УДК 537.533; 533.9.03; 621.384

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕННЫХ ЭМИТТЕРАХ ПРИ ВОЗМУЩЕНИИ ПЛАЗМЫ ОТБОРОМ ЭЛЕКТРОНОВ

канд. техн. наук Ю.П. ГОЛУБЕВ, И.С. РУСЕЦКИЙ
(Полоцкий государственный университет)

Рассмотрены вопросы создания эффективных плазменных источников электронов, предназначенных для генерации электронных пучков большого сечения. Приводятся результаты исследования экспериментальных характеристик извлечения в различных режимах отбора электронов из газоразрядной плазмы. На основе анализа характеристик извлечения рассмотрены методы стабилизации эмиссионного тока в условиях отбора электронов с плазменной поверхности большой площади. Включение сопротивления смещения в цепи эмиттерного электрода повышает эффективность сеточной стабилизации плазменной поверхности. При повышенных давлениях технологические возможности плазменных источников электронов с пучками большого сечения могут быть расширены за счет применения сеточных эмиттерных электродов с высокой геометрической прозрачностью и эквипотенциальным пространством между ними. Кроме этого, стабильность работы плазменных эмиттеров может быть обеспечена за счет создания условий в разряде, обеспечивающих ограничение подвижности эмиттирующей плазменной поверхности или реализацию режима автостабилизации тока эмиссии.

Введение. Плазменные источники электронов (ПИЭЛ) находят применение в традиционных электронно-лучевых технологиях, таких как сварка [1] и наплавка [2]. Расширение области применения электронно-лучевых технологий возможно за счет развития новых методов получения покрытий и плёнок в условиях инициирования плазмохимических реакций электронным пучком.

Поскольку одним из основных требований, предъявляемых к формируемым плёнкам и покрытиям, является однородность их свойств по поверхности и глубина, то наиболее перспективным представляется создание плазменных эмиттеров, способных генерировать электронные пучки большого сечения с высокой однородностью плотности тока по сечению пучка и стабильностью характеристик во времени.

Основная сложность при этом состоит в том, что существенный перепад давления между газоразрядной камерой, где формируется эмиттирующая плазма, и ускоряющим промежутком, где интенсивность ионизационных процессов должна быть минимальна, реализовать затруднительно. Это обусловлено большой геометрической прозрачностью эмиттерного электрода, функцию которого, как правило, выполняет сетка. Такие условия формирования плазмы и электронного пучка приводят к более существенному влиянию эмиссии электронов на параметры плазмы. Поэтому анализ механизмов, обеспечивающих эмиссию электронов из плазмы и её реакцию на отбор электронов, является необходимым для создания плазменных эмиттеров, формирующих электронные пучки большого сечения со стабильными параметрами.

Некоторые результаты экспериментальных исследований механизмов формирования эмиссионного тока в плазменных эмиттерах такого типа представлены в данной работе.

Методика и условия эксперимента. Экспериментальные исследования извлечения электронов из плазмы проводились для плазменного эмиттера на основе разряда в скрещенных полях, электродная структура которого рассмотрена в [3, 4], а параметры формируемой плазмы и характеристики разряда показаны в работах [4, 5]. Для данной газоразрядной структуры характерно извлечение электронов через отверстие в эмиттерном электроде, находящемся под анодным потенциалом или под потенциалом, который обеспечивается падением напряжения на сопротивлении $R_{см}$, включенном в цепь эмиттерного электрода. Схемы электрической и электродной системы представлены на рисунке 1.

Для выявления основных механизмов формирования эмиссионного тока в ПИЭЛ отбор электронов из плазмы осуществляли в различных условиях:

а) на зонд-коллектор, расположенный в плоскости эмиттерного электрода (на рисунке не показан);

б) через канал ограниченной площади в эмиттерном электроде на ускоряющий электрод с потенциалом, значительно превышающим потенциал плазмы (рис. 1, а, в), через сеточный эмиттерный электрод большой площади на ускоряющий электрод с большим потенциалом (рис. 1, б).

