right) \Big|_{z=0}^{z_{pl}} e\pi r_{pl}^2(0) = j_{em} \pi r_{pl}^2(z_{pl}) + e \sqrt{\frac{2\pi kT_e}{m_e}} \int_0^{z_{pl}} n(z) r_{pl}(z) \exp \left(-\frac{eU(z)}{kT_e} \right) dz, \quad (4)$$

где слева ток электронов из невозмущенной плазмы в область эмиссионного канала, справа

ток эмиссии с плотностью j_{em} и ток электронов на стенки канала, z_{pl} – глубина проникновения плазмы в канал, которая при условии, что эмитирующая плазменная поверхность формируется полем ускоряющего электрода (что находит более широкое применение), является функцией ускоряющего напряжения ($z_{pl} = f(U_{ac})$) [3]. Выражение для плотности тока эмиссии в этом случае имеет вид

$$j_{em} = en(z_{pl}) \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi m_e}}. \quad (5)$$

Влияние потенциала эмиттерного электрода на условия формирования эмитирующей плазменной поверхности

Случай катодного потенциала эмиттерного электрода является наиболее широко экспериментально и теоретически исследованным [1, 4]. Известно, что с увеличением глубины проникновения плазмы в канал, концентрация ионов снижается вследствие их ухода на стенки эмиссионного канала. В то же время уходом электронов на стенки канала можно пренебречь. Поэтому в проникающей плазме возникает тормозящее для плазменных электронов поле и концентрация электронов также снижается. Это приводит к увеличению протяженности пристеночного слоя l_{ne} , для оценки которого можно использовать уравнение для ионного слоя в приближении цилиндрической геометрии [4], из которого следует

$$r_{pl}(z) \approx r_k - 4,34 \sqrt{\frac{e}{kT_e}} \frac{\varepsilon_0}{e} \frac{U(z)^{3/2}}{n(z)}. \quad (6)$$

При катодном потенциале стенок канала ток через плазму в эмиссионном канале можно считать равным току эмиссии с плотностью j_{em} , и уравнение непрерывности (4) для электронов можно переписать в виде

$$-eD_e \frac{dn}{dz} + en\mu_e \frac{dU}{dz} = j_{em}. \quad (7)$$

Если пренебречь зависимостью радиуса плазмы $r_{pl}(z)$ от глубины ее проникновения в канал из системы (1–4) можно получить качественные зависимости осевых распределений концентрации плазмы $n = n_0 \exp(-\lambda z)$ и ее потенциала:

$$U = U_0 - \frac{kT_e}{e} \lambda z + \frac{j_{em}}{en_0 \lambda \mu_e} (\exp(\lambda z) - 1),$$

$$\text{где } \lambda = \sqrt{\frac{0,8\mu_e}{D_i\mu_e + D_e\mu_i}} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \frac{1}{r_{pl}}. \quad (8)$$

Очевидно, что с увеличением тока эмиссии величина градиента потенциала в плазме снижается и при некотором значении j_{em}^{cr} градиент потенциала плазмы в канале исчезает. В этом случае эмиссия электронов осуществляется из области плазмы, протяженностью порядка длины пробега плазменных электронов (кнудсеновский режим по аналогии с рассмотренным в работе [5]). Например, в разряде с полым катодом это приведет к полному переключению тока электронов, выходящих из апертуры полости в электронный пучок, подавлению эффекта полого катода и гашению разряда [6]. Это обусловлено тем, что роль плазменных электронов в таких разрядах достаточно велика [7, 8], и их интенсивный отбор не только снижает интенсивность ионизационных процессов плазменными электронами в разряде, но и уменьшает эффективность передачи энергии в разряде от γ -электронов плазменным электронам через кулоновское взаимодействие, эффективное сечение которого зависит от концентрации плазменных электронов. Критическую плотность тока эмиссии при условии $U(z_{pl}) = U_0$ можно оценить из (8) соотношением

$$j_{em}^{cr} = \frac{0,8\mu_e^2}{D_i\mu_e + D_e\mu_i} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \frac{z_{pl}}{r_{pl}} \frac{kT_e n_0}{\exp(\lambda z_{pl}) - 1}. \quad (9)$$

