

ФИЗИКА

УДК 537.533; 533.9.03; 621.384

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ СТАБИЛИЗАЦИИ ЭМИССИОННОГО ТОКА ПЛАЗМЕННЫХ ЭМИТТЕРОВ ПРИ ВОЗМУЩЕНИИ ПЛАЗМЫ ОТБОРОМ ЭЛЕКТРОНОВ

*д-р техн. наук, проф. В.А. ГРУЗДЕВ, канд. техн. наук Ю.П. ГОЛУБЕВ,
канд. физ.-мат. наук, доц. В.Г. ЗАЛЕСКИЙ
(Полоцкий государственный университет)*

Проведен анализ возможных путей стабилизации тока эмиссии плазменных эмиттеров, предназначенных для генерации электронных пучков в плазменных источниках электронов. Рассмотрены различные режимы извлечения электронов из плазмы с точки зрения влияния отбора электронов на состояние эмиттирующей плазмы. В результате анализа выявлены две возможности стабилизации эмиссионного тока, реализация которых должна обеспечить устойчивую работу плазменных источников электронов при наличии дестабилизирующих факторов в широком диапазоне рабочих условий.

Введение

Устройства, принцип работы которых основан на извлечении части электронного тока из плазмы, могут значительно отличаться как способом извлечения электронов, принципами управления, так и областью применения (электронные переключатели, электронные пушки с плазменным эмиттером, зонды для измерения параметров газоразрядной плазмы). В плазменных эмиттерах электроны из плазмы извлекаются через эмиссионный канал малого диаметра в одном из электродов (эмиттерный электрод) газоразрядной структуры или сеточный электрод. При этом возможно применение различных принципов управления параметрами электронного пучка, за счет изменения толщины пристеночного слоя при варьировании потенциала эмиттерного электрода или с помощью сеточной стабилизации. Вместе с тем физические процессы, обеспечивающие получение потоков электронов с заданными параметрами, во многом подобны.

Поскольку электрический ток через газоразрядную структуру обусловлен движением заряженных частиц, любое изменение потенциалов электродов (или их элементов) газоразрядной структуры будет приводить к перераспределению тока (переключению) между этими элементами. При этом перераспределение токов, в общем случае, распространяется на весь объем плазмы и определяется параметрами плазмы (плотностью и энергией заряженных частиц, распределением потенциала в плазме) и пристеночных слоев. В результате в плазме могут формироваться направленные потоки частиц, обусловленные градиентами потенциала и плотности плазмы, изменяться ее потенциал и пристеночные слои. Таким образом, извлечение электронов из плазмы может приводить к изменению параметров плазмы, т.е. стимулировать такое ее возмущение, что ток эмиссии становится зависимым также от степени переключения в эмиссионный канал. Это может приводить к существенной нестабильности тока эмиссии электронов, в частности при нестабильности давления при технологическом применении электронных пучков.

Основные физические процессы, обеспечивающие переключение электронного тока из газоразрядной плазмы, рассматривались в работах А.В. Жаринова и др. [1 - 3]. Однако в этих работах переключение рассматривалось без учета влияния возмущения плазмы отбором значительной части плазменных электронов. Кроме этого, в различных публикациях, посвященных возмущению состояния газоразрядной плазмы при переключении электронного тока, приводятся противоречивые результаты: от возможного подавления разряда [4] до значительного повышения его интенсивности (тока разряда) [5]. Это стимулирует дополнительное изучение степени влияния возмущения параметров плазмы на условия извлечения электронов и механизмов, обеспечивающих и сопровождающих извлечение электронного тока из плазмы, в плазменных эмиттерах с целью оптимизации стабилизации их эмиссионных характеристик. В данной работе представлены результаты анализа механизмов возмущения плазмы отбором электронов с целью выявления возможности стабилизации эмиссионного тока плазменных эмиттеров.