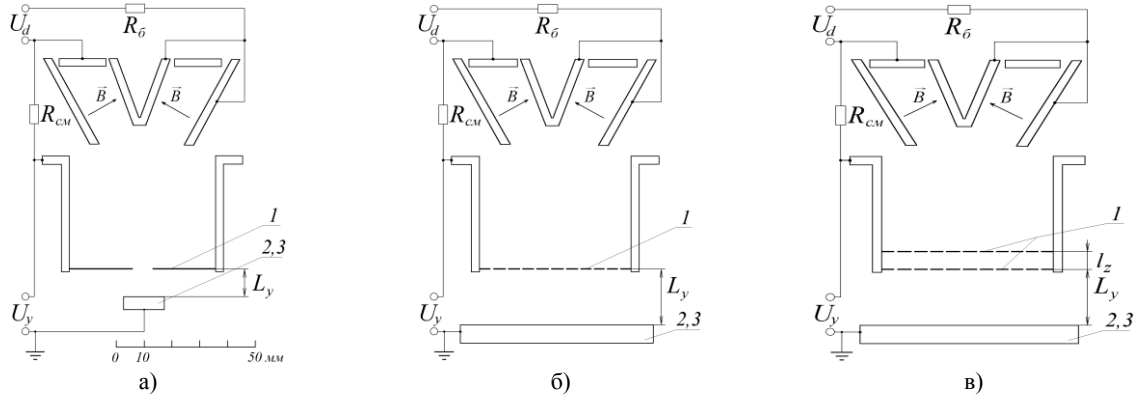


Рис. 1. Схемы электродных структур с экспандером
для исследования переключения электронного тока в ускоряющий промежуток:
а – ограниченный эмиссионный канал; б – односеточный эмиттерный электрод; в – двухсеточный эмиттерный электрод;
1 – эмиттерный электрод; 2 – ускоряющий электрод; 3 – обрабатываемая поверхность

Влияние эмиссии на параметры плазменного эмиттера. В работе [6] высказано предположение о том, что эмиссия электронов из плазмы может приводить к формированию в ней слабого электрического поля с напряженностью порядка $T_e/e\lambda_e$ (где T_e – электронная температура, λ_e – длина свободного пробега плазменных электронов), в результате чего ионизационная способность плазменных электронов должна возрастать. В этом случае влияние эмиссии электронов должно проявляться в большей степени тогда, когда область формирования плазмы (максимум концентрации и наибольшая интенсивность ионизационных процессов) наиболее приближена к области извлечения (эмиссионному отверстию или зонду-коллектору).

На рисунке 2 показаны экспериментальные зависимости (в полулогарифмическом масштабе) тока эмиссии от потенциала зонда относительно анода V_z, полученные для различных типов электродов-расширителей плазмы согласно изображенным на нём схемам.

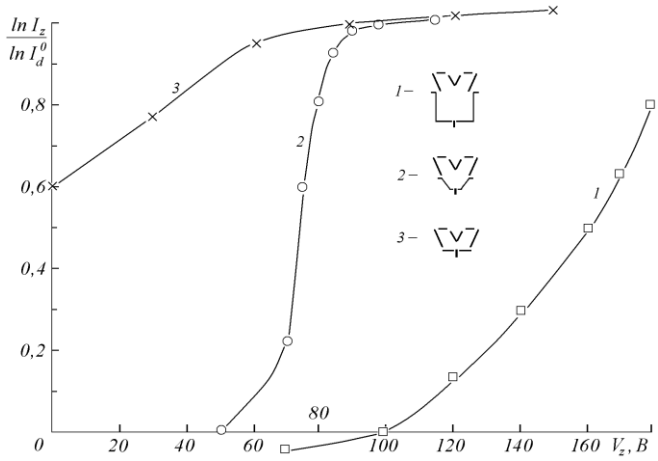


Рис. 2. Характеристики извлечения на зонд-коллектор в различных электродных структурах

Кривая 1 соответствует цилиндрической форме экспандера и характеризуется значительным удалением области эмиссии от области формирования плазмы. Поскольку эмиттирующая плазма в этом случае формируется в основном за счет диффузии частиц из межкатодного пространства, то влияние эмиссии оказывается незначительным. Рост тока эмиссии при этом обусловлен снижением потенциального барьера для электронов (при малых V_z) и увеличением площади эмиттирующей плазменной поверхности (при больших V_z).

Во втором случае (кривая 2) эмиссия электронов осуществляется из плазмы, формируемой в конусном экспандере. Влияние эмиссии в этом случае оказывается более существенным, что обусловливает появление трех областей. В области малых V_z рост тока эмиссии, как и ранее, обусловлен снижением барьера. С увеличением V_z крутизна зависимости возрастает, что, по-видимому, связано с увеличением площади эмиттирующей плазменной поверхности. Однако дальнейшее увеличение V_z приводит к насыщению тока. Это может быть обусловлено реализацией механизма автостабилизации эмиссионного тока, предложенного в [7]. Суть этого механизма заключается в том, что с ростом тока эмиссии ионизационная

способность плазменных электронов растет. Это приводит к увеличению концентрации плазмы и ограничению перемещения плазменной границы с ростом V_z. В результате ток эмиссии стабилизируется, что иллюстрируется появлением на зависимости области квазинасыщения (рис. 2, кривая 2).

В третьем случае эмиссия электронов осуществляется непосредственно из области формирования газоразрядной плазмы, этот механизм реализуется при меньших значениях V_z (рис. 2, кривая 3). Различие в крутизне кривых 2 и 3 обусловлено наличием магнитного поля в газоразрядной структуре, необходимого для формирования плазмы. Поэтому во втором случае (см. рис. 2, кривая 2) эмиссия электронов из плазмы осуществляется вдоль магнитного поля, которое практически не влияет на ток эмиссии. В этом случае на величину тока эмиссии оказывает влияние более существенная поперечная извлечению электронов компонента индукции магнитного поля, в результате эмиссия электронов оказывается затруднённой и крутизна зависимости в области до квазинасыщения меньше в сравнении со случаем 2.