С увеличением радиуса канала эффективность извлечения возрастает, а величина критической плотности тока эмиссии снижается и может достичь значения (5). В результате возрастает вероятность полного переключения электронного тока в пучок и гашения разряда за счет исчезновения градиента потенциала в эмитирующей плазме, обеспечивающего устойчивость горения разряда при эмиссии электронов. С увеличением длины эмиссионного канала влияние эмиссии на состояние плазмы в канале снижается, однако достичь высокой эффективности эмиссии при катодном потенциале эмиттерного электрода не представляется возможным.

В случае анодного потенциала эмиттерного электрода, как показано в работе [2] и следует из анализа уравнений (1–3), формируется спадающее с увеличением глубины проникновения осевое распределение концентрации плазмы. Осовой потенциал плазмы вследствие значительного ухода электронов на стенки канала может или слабо возрастет с увеличением глубины проникновения, или градиент потенциала не формируется. Поэтому проникновение плазмы в канал не ограничено, как в случае катодного потенциала [9]. Отбор электронов практически при любых условиях в этом случае осуществляется с поверхности, формируемой полем ускоряющего электрода, что при эмиссии электронов приводит к возникновению в плазме поля, ускоряющего электроны в область эмиссии. Поэтому в случае анодного потенциала эмиттерного электрода стабильный ток эмиссии с высокой эффективностью извлечения можно обеспечить только за счет ограничения подвижности плазменных электронов вблизи эмиссионного канала, согласно (4). Ограничить поток электронов из плазмы в эмиссионный канал можно за счет формирования в разряде магнитного поля с поперечной к направлению извлечения электронов составляющей, как это, например, реализуется в газоразрядной структуре [10].

В ряде работ [11] допускается возможность использовать эмиттерный электрод под плавающим потенциалом. На практике необходимость сохранения газоразрядной электродной структуры приводит к необходимости применения дополнительного электрода с эмиссионным каналом, изолированным от других электродов структуры. В частности, в ПИЭЛ на основе разряда с полым катодом дополнительный, изолированный от других электродов и системы электропитания, эмиттерный электрод [10] может быть установлен как показано на рис. 1.

Поскольку эмиттерный электрод изолирован, его потенциал устанавливается автоматически таким, что выполняется условие баланса ухода зарядов на стенки канала $j_e \cong j_i$, т. е. близкий к «плавающему» потенциалу. В этом случае, согласно системе (1–3), формиру-

ется осевой градиент концентрации плазмы, проникающей в канал. Однако этот градиент концентрации плазмы, по сравнению с рассмотренными случаями, меньше. Осевой градиент потенциала в этом случае не возникает.

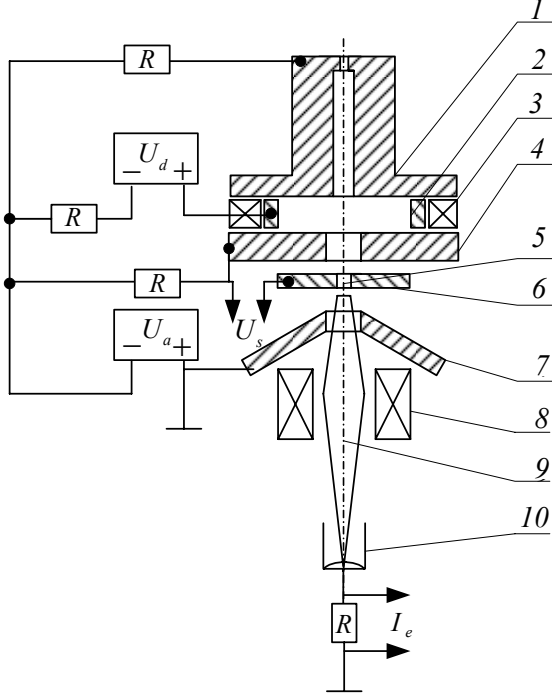


Рис. 1. Электродная структура плазменного источника электронов: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – постоянные магниты; 4 – отражательный катод; 5 – эмитсионный канал; 6 – изолированный эмиттерный электрод; 7 – ускоряющий электрод; 8 – линза; 9 – электронный пучок; 10 – цилиндр Фарадея