Механизмы возмущения плазмы при отборе электронов

Известно, что подвижность электронов в газоразрядной плазме обычно существенно превышает подвижность ионов, поэтому значительный отбор электронов из локальной области плазмы может приводить к некоторому нарушению квазинейтральности плазмы в этой области и к распространению возмущения на весь объем плазмы. Аналогичный процесс может протекать при наличии потока ионов в плазму из приэлектродных слоев, ускоряющих электроны, если энергия их, приобретаемая в слое, доста-

точно для ионизации газа [6]. На характер возмущения плазмы может влиять также ограничение подвижности электронной компоненты или ее анизотропия в замагниченной плазме. Результатом нарушения квазинейтральности в этих условиях может быть повышение потенциала плазмы в целом и формирование градиента потенциала в плазме. Подобный эффект может наблюдаться и при повышенном давлении газа в плазме. Электрическое поле в плазме, связанное с возмущением плазмы, но не нарушающее ее квазинейтральности, может обеспечить дрейф плазменных электронов в область отбора, накладывающийся на тепловое движение. При этом электроны могут приобретать дополнительную энергию в этом поле. Поэтому, кроме дрейфа электронов, градиент потенциала приводит к «разогреву» электронной компоненты плазмы. Вследствие этого можно ожидать повышения ионизационной способности плазменных электронов, что служит причиной увеличения концентрации заряженных частиц в плазме и тока разряда [5]. Повышение потенциала плазмы в целом также способствует увеличению интенсивности ионизационных процессов быстрыми электронами, эмитируемыми с поверхности катода.

Таким образом, извлечение электронов из плазмы газового разряда в любом случае в той или иной мере оказывает влияние на параметры газоразрядной плазмы (потенциал, концентрацию, электронную температуру) и условия горения разряда (катодное и анодное падение потенциала, разрядный ток). Эти величины могут быть взаимосвязаны уравнениями баланса заряженных частиц в плазме, уравнениями баланса токов в плазменном эмиттере, уравнениями энергетического баланса и рядом других.

Механизмы извлечения электронов

В плазменных эмиттерах извлечение электронов осуществляется обычно через электрическое поле, образованное суперпозицией полей пристеночного слоя эмиттерного электрода и ускоряющего электрода. Поэтому при анализе извлечения электронов из плазмы можно ограничиться двумя предельными случаями (электродные схемы плазменного эмиттера показаны на рис. 1):

- режимом извлечения с закрытой плазменной поверхностью (рис. 1, а), когда отбор осуществляется через потенциальный барьер для электронов (распределение потенциала результирующего поля немонотонно);
- режимом извлечения с открытой плазменной поверхностью (рис. 1, б), когда отбор осуществляется в отсутствие потенциального барьера (распределение потенциала результирующего поля монотонно). При этом за границу эмитирующей плазмы принимается поверхность, на которой начинается нарушение квазинейтральности плазмы.

Извлечение с закрытой поверхностью плазмы реализуется при малых потенциалах ускоряющего электрода и/или при переключении электронного тока в эмиссионный канал малого диаметра либо через сеточный эмиттерный электрод с малой проницаемостью для поля ускоряющего электрода, который можно рассматривать как совокупность большого числа таких малых эмиссионных каналов.

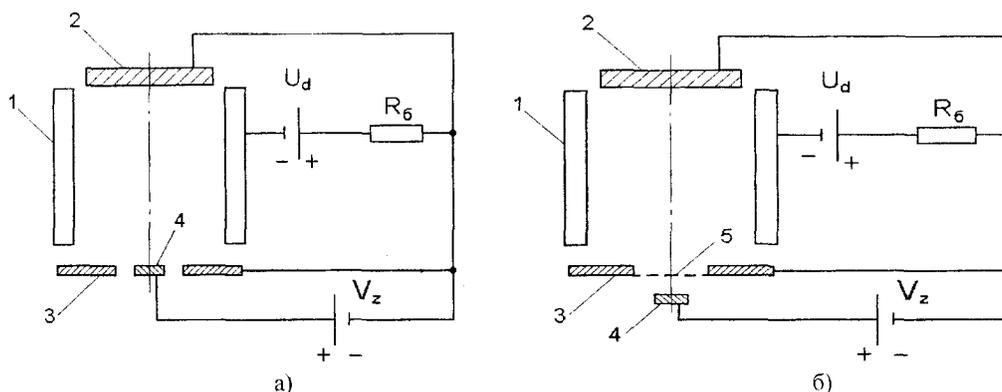


Рис. 1. Электродная схема извлечения электронов:

