

ФИЗИКА

УДК 537.533; 621.384

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА НА ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА

*д-р техн. наук, проф. В.А. ГРУЗДЕВ, канд. физ.-мат. наук, доц. В.Г. ЗАЛЕСКИЙ,
Д.А. АНТОНОВИЧ, Д.Г. РУГОЛЬ
(Полоцкий государственный университет)*

Рассматривается влияние давления на эмиссионные характеристики источников электронов, формирующих пучки большого сечения. Представлена физико-математическая модель плазменного эмиттера, в которой в диффузно-дрейфовом приближении рассматриваются условия формирования эмиттирующей плазмы в электроде-расширителе. Показано, что существует критическое давление, при превышении которого электрод-расширитель переходит в «активный» режим, т.е. процессы объемной генерации заряженных частиц начинают превалировать над процессами диффузии из области формирования основного разряда. Экспериментально изучено влияние извлечения электронов и повышенного давления на параметры плазмы в электроде-расширителе. Установлено, что в этих условиях возможно формирование электрического поля в плазме, обеспечивающего «разогрев» плазменных электронов. Рассмотрено влияние первеанса промежутка ускорения на эмиссионные свойства плазменного эмиттера в условиях формирования вторичной плазмы в ускоряющем промежутке. Предложен двухсеточный способ стабилизации, обеспечивающий повышение стабильности параметров плазменного эмиттера при повышенных давлениях.

Введение. При технологическом применении плазменных источников электронов (ПИЭЛ) одной из главных задач является обеспечение стабильности режима работы источника в условиях наличия дестабилизирующих факторов, в частности, при неконтролируемом изменении давления в технологической камере (ТК). Наиболее существенно этот фактор может проявляться в ПИЭЛ с пучками большого сечения (ПБС), в которых перепад давлений в электродной структуре и технологической камере обычно незначителен.

Основные физические особенности ПИЭЛ, которые приводят к нестабильности работы источника при колебании давления в ТК, – это подвижность эмиттирующей плазменной поверхности (ЭПП), возмущение параметров эмиттирующей плазмы, изменение первеанса промежутка ускорения (ПУ) электронного пучка.

В модели ПИЭЛ с эмиттирующей плазменной поверхностью, за ее положение принимается область промежутка ускорения, где происходит разделение электронов и ионов, поступающих из эмиттирующей плазмы в ускоряющий промежуток. При этом считается, что в этой области напряженность поля (градиент потенциала) равна нулю и плотность теплового электронного тока из плазмы приравнивается к плотности тока эмиссии. На основании этих допущений положение поверхности эмиттирующей плазмы подчиняется закону «степени 3/2» с условием равенства тока эмиссии в промежуток ускорения току насыщения. Отсюда следует, что к неустойчивости положения эмиттирующей плазменной поверхности и тока эмиссии приводят, с одной стороны, изменение первеанса ускоряющего промежутка, а с другой, изменение тока разряда, определяющего концентрацию электронов в эмиттирующей плазме. Так как эмиттирующая поверхность отделена от стенок эмиссионного канала (эмиссионных каналов) пристеночным слоем, изменение тока эмиссии может также изменяться адекватно изменению площади эмиттирующей плазменной поверхности при ее перемещении.

К возмущению эмиттирующей плазмы (изменению ее параметров), кроме изменения тока разряда, обусловленного нестабильностью давления, может приводить поток ионов в плазму из промежутка ускорения, интенсивный отбор электронов из плазмы, а также изменения параметров плазмы, не связанные с изменением тока разряда.

К нестабильности первеанса промежутка при колебаниях давления в нем может приводить формирование вторичной пучковой плазмы в прикатодной [1] или в прианодной области [2]. Необходимо отметить, что ряд факторов, приводящих к нестабильности эмиссионного тока, может быть устранен схемотехнически, например, за счет стабилизации тока разряда (тока пучка) или создания соответствующей обратной связи между током пучка и током разряда. Однако если возмущающий фактор может

оказывать неоднозначное воздействие на ток эмиссии, знак которого может меняться в зависимости от внешних условий, то схемотехническая стабилизация затруднена.

В данной работе рассмотрены некоторые особенности формирования эмиттирующей плазмы в ПИЭЛ при повышенных давлениях, возможный механизм возмущения плазмы отбором электронов, предложен способ ограничения влияния неустойчивости первеанса промежутка на эмиссионные свойства плазмы в условиях формирования вторичной плазмы в нем и неустойчивости давления.