Падение потенциала в слое между плазмой и изолированным эмиттерным электродом ϕ_f (потенциал эмиттерного электрода относительно плазмы) с учетом эмиссии электронов можно оценить из баланса токов на изолированный электрод:

$$en\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}\exp\left(-\frac{e\phi_f}{kT_e}\right)S_{em} + en_b\sqrt{\frac{2eU_b}{m_e}}S_{ap} + en\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}f(U_{ac})(1-\beta(p))S_{em} = 0,4en\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}S_{em},$$

где n_b – концентрация γ -электронов, выходящих из полости со средней энергией eU_b ; n – средняя концентрация плазмы в канале; S_{em} и S_{ap} – площадь эмиттерного электрода (поверхности эмитсионного канала, контактирующей

с плазмой) и площадь сечения апертуры полого катода соответственно; $\beta(p)$ – отношение плотности тока ионов, образованных в ускоряющей промежутке и попадающих на эмиттерный электрод, к плотности тока эмиссии электронов; $f(U_{ac})$ – отношение площади эмиттирующей плазменной поверхности к площади эмиттерного электрода как функция ускоряющего напряжения U_{ac} , которая определяет положение эмиттирующей плазменной поверхности в канале [3].

Из этого баланса для потенциала эмиттерного электрода относительно плазмы можно получить выражение:

$$\phi_f = -\frac{kT_e}{e}\ln\left(0,8\sqrt{\frac{\pi m_e}{m_i}} + f(U_{ac})(1-\beta(p)) - 2\frac{n_b}{n}\frac{S_{ap}}{S_{em}}\sqrt{\frac{\pi eU_b}{ekT_e}}\right). \quad (10)$$

Потенциал плазмы относительно катода разрядной структуры можно оценить из уравнения баланса токов в разряде в предположении, что плазма в нем однородна:

$$en\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}f(U_{ac})S_{em}(1-\beta(p)) + \frac{en_0}{\sqrt{1+\sigma(p)^2}}\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}\exp\left(-e\frac{\phi_{pl}-\phi_a}{kT_e}\right)S_a = 0,4en_0\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}(S_a + S_k),$$

где $\sigma(p) = \frac{m_e v_T p}{eB\lambda_e}$ – фактор, учитывающий существование магнитного поля, препятствующего движению электронов на анод [12], ϕ_{pl} – потенциал плазмы относительно катода, ϕ_a – потенциал анода относительно катода, соответствующий напряжению горения разряда U_d .

Выражение для потенциала плазмы относительно катода из этого баланса принимает вид

$$\phi_{pl} = U_d - \frac{kT_e}{e}\ln\left(\sqrt{1+\sigma(p)^2} \times \left(f(U_{ac})\frac{n}{n_0}\frac{S_{em}}{S_a}(1-\beta(p)) - 0,8\sqrt{\frac{\pi m_e}{m_i}}\left(\frac{S_a+S_k}{S_a}\right)\right)\right). \quad (11)$$

Уравнения (10) и (11) позволяют записать выражение для потенциала изолированного электрода относительно катода:

$$U_s = \phi_{pl} - \phi_f. \quad (12)$$

На рис. 2 представлены рассчитанные на основе (12), а на рис. 3 – экспериментальные зависимости потенциала изолированного эмиттерного электрода плазменного эмиттера [10], показанного на рис. 1, от концентрации плазмы (в экспериментах – тока разряда) при различных значениях ускоряющего напряжения и давления газа.