- 1 – цилиндрический катод; 2 – торцевой анод; 3 – эмиттерный электрод;
4 – извлекающий электрод; 5 – сетка (эмиссионный канал)

Выражение для тока электронов в ускоряющий промежуток в этом случае можно записать в виде

$$i_z = enf_0 S_3 \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(e \frac{\varphi_z - \varphi_{nl}}{T_e}\right), \quad (1)$$

где f_0 – доля площади эмиттерного электрода, приходящаяся на извлекающий электрод (зонд-коллектор, эмиссионный канал), в случае сеточного эмиттерного электрода $f_0 = \xi$, ($\xi = (p-d)^2 / p^2$ – коэффициент геометрической прозрачности сетки; d – диаметр проволоки сетки; p – шаг сетки); S_3 – площадь эмиттерного электрода; $\varphi_z = \varphi_a + V_z$ – потенциал зонда-коллектора относительно катода (см. рис. 1, б);

$\varphi_z = DV_z + \varphi_0$ – потенциал поля относительно катода в точке минимума потенциала, если извлечение осуществляется через эмиссионный канал или сеточный эмиттерный электрод (см. рис. 1, а); D – проницаемость сетки (эмиссионного канала) в отсутствие извлечения; V_z – потенциал зонда (ускоряющего электрода); φ_{nl} – потенциал плазмы относительно катода.

Для обобщения дальнейшего рассмотрения будем считать, что проницаемость D можно определить следующим образом:

$$D = \begin{cases} 1 & \text{– при извлечении на зонд-коллектор, расположенный в} \\ & \text{плоскости эмиттерного электрода (см. рис. 1, а);} \\ 0,267 \frac{R}{l_y} & \text{– если извлечение ведется через одиночное эмиссионное} \\ & \text{отверстие [7, с. 136];} \\ \frac{\ln(\text{cth}(\pi\delta))}{2\pi \frac{l_y}{p} - \ln(\text{ch}(\pi\delta))} & \text{– если извлечение ведется через сеточный эмиттерный} \\ & \text{электрод [8, с. 138] (см. рис. 1, б),} \end{cases}$$

где R – радиус эмиссионного канала; l_y – длина промежутка ускорения; $\delta = d/p$ – коэффициент заполнения сетки; d – диаметр проволоки сетки; p – шаг сетки.

Извлечение части электронов из плазмы может приводить к изменению разрядного тока на Δi_d . Поэтому будем считать, что анодное падение потенциала, согласно рис. 1, также изменяется на величину $\Delta i_d R_0$. Вследствие этого в общем случае потенциал φ_z определим выражением:

$$\varphi_z = DV_z + \varphi_0 - \Delta i_d R_0. \tag{3}$$

Будем считать, что разрядный ток i_d соответствует катодному току [9]:

$$i_d = \frac{0,4}{1+\gamma} en \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} S_c. \tag{4}$$

Продифференцируем (1) по V_z с учетом (3) и (4) и после преобразования получим

$$\frac{1}{i_z} \frac{\partial i_z}{\partial V_z} = D \frac{e}{T_e} + \frac{1}{i_d} \frac{\partial i_d}{\partial V_z} \left(1 - \frac{e}{T_e} i_d R_0 \right) - \frac{e}{T_e} \frac{\partial \varphi_{nl}}{\partial V_z} - \frac{e}{T_e^2} \frac{\partial T_e}{\partial V_z} (\varphi_0 + DV_z - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_0). \tag{5}$$

При выводе (5) учтено, что дифференцирование (4) по V_z дает выражение

$$\frac{1}{i_d} \frac{\partial i_d}{\partial V_z} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial V_z} - \frac{1}{2T_e} \frac{\partial T_e}{\partial V_z}. \tag{6}$$

В отсутствие возмущения эмитирующей плазмы (плотность и потенциал ее постоянны) зависимость тока эмиссии через потенциальный барьер от величины V_z является экспоненциальной функцией. В полулогарифмическом масштабе $(\ln i_z(V_z))$ функция представлена прямой (рис. 2, кривая 1). Из анализа (5) следует, что возмущение плазмы, обусловленное извлечением электронов, будет приводить к отклонению от линейной зависимости $\ln i_z(V_z)$.