Если в рассмотренных случаях эмиссию электронов осуществлять не на зонд-коллектор, а на ускоряющий электрод через эмиссионный канал, то, как показывают эксперименты, вид зависимостей качественно не изменяется. При этом степень возмущения плазмы отбором электронов зависит от доли тока эмиссии в разрядном токе и условий формирования плазмы в области эмиссии.

На рисунке 3 показаны зависимости, иллюстрирующие возмущение тока разряда отбором электронов через эмиссионные каналы различного диаметра. Очевидно, что с увеличением диаметра эмиссионного канала при прочих равных условиях эмиссионный ток оказывается больше и относительное увеличение возмущения тока разряда выше.

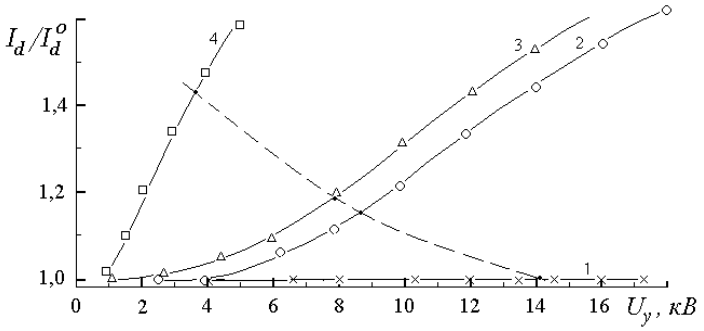


Рис. 3. Зависимость степени возмущения тока разряда от ускоряющего напряжения:
1 – ∅ 2 мм; 2 – ∅ 2,6 мм; 3 – ∅ 3 мм; 4 – ∅ 4 мм; I_d = 0,1 А; Q = 240 см^3·атм/ч

Приведенные экспериментальные данные позволяют предположить, что механизмом, ответственным за реакцию плазменного эмиттера на эмиссию электронов, является формирование зависимости интенсивности ионизационных процессов от тока эмиссии, что подтверждает предположение о роли слабого электрического поля, формируемого в плазме при отборе электронов.

На рисунке 4 приведены экспериментальные характеристики высоковольтного извлечения в зависимости от давления плазмообразующего газа (скорости напуска газа в газоразрядную камеру Q).

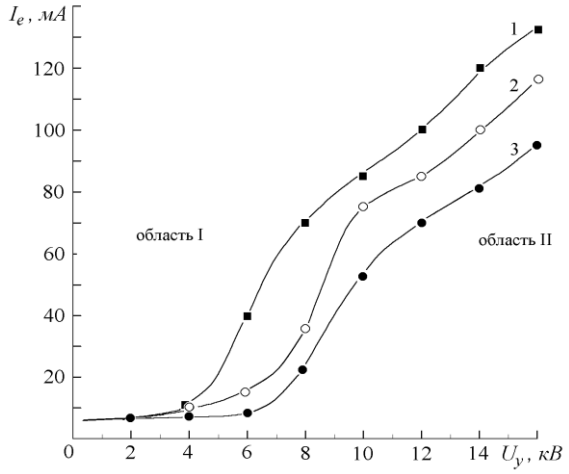


Рис. 4. Вольтамперные характеристики извлечения в эмиссионный канал ∅ 2,6 мм:
1 – Q = 277 см^3·атм/ч; 2 – Q = 240 см^3·атм/ч; 3 – Q = 200 см^3·атм/ч; I_d^0 = 0,1 А

Из рисунка 4 видно, что для извлечения в канал ограниченной площади характерно существование двух областей ускоряющих напряжений (приведенных напряженностей $E_{пр} = U_y / L_y$).

В области I, как и в случае извлечения, на зонд-коллектор (см. рис. 2, кривая 2), можно выделить режим извлечения через потенциальный барьер, режим эмиссии с открытой плазменной поверхности и режим квазинасыщения. Однако вследствие возмущения плазмы отбором электронов с увеличением тока эмиссии степень возмущения возрастает (см. рис. 3).

В области II зависимости близки к линейным, что обусловлено ростом тока разряда в условиях извлечения, близких к полному переключению разрядного тока в эмиссионный канал. Из экспериментальных зависимостей следует, что режим автостабилизации в данных условиях не реализуется. Это, по-видимому, обусловлено существованием дополнительного дестабилизирующего фактора, учёт которого необходим для обеспечения стабильности эмиссионного тока. Таким фактором может быть наличие обратного ионного потока из ускоряющего промежутка, где происходит ионизация газа электронным пучком, в плазму.