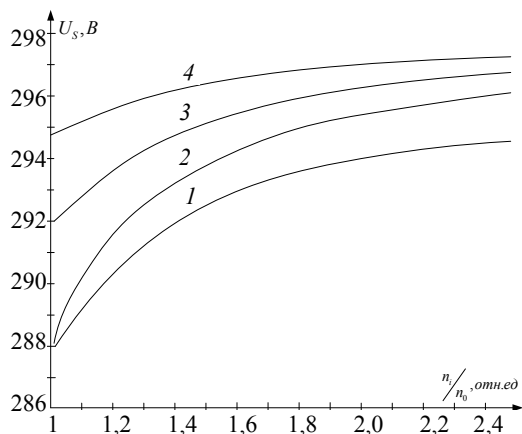


Рис. 2. Расчетная зависимость потенциала эмиттерного электрода от относительного изменения концентрации плазмы в отсутствие извлечения (1, 2) и при эмиссии электронов (3, 4).

Давление газа: 1, 3, 4 – 0,5 Па; 2 – 10 мПа; 1, 2 – $U_{ac} = 0$; 3 – $U_{ac} = 20$ кВ; 4 – $U_{ac} = 30$ кВ

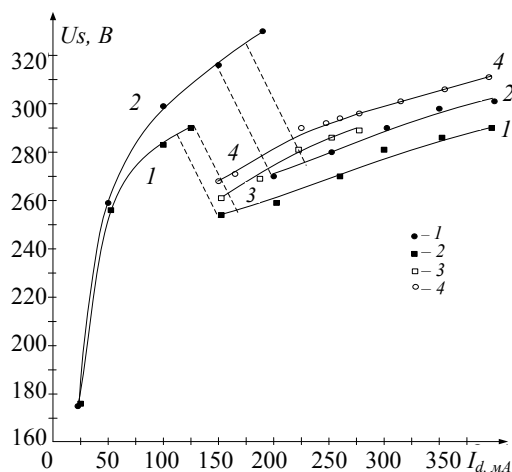


Рис. 3. Зависимость потенциала эмиттерного электрода от ускоряющего напряжения в отсутствие извлечения (1, 2) и при эмиссии электронов (3, 4) ($U_{ac} = 12$ кВ).

Напуск газа: 1, 3 – 1,7 мПа м³/с; 2, 4 – 1,25 мПа м³/с

Наблюдаемое изменение (скачком) потенциала изолированного эмиттерного элект-

рода обусловлено возбуждением эффекта полого катода в разряде (рис. 3, кривые 1, 2). С увеличением давления в разрядной камере величина U_s снижается (см. рис. 2, 3, кривые 1, 2), что может произойти как изменением потенциала приосевой плазмы, так и некоторым изменением в ней функции распределения электронов по скоростям [7, 8]. При эмиссии электронов величина U_s возрастает (см. рис. 2, 3, кривые 3, 4), что может быть связано с нарушением условия квазинейтральности и повышением потенциала приосевой плазмы, а также потоком ионов на эмиттерный электрод из промежутка ускорения.

На рис. 4 даны вольт-амперные характеристики извлечения электронов через канал в изолированном эмиттерном электроде (см. рис. 1).

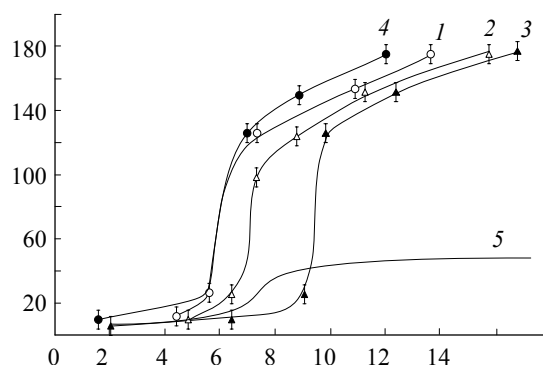


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики извлечения в структуре [10] с плавающим (1–4) и катодным (5) потенциалом эмиттерного электрода.