1. Влияние давления газа на параметры эмиттирующей плазмы в экспандере

Для получения электронных пучков большого сечения обычно используют газоразрядные структуры с электродом-расширителем плазмы (экспандером) [3], в котором формируется плазменная поверхность требуемой площади (рис. 1). В области основного разряда (область I) формирование плазмы обеспечивается катодными и плазменными процессами генерации заряженных частиц. Для этого, в частности, может быть использована структура со скрещенными $E \times H$ полями. Во второй области (II) плазма

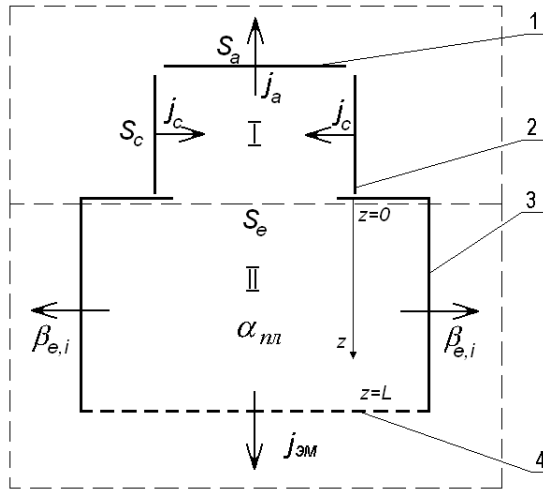


Рис. 1. Физическая модель разряда с экспандером: 1 – анод; 2 – катод; 3 – экспандер (S_e – площадь входной апертуры); 4 – эмиттерный электрод; j_c – плотность тока электронов, эмиттированных катодом (S_c – площадь катода); $j_{ан}$ – плотность тока электронов, уходящих на анод (S_a – площадь анода); $j_{эм}$ – плотность электронного тока эмиссии; $\beta_{e,i}$ – число электронов и ионов, уходящих через единицу цилиндрической поверхности экспандера в единицу времени; α_{nl} – число электронов и ионов, генерируемых в единице объема экспандера в единицу времени плазменными электронами; z – координата вдоль оси экспандера; L – длина экспандера

и распределение частиц по энергиям является максвелловским. Поскольку в экспандере формируется плазма с большой площадью сечения, радиус эмиттирующей плазменной поверхности будет мало отличаться от радиуса экспандера R , и толщиной пристеночного слоя $l_{ст}$ у боковой поверхности экспандера в сравнении с R плазмы можно пренебречь.

Для построения модели воспользуемся уравнениями непрерывности для электронов и ионов, представив их в диффузно-дрейфовом приближении:

$$\frac{d}{dz} j_e = (\alpha_{nl} - \beta_e) en(z); \quad j_e = -eD_e \frac{dn(z)}{dz} - e\mu_e E(z)n(z);$$

$$\frac{d}{dz} j_i = (\alpha_{nl} - \beta_i) en(z); \quad j_i = -eD_i \frac{dn(z)}{dz} + e\mu_i E(z)n(z),$$

где $n(z)$ – концентрация заряженных частиц; D_e, D_i, μ_e, μ_i – коэффициенты диффузии и подвижности электронов и ионов соответственно; α_{nl} – число электронов и ионов, генерируемых в единице объема экспандера в единицу времени плазменными электронами; β_e, β_i – число электронов и ионов, уходящих на единицу цилиндрической поверхности экспандера в единицу времени.

Используя распределение Максвелла и выражение Моргулиса [4, 5], для эффективного сечения ионизации можно оценить число ионизаций плазменными электронами в единицу времени в единице объема:

$$\alpha_{nl} = n_a \alpha_{nl0} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right) \frac{U_i \left(1 + \frac{T_e}{eb}\right) + \frac{2T_e}{e}}{\left(1 + \frac{T_e}{eb}\right)^3},$$

где n_a – концентрация нейтральных частиц газа; U_i – потенциал ионизации газа; b и α_{nl0} – константы, зависящие от рода газа (в расчетах и экспериментах – воздух).

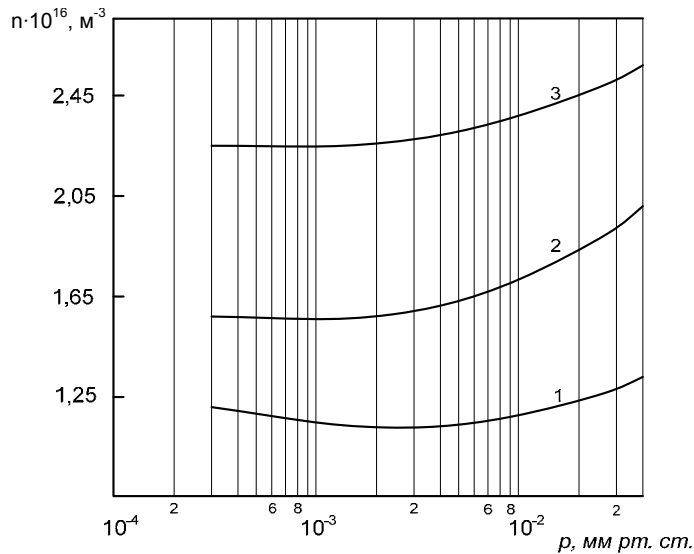


Рис. 2. Зависимости концентрации плазмы от давления газа в отсутствии извлечения (см.рис. 1)

$i_d = 0,5 \text{ А}; R = 0,025 \text{ м}; L = 0,1 \text{ м};$

1 – вблизи эмиттерного электрода ($z \approx L$);

2 – в середине экспандера ($z \approx L/2$); 3 – вблизи апертуры ($z \approx 0$)

Число электронов β_e и ионов β_i , уходящих на единицу поверхности экспандера в единицу времени, определим соотношениями:

$$\beta_e(z) = \frac{2}{R} \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e\varphi(z)}{T_e}\right); \quad \beta_i = \frac{4}{5R} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}},$$

где $\varphi(z)$ – падение потенциала в пристеночном слое экспандера (относительно анода); $T_{e,i}$ – электронная и ионная температуры соответственно; m_i, m_e – масса иона и электрона соответственно; R – радиус экспандера.