Влияние обратного ионного потока на параметры плазмы иллюстрируется также зависимостью степени возмущения плазмы от диаметра эмиссионного канала (на рисунке 3 пунктиром соединены точки на кривых, соответствующие одинаковым значениям тока эмиссии, которые достигаются для данного эмиссионного канала при некотором ускоряющем напряжении). В этом случае величина ионного потока в плазму определяется площадью эмиссионного канала, и с увеличением его диаметра крутизна зависимости возрастает при постоянном токе эмиссии, т.е. постоянной интенсивности ионизационных процессов в ускоряющем промежутке.

Ток эмиссии при извлечении через потенциальный барьер можно записать следующим образом:

$$I_e = \frac{1}{4} en\upsilon_T S_e \exp\left(-\frac{e}{T_e} \; U_a - kU_y \right),$$

где $S_e = f_0 S_э$ – площадь эмиссионного канала в эмиттерном электроде площадью $S_э$; U_a – величина анодного падения потенциала (потенциал плазмы относительно анода); U_y – ускоряющее напряжение; k – коэффициент электрической прозрачности эмиссионного канала.

В режиме эмиссии через потенциальный барьер возмущением плазмы можно пренебречь, т.е. считать

$$\frac{\partial n}{\partial U_y} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial U_a}{\partial U_y} = 0 \, .$$

В этом случае крутизна вольтамперной характеристики зависит от концентрации плазмы и коэффициента электрической прозрачности и определяется выражением:

$$\frac{dI_e}{dU_y} = \frac{e^2 \upsilon_T f_0 S_э n}{T_e} \left(k + U_y \frac{dk}{dU_y} \right) \exp\left(-\frac{e \; U_a - kU_y}{T_e} \right),$$

где предполагается, что k является только функцией ускоряющего напряжения.

При эмиссии в отсутствие потенциального барьера плотность тока эмиссии соответствует тепловому току электронов в плазме. Изменение тока эмиссии в этом случае связано с зависимостью площади эмиттирующей поверхности плазмы от ускоряющего напряжения $f(U_y)$:

$$I_e = \frac{1}{4} en\upsilon_T f \;\; U_y \;\; S_э \, .$$

Тогда крутизна вольтамперной характеристики с учетом возмущения плазмы $\left(\frac{\partial n}{\partial U_y} \neq 0, \; \frac{\partial U_a}{\partial U_y} \approx 0 \right)$ принимает вид:

$$\frac{dI_e}{dU_y} = \frac{1}{4} en\upsilon_T S_э \left(f \;\; U_y \;\; \frac{\partial n}{\partial U_y} + n \frac{\partial f \;\; U_y}{\partial U_y} \right). \qquad (1)$$

Если воспользоваться функцией $f(U_y)$, предложенной в [7], то

$$f = f_0\left(1 + A\frac{kU_y - U_a^{\ 3/4}}{\sqrt{n}}\right)^2, \qquad (2)$$

где A – константа.

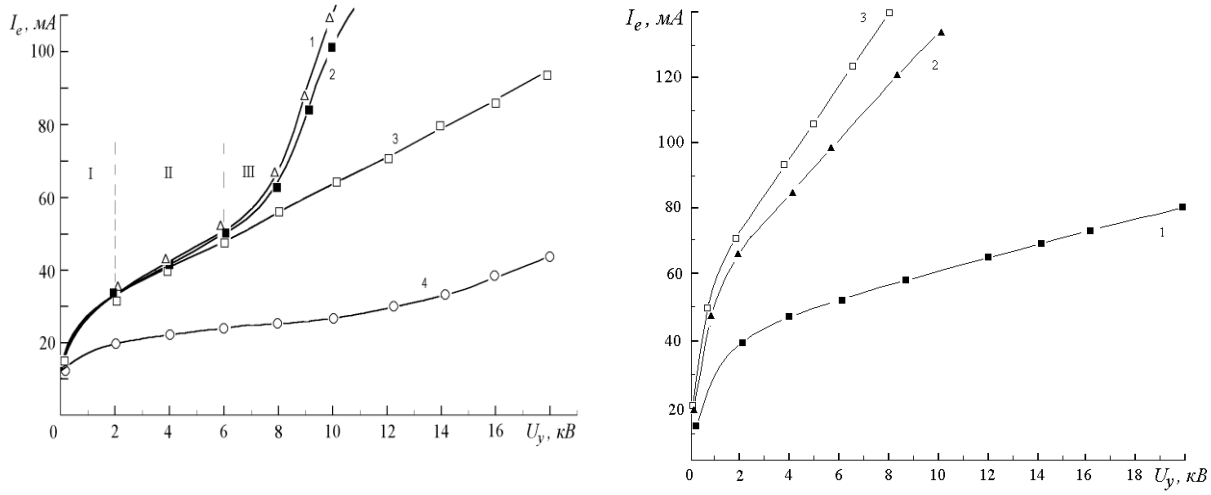
Анализ соотношения (1) с учетом (2) показывает, что режим квазинасыщения может быть реализован за счет ограничения подвижности эмиттирующей поверхности, т.е. $\frac{\partial f}{\partial U_y} \approx 0$, что может быть достигнуто в том числе и в результате возмущения плазмы отбором электронов. В этом случае изменение концентрации плазмы должно удовлетворять неравенству:

$$\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial U_y} > \frac{3}{4}\frac{k + U_y\dfrac{dk}{dU_y}}{U_a + kU_y}.$$