Начальный ток разряда: 1, 2, 3 – 0,11 А; 4 – 0,15 А; 5 – 0,4 А расход газа: 1, 4, 5 – 1,4 мПа м³/с; 2 – 1,25 мПа м³/с; 3 – 1,1 мПа м³/с; длина и диаметр канала: 1 – 2 и 1,2 мм; 2 – 4,5 и 2 мм

Видно, что в отличие от случая катодного потенциала эмиттерного электрода (см. рис. 4, кривая 5) изолированный эмиттерный электрод обеспечивает при высоком ускоряющем напряжении более высокое значение плотности тока эмиссии (эффективности извлечения). В некотором узком диапазоне ускоряющих напряжений ($U_{ac} > e\hat{A}$) реализуется переходный, от низкоэффективного к высокоэффективному, режим эмиссии. С увеличением напуска газа снижается величина ускоряющего напряжения, при котором реализуется переходный режим к высокоэффективному извлечению.

На рис. 5 приведены совмещенные экспериментальные спектрограммы колебаний эмиссионного тока при различных ускоряющих напряжениях. Видно, что в спектре колебаний эмиссионного тока присутствует ярко выраженные колебания в мегагерцовом диапазоне. С увеличением ускоряющего напряжения частота колебаний возрастает, а глубина модуляции (амплитуда колебаний) может снижаться. При некоторой величине ускоряющего напряжения модуляция тока эмиссии исчезает, а эффективность извлечения может достигать 50 % и более. С увеличением длины канала при прочих равных условиях модуляция сохраняется до более высоких значений ускоряющего напряжения.

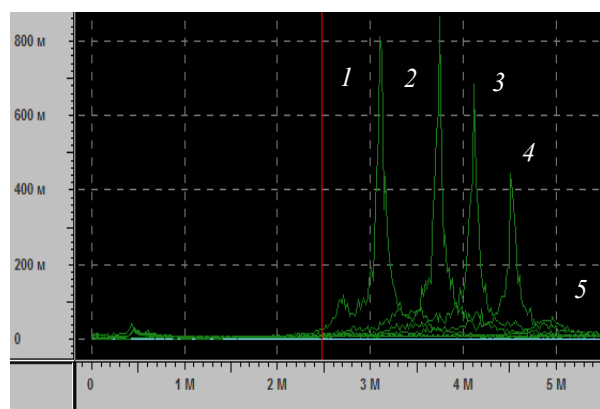


Рис. 5. Анализ спектра колебаний эмиссионного тока при различных ускоряющих напряжениях (по оси абсцисс частота в МГц, по оси ординат амплитуда колебаний тока эмиссии в относительных единицах).

Длина и диаметр канала 0,5 и 2 мм; расход газа: 1,7 мПа м³/с; $I_d = 200$ мА; 1 – 4 кВ; 2 – 6; 3 – 8; 4 – 10; 5 – 12 кВ

С ростом величины напуска плазмообразующего газа, тока разряда и диаметра эмиссионного канала частота модуляции тока эмиссии снижается, а с увеличением длины канала растет. Амплитуда колебаний (фактически максимальный ток эмиссии в периодическом режиме) возрастает с увеличением тока разряда и диаметра эмиссионного канала, но снижается с ростом величины напуска плазмообразующего газа и длины канала. При этом с увеличением тока разряда, ускоряющего напряжения и диаметра эмиссионного канала среднее значение тока эмиссии также увеличивается (см. рис. 4). Эксперименты также по-

казали, что в цепях полого или отражательного катодов подобные высокочастотные колебания отсутствуют.