В качестве граничных условий выберем следующие соотношения:

- равенство диффузно-дрейфового и теплового потоков для электронов (и бомовского потока для ионов) на границе раздела плазма – слой вблизи эмиттерного электрода:

$$j_e|_{z=L} = j_e T|_{z=L} \exp\left(-\frac{e\varphi(L)}{T_e}\right); \quad j_e T|_{z=L} = 0,25en(L) \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}};$$

$$j_i|_{z=L} = j_b|_{z=L}; \quad j_b|_{z=L} = 0,4en(L) \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}};$$

- равенство теплового потока зарядов из области основного разряда и диффузно-дрейфового потока электронов и ионов на границе раздела плазма основного разряда – плазма в экспандере (φ_0 и n_0 – потенциал и концентрация плазмы (невозмущенной) в области основного разряда):

$$j_e|_{z=0} = j_e T|_{z=0} \frac{S_a}{S_e}; \quad j_e T|_{z=0} = 0,25en(0) \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}; \quad n(0) = n|_{z=0} = n_0;$$

$$j_i|_{z=0} = j_{ie}T|_{z=0} \frac{S_a}{S_e}; \quad j_{iT}|_{z=0} = 0, 25en(0) \sqrt{\frac{8kT_n}{\pi m_i}}; \quad \varphi(0) = \varphi|_{z=0} = \varphi_0.$$

Подставим в соответствующие выражения для плотностей токов граничные условия в виде:

$$\begin{aligned} -D_e \frac{dn(z)}{dz} \Big|_{z=0} + n(z) \Big|_{z=0} \mu_e \frac{d\varphi(z)}{dz} \Big|_{z=0} &= \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}; \\ -D_i \frac{dn(z)}{dz} \Big|_{z=0} - n(z) \Big|_{z=0} \mu_i \frac{d\varphi(z)}{dz} \Big|_{z=0} &= \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8kT_n}{\pi m_i}}; \\ -D_e \frac{dn(z)}{dz} \Big|_{z=L} + n(z) \Big|_{z=L} \mu_e \frac{d\varphi(z)}{dz} \Big|_{z=L} &= \frac{1}{4} n(z) \Big|_{z=L} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e\varphi(z)|_{z=L}}{T_e}\right); \\ -D_i \frac{dn(z)}{dz} \Big|_{z=L} - n(z) \Big|_{z=L} \mu_i \frac{d\varphi(z)}{dz} \Big|_{z=L} &= 0, 4n(z) \Big|_{z=L} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}. \end{aligned}$$

Дополнительно используем интегральное уравнение баланса токов в разряде, которое для данной структуры в одномерном случае имеет вид [6 – 8]:

$$i_c + i_{\text{ЭК}}^i + i_a^i + i_{\text{ЭМ}}^i = i_{\text{ЭК}}^e + i_a^e + i_{\text{ЭМ}}^e,$$

где i_c – катодный ток, который определяется током ионов на катод и током быстрых электронов в плазме, возникающих на катоде вследствие ионно-электронной эмиссии; $i_{\text{ЭК}}^i, i_{\text{ЭК}}^e$ – ток ионов и электронов на экспандер соответственно; i_a^i, i_a^e – анодный ток ионов и электронов соответственно; $i_{\text{ЭМ}}^i, i_{\text{ЭМ}}^e$ – ток ионов и электронов в область эмиттерного электрода соответственно.

После подстановки получаем:

$$\begin{aligned} (1 + \gamma) 0, 4en_0 \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} S_c + 0, 4en_0 \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} S_a + 0, 8e\pi R \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} \int_0^L n(z) dz + \pi R^2 \cdot 0, 4en(L) \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} = \\ = \frac{en_0}{4} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e\varphi_0}{T_e}\right) S_a + \pi R^2 \frac{en(L)}{4} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e\varphi(L)}{T_e}\right) + \frac{\pi R}{2} e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \int_0^L n(z) \exp\left(\frac{-e\varphi(z)}{T_e}\right) dz. \end{aligned}$$

Система уравнений решалась численно.

На рисунке 3 представлены полученные на основе изложенной модели качественные распределения концентрации плазмы.

Из рисунка видно, что в экспандере могут быть реализованы условия, когда ионизация газа плазменными электронами возрастает, т.е. экспандер переходит в активный режим.