На основании анализа приведенных результатов можно предположить, что в плазменном эмиттере возможна реализация таких условий эмиссии, которые бы при достижении определённой доли извлекаемого тока облегчили переход в новый автостабилизированный режим. Для этого необходимо ограничить влияние дестабилизирующих факторов (например, обратного ионного потока) на параметры плазменного эмиттера.

Характеристики извлечения электронов из плазмы через сеточный эмиттерный электрод большой площади. Для обеспечения требуемой концентрации заряженных частиц необходимо повышать давление в газоразрядной камере. При этом в области ускорения давление должно быть минимальным, чтобы обеспечить его электрическую прочность. Перепад давления между газоразрядной и рабочей камерами может быть создан за счет применения эмиттерных электродов с малым геометрическим коэффициентом прозрачности. Однако плотность мощности пучка при этом может оказаться недостаточной для реализации определённых технологий.

На рисунке 5 представлены вольтамперные характеристики извлечения электронов из плазмы через сеточный электрод различной прозрачности ξ (ξ_1 = 0,51; ξ_2 = 0,6; ξ_3 = 0,64) в зависимости от смещения, подаваемого на эмиттерный электрод (рис. 5, а), а также от коэффициента прозрачности сеточного эмиттерного электрода (рис. 5, б).



а) б)

Рис. 5. Зависимости тока эмиссии от ускоряющего напряжения:
а – I^0_d = 0,14 А; 1, 2, 3 – ξ = 0,64; 4 – ξ = 0,44; 1, 2, 3 – $p = 2\cdot10^{-3}$ мм рт. ст.; 4 – $p = 3\cdot10^{-3}$ мм рт. ст.;
1, 2 – $R_{см}$ = 510 Ом ($U^0_{см}$ = –35 В); 3, 4 – $R_{см}$ = 1 кОм ($U^0_{см}$ = –125 В);
Б – I_d^0 = 0,2 А; 1 – Q = 880 атм·см^3/ч; 2, 3 – Q = 840 атм·см^3/ч; 1 – ξ = 0,51; 2 – ξ = 0,6; 3 – ξ = 0,64

На экспериментальных зависимостях (рис. 5, а) можно условно выделить три области. Область I соответствует малым значениям ускоряющих напряжений и характеризуется значительной крутизной характеристик извлечения. Эта область соответствует извлечению электронов через потенциальный барьер пристеночного анодного слоя, причем величина этого барьера определяется главным образом эффективным потенциалом ускоряющего поля в области отверстия сетки $\varphi_y(z)$, что приводит к снижению величины потенциального барьера и резкому росту эмиссионного тока.

При дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения реализуется ситуация, когда превалирующее значение приобретает прианодное (присеточное) падение потенциала (анодный слой) (см. рис. 5, а, область II), т.е. сеточный электрод ограничивает проникновение поля и величина потенциального барьера изменяется слабо. В этом случае реализуется известный способ сеточной стабилизации плазменной поверхности [8, 9]. Подтверждением слабой зависимости от U_y величины потенциального барьера в этом режиме служит следующий факт. Понижение потенциала сетки относительно анода на величину смещения, равного падению напряжения на сопротивлении $R_{см}$ (см. рис. 1), приводит к увеличению тормозящей электроны разности потенциалов в слое (потенциального барьера) и увеличению толщины этого слоя, в результате область квазинасыщения II расширяется (см. рис. 5, а, кривая 3). В данном режиме эмиссионный ток в этой области определяется коэффициентом прозрачности сетки $\xi \approx I_e/I_p = \alpha$, где α – эффективность извлечения.

Таким образом, данные характеристики показывают возможность увеличения эффективности сеточной стабилизации за счет создания автосмещения потенциала эмиттерного электрода включением сопротивления смещения в его цепь.

Эксперименты показали, что использование сеточных электродов с малым коэффициентом прозрачности неэффективно для конструирования технологических ПИЭЛ, поскольку эффективность извлечения при малом возмущении не превышает коэффициента прозрачности ($\alpha \le \xi$) (рис. 6, кривые 2, 3). Кроме этого, несмотря на малое значение ξ для такой системы характерна область III, т.е. при повышенных рабочих давлениях система неустойчива (см. рис. 5, а, кривая 4).