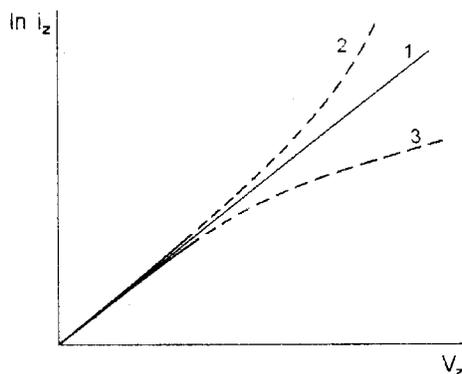


Рис. 2. К пояснению механизмов возмущения при отборе с закрытой плазменной поверхностью

Из (5) видно, что увеличение потенциала плазмы φ_{nl} ($\partial\varphi_{nl}/\partial V_z > 0$) однозначно приводит к снижению крутизны $\partial i_z/\partial V_z$ (см. рис. 2, кривая 3). Влияние изменения тока разряда (концентрации заряженных частиц) и электронной температуры неоднозначно и зависит от условий горения разряда. Существование отрицательного анодного падения предполагает выполнения неравенства:

$$\varphi_a + DV_z - \varphi_{nl} - Ai_d R_{\bar{\sigma}} < 0, \quad (7)$$

поэтому разогрев плазмы ($\partial T_e/\partial V_z > 0$), сопровождающий отбор электронов через потенциальный барьер, будет приводить к увеличению крутизны зависимости $\ln i_z(V_z)$ ($i_z(V_z)$) и неустойчивости извлечения (см. рис. 2, кривая 2).

Влияние изменения разрядного тока на стабильность извлекаемого тока определяется током разряда i_d и балластным сопротивлением $R_{\bar{\sigma}}$. Для типичных значений тока разряда плазменного эмиттера ($0,5 < i_d < 2$ А) и балластного сопротивления ($R_{\bar{\sigma}} \sim 100$ Ом), используемых в плазменных источниках электронов (ПИЭЛ) на основе разрядов с осцилляцией электронов выполняется неравенство:

$$i_d R_{\bar{\sigma}} > \frac{T_e}{e} \text{ и в (5) } 1 - \frac{e}{T_e} i_d R_{\bar{\sigma}} < 0. \quad (8)$$

Это означает, что при извлечении электронов через потенциальный барьер может быть реализован механизм самостабилизации эмиссионного тока, суть которого состоит в следующем. С ростом тока разряда $\partial i_d/\partial V_z > 0$ растет не только концентрация заряженных частиц плазмы, но и падение потенциала на пристеночном слое, что может приводить к уменьшению тока, отбираемого из плазмы. Такая неоднозначность позволяет предположить возможность электротехнической стабилизации тока эмиссии подбором соответствующего балластного сопротивления $R_{\bar{\sigma}}$ в разрядной цепи (см. рис. 1). Однако необходимо отметить, что на практике такой метод стабилизации реализовать затруднительно, поскольку функция $i_d R_{\bar{\sigma}}$ должна быть нелинейной, т.е. $R_{\bar{\sigma}}$ должно зависеть от i_d . Например, для наиболее интересного с технологической точки зрения случая насыщения эмиссионного тока ($\partial i_z/\partial V_z = 0$ – ток эмиссии не зависит от V_z), зависимость $R_{\bar{\sigma}}$ от i_d должна иметь вид:

$$R_{\bar{\sigma}}^{nac} = \frac{D + \frac{T_e}{ei_d} \frac{\partial i_d}{\partial V_z} - \frac{\partial \varphi_{nl}}{\partial V_z} - \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial V_z} (\varphi_a + DV_z - \varphi_{nl})}{\frac{\partial i_d}{\partial V_z} - \frac{\Delta i_d}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial V_z}}. \quad (9)$$