Перечисленные факторы позволяют представить следующий механизм (процессы в эмиссионном канале) возникающей автомодуляции эмиссионного тока. В отсутствие градиента потенциала в плазме, проникающей в эмиссионный канал, при некотором значении U_{ac} в канале формируется эмитирующая поверхность плазмы, и поле проникает в плазму на расстояние порядка дебаевской длины. Поскольку скорость уходящих из этой области ионов значительно ниже скорости электронов, то эмиссия электронов из этой области приводит к повышению (во времени) потенциала плазмы и смещению эмитирующей поверхности вглубь канала.

Такое перемещение эмитирующей границы обусловлено не увеличением ускоряющего напряжения, а эмиссией электронов. Последующий (во времени) уход ионов на стенки канала приводит к снижению потенциала в этом пространстве и образованию минимума потенциала в осевом его распределении вплоть до запираания электронного потока, эмитированного с поверхности плазмы. В последующий промежуток времени область возникшего минимума потенциала заполняется плазменными электронами и ионами и эмитирующая поверхность вновь возвращается к первоначальному положению, обусловленному глубиной проникновения поля ускоряющего электрода в канал. Поскольку перечисленные процессы обусловлены движением ионов, скорости которых близки к боровским, время перемещения ионов в пределах дебаевской длины $\sim 10^{-7}$ сек и период колебаний эмиссионного тока должны соответствовать мегагерцовому диапазону, что и наблюдается в экспериментах. Глубина модуляции (максимальное значение тока эмиссии) снижается с уменьшением длины канала, поскольку ограничивается область плазмы в канале, где могут реализовываться процессы отбора электронов и перемещения эмитирующей поверхности. При определенных условиях (короткий канал, значение ускоряющего напряжения выше некоторого критического) граница эмитирующей по-

верхности плазмы может формироваться перед входом в эмиссионный канал и эффект периодического «самозапираания» не реализуется (см. рис. 5, кривая 5). Такое перемещение эмитирующей границы обусловлено не увеличением ускоряющего напряжения, а эмиссией электронов. Последующий (во времени) уход ионов на стенки канала приводит к снижению потенциала в этом пространстве и образованию минимума потенциала в осевом распределении потенциала вплоть до запираания электронного потока, эмитированного с поверхности плазмы. В последующий промежуток времени область возникшего минимума потенциала заполняется плазменными электронами и ионами и эмитирующая поверхность вновь возвращается к первоначальному положению, обусловленному глубиной проникновения поля ускоряющего электрода в канал. Поскольку перечисленные процессы обусловлены движением ионов, скорости которых в пределах дебаевской длины $\sim 10^{-7}$ сек, и период колебаний эмиссионного тока должен соответствовать мегагерцовому диапазону, что и наблюдается в экспериментах. Глубина модуляции (максимальное значение тока эмиссии) снижается с уменьшением длины канала, поскольку ограничивается область плазмы в канале, где могут реализовываться процессы отбора электронов и перемещения эмитирующей поверхности. При определенных условиях (короткий канал, значение ускоряющего напряжения выше некоторого критического) граница эмитирующей поверхности плазмы может формироваться перед входом в эмиссионный канал, и эффект периодического «самозапираания» не реализуется (см. рис. 5, кривая 5).

На рис. 6 представлены трехмерные фазовые портреты электронных пучков, формируемых ПИЭЛ с изолированным эмиттерным электродом и катодным потенциалом эмиттерного электрода, полученные с помощью диагностического комплекса, описанного в [13].

Аналогичный эффект автомодуляции эмиссионного тока может возникать и вследствие формирования и последующей эволюции вторичной плазмы в эмиссионном канале вблизи эмитирующей поверхности плазмы [14].