На рисунке 4 представлены зависимости концентрации плазмы от давления, которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными кривыми (см. рис. 2). При достаточно низких давлениях и малых объемах экспандера формирование плазмы в нем обусловлено главным образом диффузией частиц из области основного разряда. При этом $dn/dp < 0$, поскольку с увеличением давления газа коэффициенты переноса $\mu_{e,i}$ и $D_{e,i}$ уменьшаются и интенсивность потоков заряженных частиц из области I в экспандер снижается. С увеличением объема экспандера и/или давления роль объемной ионизации в процессах, обеспечивающих генерацию частиц в экспандере, возрастает.

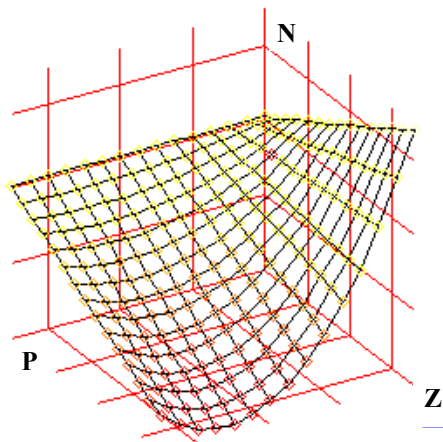


Рис. 3. Качественные распределения концентрации плазмы в экспандере при фиксированном значении начальной концентрации n_0 ; $i_a = 0,5 \text{ A}$; $R = 0,025 \text{ м}$; $L = 0,1 \text{ м}$; $p = 5 \cdot 10^{-4} \dots 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$

При превышении некоторого критического давления $p_{кр}$ крутизна dn/dp меняет знак на противоположный ($dn/dp > 0$), поэтому условие $dn/dp = 0$ можно использовать для определения критического значения $p_{кр}$.

Если предположить, что электрическое поле в экспандере не зависит от координаты z ($E = \text{const}$), то можно на основе системы уравнений, воспользовавшись равенством $dn/dp = 0$, получить аналитическое выражение для критического давления:

$$p_{кр} \approx \frac{\beta_i}{2\alpha_{nl0}} - \frac{\kappa\mu_{i0}}{\alpha_{nl0}zE(p)} \left[1 - \exp\left(\frac{eE(p)}{T_e} z\right) \right],$$

где $\kappa \approx \frac{2}{R} \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \frac{T_i}{T_e \mu_{e0}}$.

Разложив экспоненту в ряд, получаем решение, не зависящее от z и E :

$$p_{кр} \approx \frac{2}{R\alpha_{nl0}} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} \left[\frac{2}{5} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \frac{\mu_{i0}}{\mu_{e0}} \right].$$

Как следует из полученного выражения критическое давление $p_{кр}$ обратно пропорционально радиусу экспандера. По-видимому, при более точном расчете следует ожидать зависимости критического давления от объема плазмы. Для рабочего диапазона давлений $10^{-3} \dots 10^{-2}$ мм рт. ст. режим активного экспандера ($p > p_{кр}$) может быть реализован только для экспандера достаточно большого диаметра который, как показывают расчеты, составляет $(5 \dots 7) \cdot 10^{-2}$ м, или объема, равного примерно 10^{-6} м³, что соответствует параметрам экспериментального ПИЭЛ (см. рис. 2).

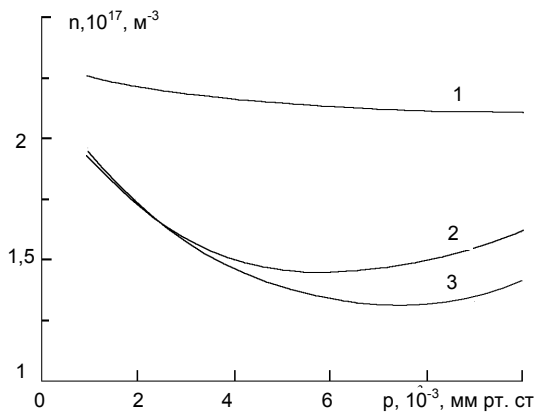


Рис. 4. Зависимости концентрации заряженных частиц в экспандере от давления:

$i_d = 0,5$ А; 1, 2, 3 — $L = 0,1$ м; 1, 3 — $R = 0,025$ м; 2 — $R = 0,03$ м; 1 — $z = 0,01$ м; 2, 3 — $z = 0,05$ м

Таким образом, существует некоторый диапазон давлений, совпадающий с рабочим диапазоном ПИЭЛ, где существует неоднозначная зависимость концентрации плазмы в области эмиссии, а значит и эмиссионных свойств плазмы от давления газа. Наличие критического давления, при котором крутизна зависимости dn/dp меняет знак, затрудняет схемотехническую стабилизацию тока эмиссии в области рабочих давлений, близких к критическому значению.

В таких условиях для увеличения стабильности эмиссионного тока необходимо обеспечивать условия для повышения $p_{кр}$, в частности, выбором соответствующей геометрии экспандера.