Если пренебречь разогревом плазменных электронов ($\partial T_e/\partial V_z = 0$), то выражение (9) упрощается, что позволяет проследить основные закономерности.

$$R_{\bar{\sigma}}^{nac} = \frac{D - \frac{\partial \varphi_{nl}}{\partial V_z}}{\frac{\partial i_d}{\partial V_z}} + \frac{T_e}{ei_d}.$$

Поскольку $0 < \partial i_d/\partial V_z < 1$ и $0 < \partial \varphi_{nl}/\partial V_z < 1$, то знак первого слагаемого может быть любым в зависимости от способа извлечения электронов из плазмы, т.е. величины D , согласно (2). Поэтому выражение $R_{\bar{\sigma}}^{nac} = \frac{T_e}{ei_d}$ (с учетом разогрева электронов – минимальное значение) дает некоторое оценочное значение для балластного сопротивления, при котором влияние изменения тока разряда на величину и стабильность эмиссионного тока минимальны.

Извлечение с открытой поверхности плазмы предполагает монотонность распределения потенциала результирующего поля ($\varphi_z \geq \varphi_{nl}$). В этом случае площадь эмитирующей плазменной поверхности является функцией ускоряющего напряжения вследствие способности ее перемещения [1–3], плотность электронного тока соответствует плотности теплового тока из плазмы, а ток электронов в ускоряющий промежуток определяется соотношением:

$$i_z = enS_s f(V_z) \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}}, \quad (10)$$

где $f(V_z)$ – доля площади поверхности плазмы, обеспечивающая эмиссию электронов.

После дифференцирования (10) по V_z с учетом (6) получаем

$$\frac{1}{i_z} \frac{\partial i_z}{\partial V_z} = \frac{1}{i_d} \frac{\partial i_d}{\partial V_z} + \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial V_z}. \quad (11)$$

Для определенности функцию $f(V_z)$ запишем для полусферической эмитирующей плазменной поверхности по аналогии с [1–3]:

$$f(V_z) = f_0 \left(1 + A \frac{(\varphi_a + DV_z - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{3/4}}{\sqrt{nb}} \right)^2, \quad (12)$$

где $A = 2\pi \sqrt{\frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \frac{e}{m_e} \frac{1}{v \sqrt{e S_j f_0}}}$; $b = \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}}$.

Продифференцировав (12) по V_z , получаем после преобразований:

$$\frac{1}{f} \frac{\partial f(V_z)}{\partial V_z} = \frac{2A}{f_0} \left(\frac{\frac{3}{4} \left(1 - \frac{\partial \varphi_{nl}}{\partial V_z} - R_{\bar{\sigma}} \frac{\partial i_d}{\partial V_z} \right)}{\sqrt{nb} (DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{1/4}} - \frac{1}{2} \frac{(DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{3/4} \frac{1}{i_d} \frac{\partial i_d}{\partial V_z}}{\sqrt{nb}} \right). \quad (13)$$

Окончательно (11), с учетом (13), запишем в виде

$$\frac{1}{i_z} \frac{\partial i_z}{\partial V_z} = \frac{3}{2} \frac{A}{f_0} \frac{1}{\sqrt{nb} (DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{1/4}} - \frac{\partial \varphi_{nl}}{\partial V_z} \frac{3}{2} \frac{A}{f_0} \frac{1}{\sqrt{nb} (DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{1/4}} + \frac{1}{i_d} \frac{\partial i_d}{\partial V_z} \times \left[1 - \frac{3}{2} \frac{A}{f_0} \frac{i_d R_{\bar{\sigma}}}{\sqrt{nb} (DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{1/4}} - \frac{A (DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{3/4}}{f_0 \sqrt{nb}} \right]. \quad (14)$$

В отсутствие возмущения плазмы $i_z \sim V^{3/2}$, что соответствует зависимости i_z от V_z по известному закону «степени 3/2» или линейной зависимости в логарифмическом масштабе $\ln i_z(\ln V_z)$ (рис. 3, кривая 1). В выражении (14) отсутствует явная зависимость тока эмиссии от интенсивности разогрева плазменных электронов ($\partial T_e / \partial V_z > 0$), однако этот механизм реализуется неявно, через изменение тока разряда ($\partial i_z / \partial V_z$) и потенциал плазмы ($\partial \varphi_{nl} / \partial V_z$).