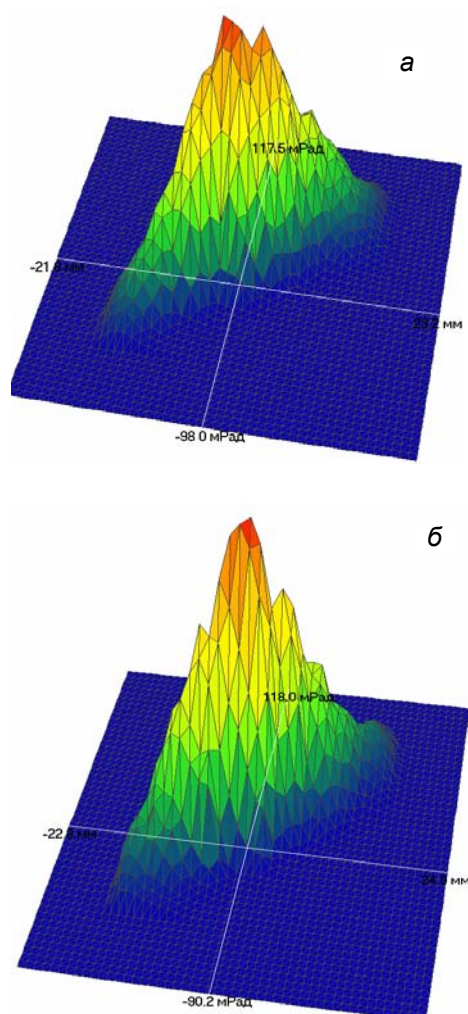


Рис. 6. Трехмерные фазовые портреты электронных пучков, полученных при прочих равных условиях в случае катодного потенциала эмиттерного электрода (а) и изолированного эмиттерного электрода (б).

Напуск газа: 2,5 мПа м³/с; ускоряющее напряжение 15 кВ; ток разряда 0,2 А; ток эмиссии, мА: а – 45, б – 135; яркость, А/(м рад)²: а – $8,1 \times 10^3$, б – $2,1 \times 10^4$; эмиттанс, м рад: а – $2,51 \times 10^{-4}$, б – $2,45 \times 10^{-4}$

Заключение

Использование в ПИЭЛ электрически изолированного эмиттерного электрода, значение потенциала которого устанавливается автоматически в соответствии с потоками зарядов на него, как из эмитирующей плазмы, так и из промежутка ускорения электронного пучка, приводит к реализации ранее неизвестного режима эмиссии электронов.

Перспективность использования этого режима эмиссии в технологических ПИЭЛ обусловлена возможностью получения пучков

повышенной мощности и яркости, обеспечения большего перепада давления между разрядной камерой и промежутком ускорения, исключения мощных пробоев ускоряющего промежутка.

Литература

1. Галанский В. Л., Груздев В. А., Зеленский В. И. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 168–170.
2. Данилишин Д. Г., Бурдовицин В. А., Бурачевский Ю. А., Окс Е. М. // Изв. вузов. Физика. 2001. Т. 44. № 5. С. 29–32.
3. Залесский В. Г., Петрович О. Н. // Вестн. ПГУ. Сер. С. 2009. № 9. С. 69–76.
4. Окс Е. М. Источники электронов с плазменным катодом. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. 216 с.
5. Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681–686.

6. Крейндель Ю. Е., Никулин С. П. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 190–192.
7. Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. // Изв. вузов. Физика. 2001. Т. 44. № 9. С. 44–47.
8. Груздев В. А., Залесский В. Г. // Прикладная физика. 2009. № 5. С. 87–92.
9. Крейндель Ю. Е., Никулин С. П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208–1209.
10. Груздев В. А., Залесский В. Г., Русецкий И. С. // Вестн. ПГУ. Сер. С. 2010. № 9. С. 61–67.
11. Гаврилов Н. В., Емлин Д. Р., Никулин С. П. // ПЖТФ. 1999. Т. 25. № 12. С. 83–88.
12. Литвинов И. И. // ПМТФ. 1977. № 1. С. 52–55.
13. Груздев В. А., Залесский В. Г., Руголь И. Г., Русецкий И. С. // ПТЭ. 2009. № 2. С. 177–178.
14. Груздев В. А., Залесский В. Г. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 46–55.