Применение сеточных электродов с большим коэффициентом прозрачности ($\xi = 0{,}6$; $\xi = 0{,}64$) позволяет в условиях сильного возмущения увеличить эффективность извлечения ($\alpha > \xi$) (см. рис. 6, кривая 1). Однако стабильность эмиссионного тока в этом случае при повышенных давлениях неудовлетворительна, поскольку на соответствующих характеристиках извлечения практически отсутствует область квазинасыщения (рис. 5, б, кривые 2, 3; рис. 6, кривая 1).

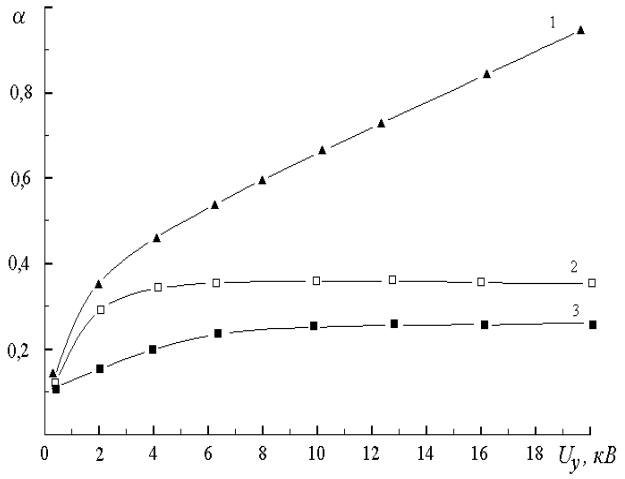


Рис. 6. Зависимость эффективности извлечения от ускоряющего напряжения:
$p = 3\cdot10^{-3}$ мм рт. ст.; $I_d^0 = 0{,}2$ А; 1 – $\xi = 0{,}64$; 2 – двойная сетка $\xi = 0{,}64$; 3 – $\xi = 0{,}51$; $Q = 840$ атм·см^3/ч

Для повышения эффективности ПИЭЛ с сеточной стабилизацией необходимо снизить степень влияния процессов в ускоряющем промежутке на условия эмиссии. Это возможно за счет уменьшения коэффициента электрической прозрачности сетки $k \approx \xi$. С другой стороны, ток сеточного электрода I_e должен быть минимален, так как $I_d = I_e + I_c$. Поэтому геометрическая прозрачность сеточного электрода ξ должна быть максимальной, поскольку эмиссионный ток в отсутствие значительного возмущения плазмы не может превышать величину $I_e = \alpha I_d \approx \xi\, I_d$.

С увеличением давления газа в ускоряющем промежутке возможно формирование вторичной плазмы с потенциалом, близким к потенциалу ускоряющего электрода [6, 10]. При этом протяженность ускоряющего промежутка уменьшается, а напряженность поля в нем существенно увеличивается. В результате коэффициент электрической прозрачности оказывается зависящим от давления газа, что приводит к нестабильности эмиссии при повышенных давлениях газа.

Характеристики извлечения электронов из плазмы при двухсеточной стабилизации. Эксперименты по извлечению электронного тока через сеточные электроды с различным коэффициентом прозрачности показали, что основная проблема получения электронных пучков большого сечения – достижение высокой эффективности извлечения при сохранении достаточной стабильности эмиссионного тока во всем диапазоне рабочих давлений (10^{-3}...10^{-2} мм рт. ст.). Для решения данной задачи предлагается использовать двухсеточный эмиттерный электрод (см. рис. 1, в) [4].

Суть метода двухсеточной стабилизации сводится к использованию двух эквипотенциальных сеток максимальной допустимой прозрачностью ξ и заданным расстоянием между ними l_z. Ограничение степени возмущения в двухсеточной системе обеспечивается двумя факторами. Во-первых, наличие сетки со стороны ускоряющего электрода ограничивает проникновение поля ускоряющего электрода в область присеточного падения потенциала. Ограничение воздействия поля ускоряющего промежутка на присеточный слой реализуется даже в случае возникновения вторичной плазмы, что обусловлено наличием достаточно протяженного эквипотенциального пространства между двумя сетками. Этот фактор обеспечивает сохранение условий эмиссии в режиме квазинасыщения при значительно более высоких значениях давления газа (вплоть до 10^{-2} мм рт. ст. в условиях проводимого эксперимента).

Таким образом, первая сетка, обращенная к эмиттирующей плазме, решает задачу стабилизации плазменной поверхности. Вторая сетка, устанавливаемая со стороны ускоряющего электрода, и межсеточное расстояние ограничивают влияние процессов в ускоряющем промежутке на условия эмиссии.