2. Влияние извлечения электронов на параметры эмиттирующей плазмы

Плазма газового разряда отделена от электродов пристеночным падением потенциала, роль которых заключается в саморегулировании ухода заряженных частиц из плазмы таким образом, чтобы выполнялся общий баланс токов в ПИЭЛ. В этом случае принудительный отбор электронов на один из электродов, вследствие повышения его относительного потенциала за счет внешнего источника напряжения, приведет к перестройке всего разряда в целом. Степень влияния отбора электронов на параметры плазмы, очевидно, зависит от эффективности извлечения, условий отбора (площадь эмиттирующей поверхности, падение потенциала в слое, давление в ускоряющем промежутке) и процессов, обеспечивающих формирование эмиттирующей плазмы.

Для выявления механизмов влияния отбора электронов на параметры эмиттирующей плазмы при повышенных давлениях экспериментально исследовалось распределение потенциала в экспандере в отсутствие принудительного извлечения и при эффективном извлечении электронов через сетку на дополнительный извлекающий электрод (на рисунке 2 не показан). С этой целью измерялось распределение плавающего потенциала зонда, помещенного в плазму, сформированную в экспандере. При этом предполагалось, что градиент плавающего потенциала по длине экспандера соответствует градиенту потенциала плазмы.

На рисунке 5 представлены экспериментальные распределения плавающего потенциала (U_f) в зависимости от длины экспандера ($a - L = 0,1$ м, $b - L = 0,07$ м), давления газа, тока разряда (i_d) и тока эмиссии (i_e). Точность подобных измерений потенциала невысока и составляет величину, равную при-

мерно T_e , однако полученные экспериментальные данные позволяют качественно выявить механизм влияния отбора электронов на параметры плазмы.

Из рисунка 5, а (кривые 1, 3) и рисунка 5, б (кривая 1) следует, что при невысоких давлениях и в отсутствии принудительного извлечения в плазме присутствует слабое электрическое поле. При этом его напряженность распределена неоднородно – в области, прилегающей к основному разряду, поле отсутствует, а основной градиент потенциала электрического поля появляется вблизи эмиттерного электрода. С увеличением тока разряда или давления газа градиент потенциала увеличивается в большей степени именно в области, прилегающей к эмиттерному электроду (см. рис. 5, а, кривые 1, 3, 4; рис. 5, б, кривая 1). Это обусловлено тем, что даже в отсутствии принудительного извлечения доля электронов, уходящих из плазмы на эмиттерный электрод, значительна. Поэтому для обеспечения баланса токов в разряде возникает электрическое поле, обеспечивающее дополнительный поток плазменных электронов. Причем область, где возникает градиент потенциала, ограничена и расширяется с ростом тока разряда и давления газа, так как подвижность электронов падает и для обеспечения требуемого потока требуется дополнительное ускорение электронов (см. рис. 5, а, кривая 4; рис. 5, б, кривая 3).

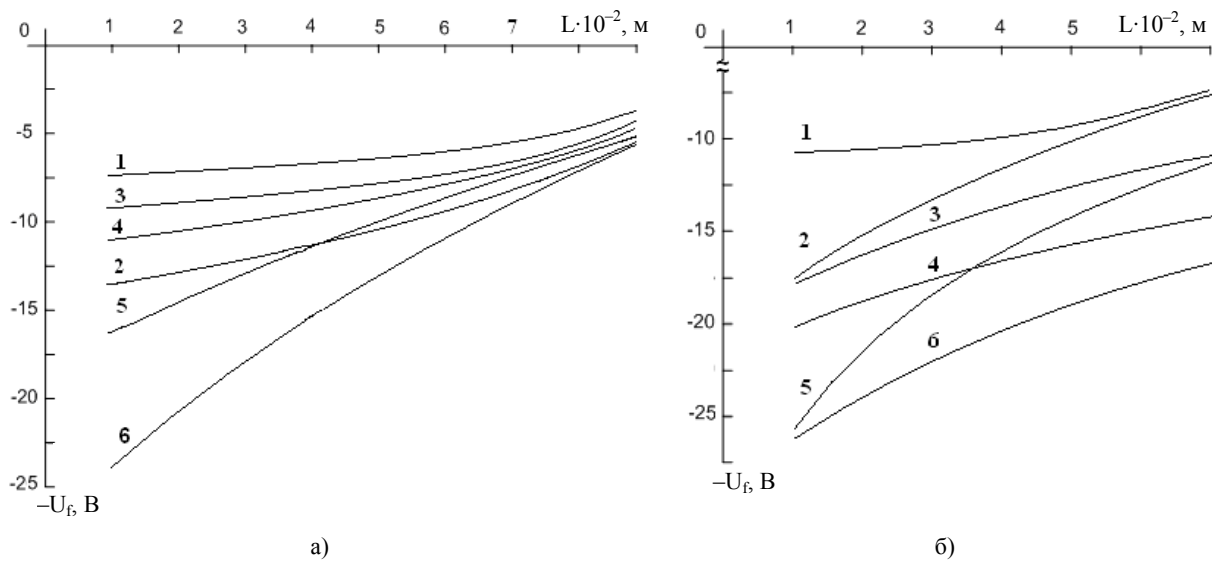


Рис. 5. Распределение плавающего потенциала по длине экспандера (относительно анода)
 а) $L = 0,1$ м; 1, 2 – $i_d = 0,3$ А; 3, 4, 5, 6 – $i_d = 0,4$ А; 1, 3, 4 – в отсутствии принудительного извлечения; 2 – $i_e = 0,2$ А; 5, 6 – $i_e = 0,3$ А; 1, 2, 3, 5 – $p = 9 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; 4, 6 – $p = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.;
 б) $L = 0,07$ м; 1, 2 – $i_d = 0,3$ А; 3, 4, 5, 6 – $i_d = 0,4$ А; 1, 3, 4 – в отсутствии принудительного извлечения; 2 – $i_e = 0,2$ А; 5, 6 – $i_e = 0,3$ А; 1, 2, 3, 5 – $p = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 4, 6 – $p = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