Анализ (14) показывает, что повышение потенциала плазмы ($\partial \varphi_{nl} / \partial V_z$), как и в режиме с закрытой плазменной поверхностью, однозначно приводит к снижению крутизны зависимости $i_z(V_z)$ (см. рис. 3, кривая 2). Влияние возмущения разрядного тока (концентрации заряженных частиц) определяется знаком множителя в квадратных скобках выражения (14).

Для определения условий, при которых изменяется знак множителя, воспользуемся (12) и преобразуем выражение в скобках к виду:

$$\left[1 - \frac{3}{2} \frac{A}{f_0} \frac{i_d R_{\bar{\sigma}}}{\sqrt{nb} (DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{1/4}} - \frac{A (DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})^{3/4}}{f_0 \sqrt{nb}} \right] =$$

$$= 1 - \frac{3}{2} \frac{i_d R_{\bar{\sigma}}}{\sqrt{nb} (DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})} \frac{1}{f_0} \left(\sqrt{\frac{f}{f_0}} - 1 \right) - \frac{1}{f_0} \left(\sqrt{\frac{f}{f_0}} - 1 \right) =$$

$$= 1 - \frac{1}{f_0} \left(\sqrt{\frac{f}{f_0}} - 1 \right) \left(\frac{3}{2} \frac{i_d R_{\bar{\sigma}}}{(DV_z + \varphi_a - \varphi_{nl} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})} + 1 \right) = \Omega.$$

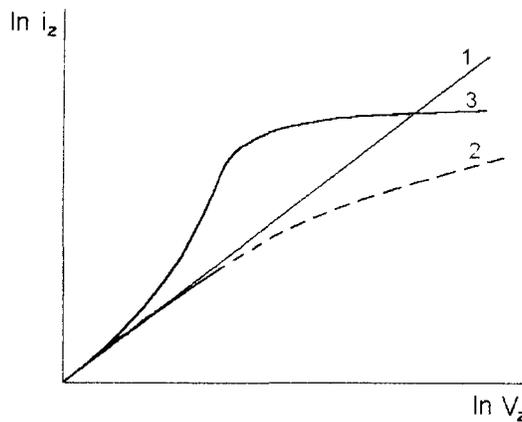


Рис. 3. К пояснению механизмов возмущения при отборе с открытой плазменной поверхности

Поскольку $f_0 < 1$ и $f \geq f_0$, выражение Ω может быть как положительным, так и отрицательным. Определим критическое значение f , при котором выражение Ω меняет знак, с помощью (12):

$$f_1 = f_0 \left(1 + \frac{f_0}{1 + \frac{3}{2} \frac{i_d R_{\bar{\sigma}}}{(DV_z + \varphi_a - \varphi_{ni} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})}} \right)^2.$$

При $f < f_1$ $\Omega < 0$, при $f > f_1$ $\Omega > 0$. Это означает, что в режиме извлечения с открытой плазменной поверхности при малых V_z , когда $f < f_1$, возмущение разрядного тока будет приводить к увеличению крутизны $\partial i_z / \partial V_z$. С увеличением V_z реализуется ситуация, когда $f > f_1$ и крутизна $\partial i_z / \partial V_z$ будет снижаться (см. рис. 3, кривая 3).

Таким образом, можно сделать вывод, что чем больше возмущение плазмы (потенциала и концентрации), тем в меньшей степени ток эмиссии зависит от потенциала коллектора (ускоряющего напряжения), т.е. стабильность тока эмиссии в этом режиме извлечения возрастает с увеличением V_z , когда реализуется условие $f > f_1$.