Для повышения эффективности извлечения эксперименты проводились с использованием сеток с большой прозрачностью (ξ = 0,64). Вторая сетка находится под тем же потенциалом (анодным) и обладает теми же характеристиками, что и первая (шаг 2,5 мм, диаметр проволоки 0,5 мм, прозрачность ξ = 0,64). Проникновение поля ускоряющего электрода через вторую сетку незначительно, поэтому величина потенциального барьера определяется только величиной присеточного падения потенциала, в сравнении со случаем одной сетки. При этом эффективность извлечения электронов из плазмы остается достаточно высокой, поскольку коэффициент прозрачности двойной сетки при совмещении ячеек практически не уменьшается. Определяющим параметром при двухсеточной стабилизации является расстояние l_z между сеточными электродами (протяженность зоны эквипотенциальности). На рисунке 7 представлены характеристики извлечения для двух расстояний между сетками l_z (3 и 6 мм).

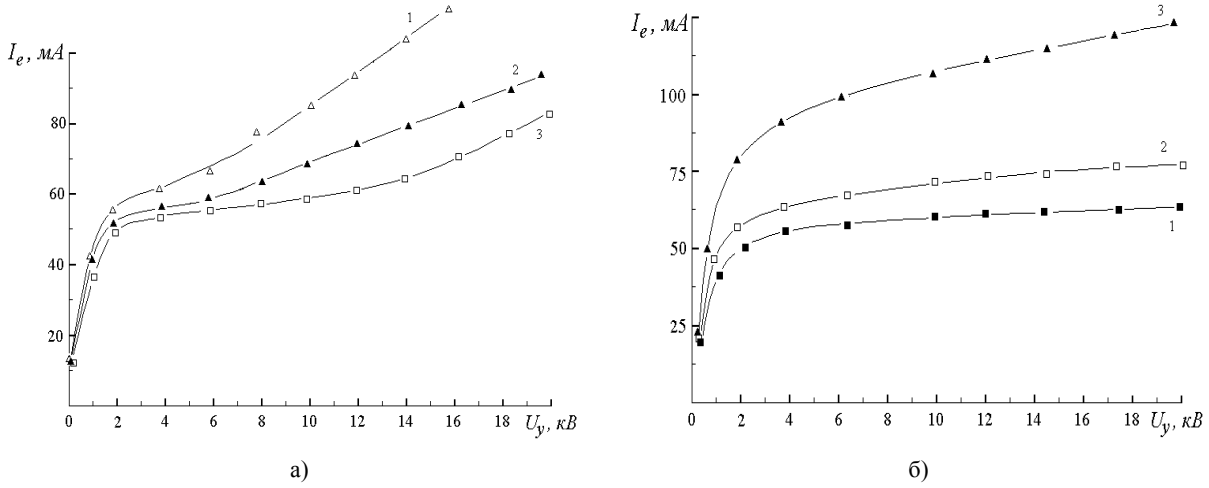


Рис. 7. Зависимости эмиссионного тока от ускоряющего напряжения при эмиссии через двойную сетку ξ = 0,64:
а – l_z = 3 мм; I_d^0 = 0,15 А; 1 – Q = 720 атм·см^3/ч; 2 – Q = 630 атм·см^3/ч; 3 – Q = 600 атм·см^3/ч;
б – l_z = 6 мм; Q = 850 атм·см^3/ч; 1 – I_d^0 = 0,15 А; 2 – I_d^0 = 0,2 А; 3 – I_d^0 = 0,3 А

Видно, что в обоих случаях может быть обеспечена достаточная эффективность извлечения, однако стабильность эмиссионного тока при расстоянии 3 мм несколько ниже. Как видно из рисунка 7, а, с повышением давления в области больших ускоряющих напряжений крутизна характеристик извлечения

значительно увеличивается. Это означает, что вследствие формирования вторичной плазмы в ускоряющем промежутке имеет место возмущение эмиттирующей плазмы отбором электронов. В этом случае стабильность тока эмиссии достигается увеличением области эквипотенциальности настолько, что поле ускоряющего электрода практически не влияет на величину потенциального барьера (рис. 7, б).

Использование двухсеточного электрода с большой протяженностью эквипотенциальной области обеспечивает бóльшую стабильность эмиссионного тока (см. рис. 7, б), однако эффективность извлечения при этом несколько уменьшается (рис. 8).

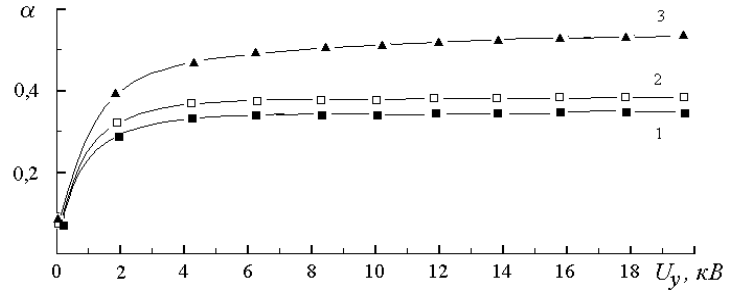


Рис. 8. Зависимость эффективности извлечения
от ускоряющего напряжения при эмиссии через двойную сетку ξ = 0,64:
1, 2 – l_z = 6 мм; 3 – l_z = 3 мм; 1, 2 – Q = 850 атм·см^3/ч; 3 – Q = 720 атм·см^3/ч

Использование двухсеточных эмиттерных электродов позволяет также уменьшить возмущение эмиттирующей плазмы отбором электронов, что иллюстрируется рисунком 9, в сравнении с односеточными эмиттерными электродами (рис. 10).