В условиях принудительной эмиссии названные процессы усиливаются, и с увеличением тока эмиссии не только растет градиент потенциала в плазме, но и расширяется область в плазме, где формируется поле, что иллюстрируется рисунком 5, а (кривые 2, 5) и рисунком 5, б (кривые 2, 5). При повышении давления значительный градиент потенциала формируется на всем протяжении экспандера (см. рис. 5, а, кривая 6 и рис. 5, б, кривая 5). Необходимо отметить, что в экспандере меньшей длины (см. рис. 5, б) наблюдаемые эффекты проявляются в большей степени. Вместе с тем представленные зависимости свидетельствуют о том, что при формировании тока эмиссии основной вклад дает поток частиц из основного разряда. При этом для увеличения эффективности отбора необходимо обеспечить дополнительный поток электронов из основного разряда и объема экспандера. В результате формируется градиент потенциала по всей длине экспандера (см. рис. 5, а, кривые 5, 6 и рис. 5, б, кривые 2, 5, 6). Однако при больших токах разряда с увеличением давления вид зависимостей качественно меняется. В частности, (см. рис. 5, б, кривые 4, 6) градиент потенциала в этом случае оказывается значительно меньшим как в отсутствие принудительного извлечения (см. рис. 5, б кривые 3, 4), так и при интенсивном отборе электронов (см. рис. 5, б, кривые 5, 6). Наблюдаемый факт свидетельствует о возрастании роли ионизации газа плазменными электронами в экспандере при повышении давления, поскольку для формирования заданного тока эмиссии достаточным оказывается количество электронов, генерируемых в экспандере, и сильное электрическое поле в экспандере не возникает. Необходимо также отметить, что ионизационная способность плазменных электронов, ускоренных в электрическом поле, возрастает, что приводит к повышенной концентрации плазмы, превышающей на некоторой координате z первоначальное значение на 10...50 %, в сравнении с отбором при меньших токах разряда или с меньшей эффективностью. С уменьшением

длины экспандера положение максимума концентрации смещается в сторону основного разряда, причем с увеличением максимального значения (рис. 6).

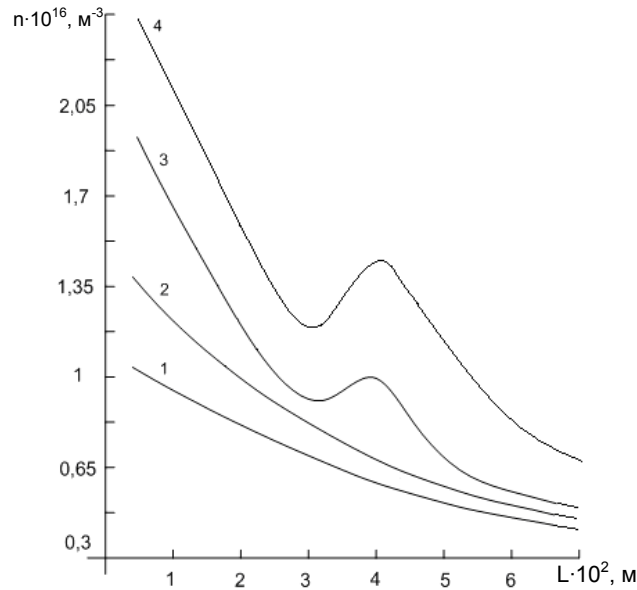


Рис. 6. Распределение концентрации плавающего по длине экспандера ($L = 0,07$ м)
 1, 2 – $i_d = 0,3$ А; 3, 4 – $i_d = 0,4$ А; 1 – 3 – в отсутствии принудительного извлечения;
 4 – $i_e = 0,3$ А; 1 – $p = 9 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; 2 – 4 – $p = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

Таким образом, отбор электронов наряду с повышенным давлением газа приводят к перестройке газового разряда в целом. Причем оба фактора могут усиливать друг друга, обеспечивая тем самым формирование неустойчивости эмиссионного тока.