В отличие от режима извлечения электронов через потенциальный барьер, стабильность эмиссии с открытой плазменной поверхности может быть достигнута не только электротехническими средствами (за счет падения потенциала анода на величину $\Delta i_d R_{\bar{\sigma}}$), но и за счет физических процессов в ПИЭЛ. В частности, возможен выбор условий, при которых ограничивается рост эмитирующей поверхности $f(V_z)$ с ростом V_z (например, за счет специальной геометрии разрядной камеры). Кроме этого из (13) видно, что увеличение тока разряда $\partial i_d / \partial V_z > 0$ однозначно ограничивает рост площади эмитирующей поверхности. Это дополнительный механизм стабилизации эмиссионного тока, который реализуется за счет саморегуляции толщины приэлектродного слоя. Условия, накладываемые на параметры плазмы и характеристики разряда, при которых ток эмиссии стабилизируется ($\partial i_z / \partial V_z = 0$), можно определить из уравнения:

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} f_0 \frac{1}{(DV_z + \varphi_a - \varphi_{ni} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})} \left(1 - \frac{\partial \varphi_{ni}}{\partial V_z} \right) = \\ & = \frac{1}{i_d} \frac{\partial i_d}{\partial V_z} \left[\frac{1}{f_0} \left(\sqrt{\frac{f}{f_0}} - 1 \right) \left(\frac{3}{2} \frac{i_d R_{\bar{\sigma}}}{(DV_z + \varphi_a - \varphi_{ni} - \Delta i_d R_{\bar{\sigma}})} + 1 \right) - 1 \right]. \end{aligned}$$

В этом случае (аналогично ранее рассмотренному) провести оценку величины балластного сопротивления затруднительно. Вместе с тем, воспользовавшись полученным условием, при котором ток эмиссии наиболее стабилен $f > f_1$, можно найти минимальное значение для балластного сопротивления.

Выводы

Проведенный анализ влияния возмущения плазмы при отборе электронов на эмиссионные свойства плазменного эмиттера позволил выявить схмотехнические и физические способы стабилизации эмиссионного тока. В частности, схмотехнический способ заключается в применении оптимального значения балластного сопротивления в цепи эмиттерного электрода. К физическому способу стабилизации можно отнести ослабление зависимости эмиссионного тока от дестабилизирующих факторов при высокой эффективности извлечения (см. рис. 3, кривая 3). В некоторых случаях такой режим работы ПИЭЛ может оказаться предпочтительным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. К теории электронных коллекторов в газовом разряде // Журнал технической физики. - 1986. - Т. 56, вып. 4. - С. 681 - 686.
2. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Тюрюканов // Журнал технической физики. - 1986. - Т. 56, вып. 1. - С. 66 - 70.
3. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Тюрюканов // Журнал технической физики. - 1986. - Т. 56, вып. 4. - С. 687 - 693.
4. Крейнделъ Ю.Е., Никулин С.П., Шубин О.Л. Влияние электронной эмиссии на структуру отражательного разряда с полым катодом // Журнал технической физики. - 1990. - Т. 60, вып. 4. - С. 190- 192.
5. Gruzdev V.A., Zalesski V.G. Disturbance of the gas-discharge plasma by switching of electron current to a probe // Proc. III Intern. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk (Belarus), 2000. - V. 1. - P. 153 - 156.
6. Груздев В.А., Крейнделъ Ю.Е., Ларин Ю.М. Отбор электронов из плазмы в присутствии газа в уско-ряющем промежутке // Теплофизика высоких температур. - 1973. - Т. 11, № 3. - С. 482 - 486.
7. Электронно-лучевая сварка / О.К. Назаренко, А.А. Кайдалов, С.Н. Ковбасенко и др.; Под ред. Б.Е. Пато-на. - Киев: Наукова думка, 1987. - 256 с.
8. Царев Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп. - М.: Энергия, 1967. - 671 с.
9. Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. - М.: Атомиздат, 1977. - 145 с.