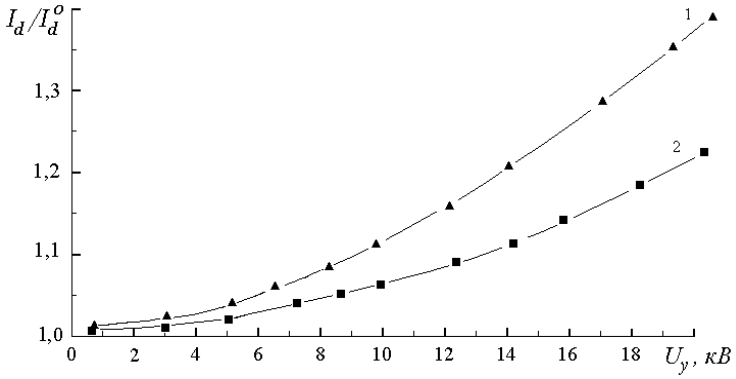


Рис. 9. Зависимость возмущения тока разряда
от ускоряющего напряжения при эмиссии через двойную сетку ξ = 0,64:
Q = 720 атм·см^3/ч; 1 – I_d^0 = 0,1 А; 2 – I_d^0 = 0,2 А

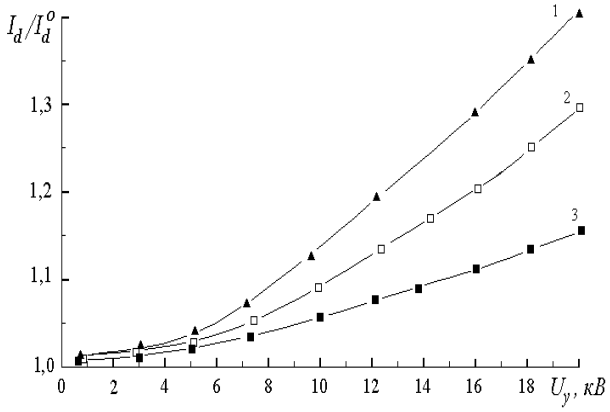


Рис. 10. Зависимость возмущения тока разряда от ускоряющего напряжения:
ξ = 0,51; Q = 720 атм·см^3/ч; 1 – I_d^0 = 0,2 А; 2 – I_d^0 = 0,26 А; 3 – I_d^0 = 0,35 А

Заключение. Существует ряд методов, которые позволяют повысить стабильность эмиссии тока в различных условиях. В частности, включение сопротивления смещения в цепи эмиттерного электрода повышает эффективность сеточной стабилизации плазменной поверхности. При повышенных давлениях технологические возможности ПИЭЛ с пучками большого сечения могут быть расширены за счет применения сеточных эмиттерных электродов с высокой геометрической прозрачностью и эквипотенциальным пространством между ними. Кроме этого, стабильность работы плазменных эмиттеров может быть обеспечена за счет создания условий в разряде, обеспечивающих ограничение подвижности эмиттирующей плазменной поверхности или реализацию режима автостабилизации тока эмиссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов [и др.]; под общ. ред. Ю.Е. Крейнделя. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 212 с.
2. Белюк, С.И. Промышленное применение электронных источников с плазменным эмиттером / С.И. Белюк, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // Изв. вузов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 77 – 84.
3. Universal plasma electron source / V.A. Gruzdev [et al.]. – 2005. – Vol. 77 (2005). – P. 399 – 405.
4. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В.А. Груздев [и др.] // Инженерно-физический журнал. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166 – 170.
5. Груздев, В.А. Переключение электронного тока в газовом разряде / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, Ю.П. Голубев // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2002. – Т. 1, № 3. – С. 86 – 94.
6. Zalesski, V.G. Peculiarities of plasma electron sources operation at high pressures / V.G. Zalesski, D.A. Antonovich // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – № 40 – P. 7771 – 7777.
7. Груздев, В.А. Анализ возможности стабилизации эмиссионного тока плазменных эмиттеров при возмущении плазмы отбором электронов / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, Ю.П. Голубев // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2005. – № 4. – С. 103 – 109.
8. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 1. – С. 66 – 70.
9. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 687 – 693.
10. Груздев, В.А. Эволюция вторичной плазмы в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении / В.А. Груздев, В.Г. Залесский // ЖТФ. – 1996. – Т. 66, вып. 7. – С. 46 – 55.

Поступила 11.09.2009