3. Влияние первеанса промежутка на стабильность тока эмиссии

Для отделения области формирования плазмы от ускоряющего промежутка, как правило, применяются сеточные (или перфорированные) эмиттерные электроды [3]. При этом в отсутствие существенного перепада давления между этими областями реализуется известный сеточный способ стабилизации плазменной эмиттирующей поверхности [9, 10] за счет ограничения пристеночным слоем проникновения плазмы через ячейки сетки в ускоряющий промежуток. Однако при повышенных давлениях газа в промежутке ускорения ПИЭЛ может формироваться вторичная плазма, отделенная от эмиттирующей плазмы двойным электрическим слоем [1, 11]. Вторичную плазму в этом случае можно рассматривать как виртуальный ускоряющий электрод с потенциалом U_y , расположенным на расстоянии l'_{y2} , значительно меньшем, чем L_y (рис. 7).

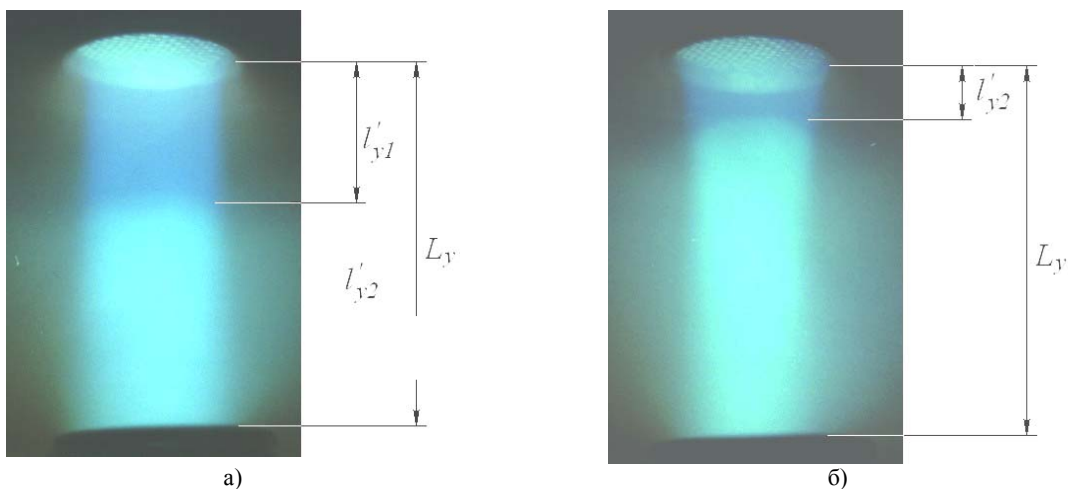


Рис. 7. Возникновение вторичной плазмы в ускоряющем промежутке при формировании электронных пучков большого сечения ($U_y = 15$ кВ; $i_e = 70$ мА):
 а) $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; б) $p = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

Видно, что с увеличением давления газа вторичная плазма приближается к сеточному электроду, уменьшая тем самым эффективную длину ускоряющего промежутка $l'_{y2} < l'_{y1}$. В результате значительно возрастает приведенная напряженность E_{np} в промежутке, его первеанс, а значит и распределение потенциала в присеточном слое. При этом эмиссионные характеристики оказываются зависимыми от ионизационных процессов в промежутке. Таким образом, при повышенных давлениях вследствие изменения первеанса промежутка возникает положительная обратная связь между током эмиссии и давлением газа в ускоряющем промежутке, в результате чего стабильность параметров эмиссии не обеспечивается. В такой ситуации для обеспечения сеточной стабилизации эмиссионного тока необходимо использовать электроды с меньшей геометрической прозрачностью. Это соответственно приводит к уменьшению эффективности ПИЭЛ.

Представляется целесообразным использовать метод двухсеточной стабилизации, суть которого сводится к использованию двух эквипотенциальных сеток максимальной допустимой прозрачностью ξ и заданным расстоянием между ними l_z . Первая сетка, обращенная к эмиттирующей плазме, как и ранее, решает задачу стабилизации плазменной поверхности. Наличие второй 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 [12] (вплоть до 10^{-2} мм рт. ст. в условиях проводимого эксперимента).

На рисунке 8 приведены зависимости эффективности извлечения тока из плазмы в условиях повышенного давления газа с использованием традиционной сеточной стабилизации (кривые 1, 3) и с двухсеточной стабилизацией (кривая 2).

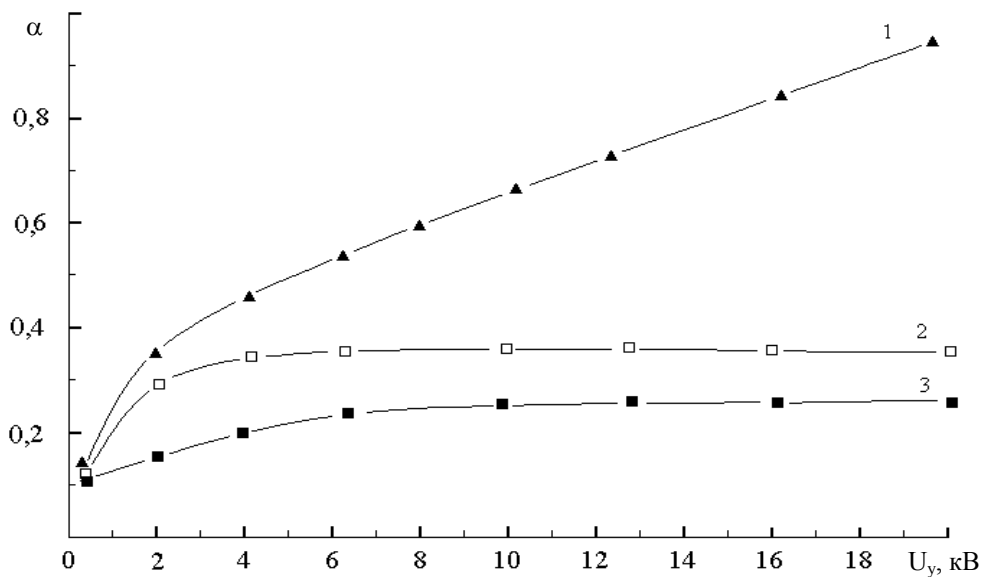


Рис. 8. Зависимость эффективности извлечения от ускоряющего напряжения:
 $p = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; $i_d^0 = 0,2$ А; $Q = 840$ атм·см³/ч;
 1, 3 – одинарная сетка; 2 – двойная сетка; 1 – $\xi = 0,64$; 2 – $\xi = 0,64$; 3 – $\xi = 0,51$

Видно, что применение сеточных электродов с меньшей геометрической прозрачностью ($\xi = 0,51$, кривая 3 и $\xi = 0,64$, кривая 1) позволяет снизить возмущение плазмы отбором электронов, однако при этом эффективность извлечения существенно уменьшается. Причем, как показывают эксперименты, с увеличением давления и при больших ускоряющих напряжениях сеточная стабилизация параметров эмиссии для электродов с меньшей прозрачностью также не достигается. Тогда как применение двухсеточного эмиттерного электрода обеспечивает стабильность эмиссионных параметров источника при сохранении высокого значения эффективности извлечения в широком диапазоне значений ускоряющих напряжений и давления газа. При этом может быть достигнута более высокая эффективность извлечения,

чем в условиях извлечения через сеточный эмиттерный электрод с меньшей прозрачностью (см. рис. 8, кривые 2 и 3)

Заключение

1. Эксперименты и численное моделирование показали, что в плазме могут формироваться электрические поля, обусловленные как повышенным рабочим давлением, так и интенсивным отбором электронов из плазмы. Это в свою очередь может стать причиной неустойчивости режима работы ПИЭЛ, вследствие формирования соответствующих неоднородностей распределения концентрации. Кроме этого при повышенных давлениях возможен переход газоразрядной структуры с электродом-расширителем в активный режим работы, когда параметры плазмы в экспандере становятся в значительной степени более зависимыми от геометрических размеров экспандера и давления газа в нем, чем от потока заряженных частиц из области разряда, где реализуются катодные процессы. Эти процессы могут быть использованы для повышения плотности тока эмиссии в плазменных источниках электронов, генерирующих пучки большого сечения, в том числе и при разработке эффективных ПИЭЛ с радиальным электронным пучком при отборе электронов из области максимума распределения концентрации.

2. Рассмотренные процессы в экспандере ПИЭЛ затрудняют схемотехническую стабилизацию эмиссионного тока, что приводит к необходимости разработки методов физической стабилизации эмиссионных свойств плазмы, ограничивающих воздействие вариативности дестабилизирующих факторов. К таким методам можно отнести ограничение подвижности плазменных электронов вблизи эмиттирующей плазменной поверхности за счет создания продольного извлечения слабого магнитного поля и предложенный метод двухсеточной стабилизации плазменной поверхности, для реализации которого не требуется дополнительных систем управления и электропитания.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В.А. Груздев [и др.] // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166 – 170.
3. Бугаев, С.П. Электронные пучки большого сечения / С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
4. Левитский, С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике / С.М. Левитский. – Киев: Изд-во Киевского ун-та, 1964. – 211 с.
5. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток / В.Л. Грановский – М.: Наука, 1971. – 525 с.
6. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов [и др.]. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 212 с.
7. Галанский, В.Л. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В.Л. Галанский [и др.] // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5 – 23.
8. Galansky, V.L. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V.L. Galansky, [etc.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953 – 961.
9. Жаринов, А.В. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, Вып. 1. – С. 66 – 70.
10. Жаринов, А.В. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, Вып. 4. – С. 687 – 693.
11. Груздев, В.А. О деформации распределения потенциала в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, О.Н. Петрович // ЖТФ. – 1995. – Т. 65, Вып. 10. – С. 38 – 45.
12. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения: пат. Респ. Беларусь (BY) 469 U, МПК Н 01 J 3/04 / Груздев В.А., Залесский В.Г., Голубев Ю.П.; выдан 8.11.2001; заявитель Полоц. гос. ун-т. – № u20010194; заявл. 31.07.2001; опубл. 30.03.2002 // Афіцыйны бюл. / Дзярж. пат. ведамства Рэсп. Беларусь. – 2002. – № 1(32). – С. 221 – 222.

Поступила 26.02.2007