

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ПИЭЛ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Груздев В.А., Залесский В.Г., Антонович Д.А.
Полоцкий государственный университет, 211440,
г. Новополоцк, Блохина 29, Беларусь
V.Zaleski@mail.ru

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. Наиболее существенно этот фактор может проявляться в ПИЭЛ с пучками большого сечения, в которых перепад давлений в электродной структуре и технологической камерой обычно незначителен

Основными физическими особенностями ПИЭЛ, которые приводят к нестабильности работы источника при колебании давления в технологической камере, являются: подвижность эмитирующей плазменной поверхности, возмущение параметров эмитирующей плазмы, изменение первеанса промежутка ускорения электронного пучка.

В модели ПИЭЛ с эмитирующей плазменной поверхностью, за ее положение принимается область промежутка ускорения, где происходит разделение электронов и ионов, поступающих из эмитирующей 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 эмитирующей плазмы подчиняется закону «степени $3/2$ » с условием равенства тока эмиссии в промежуток ускорения току насыщения. Отсюда следует, что к неустойчивости положения эмитирующей плазменной поверхности и тока эмиссии приводят, с одной стороны, изменение первеанса ускоряющего промежутка, а с другой, изменение тока разряда, определяющего концентрацию электронов в эмитирующей плазме. Так как эмитирующая поверхность отделена от стенок эмиссионного канала (эмиссионных каналов) пристеночным слоем, изменение тока эмиссии может также изменяться адекватно изменению площади эмитирующей плазменной поверхности при ее перемещении.

К возмущению эмитирующей 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, несвязанные 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 схмотехнически, 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, и знак этого фактора может меняться в зависимости от внешних условий, то схмотехническая стабилизация усложняется.

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

Влияние давления газа на параметры эмитирующей 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 формируется вследствие диффузии заряженных частиц из первой области, а также за счет объемной ионизации газа плазменными электронами. Эмитирующая плазменная поверхность в этой области обычно обеспечивается сеточным эмиттерным электродом.

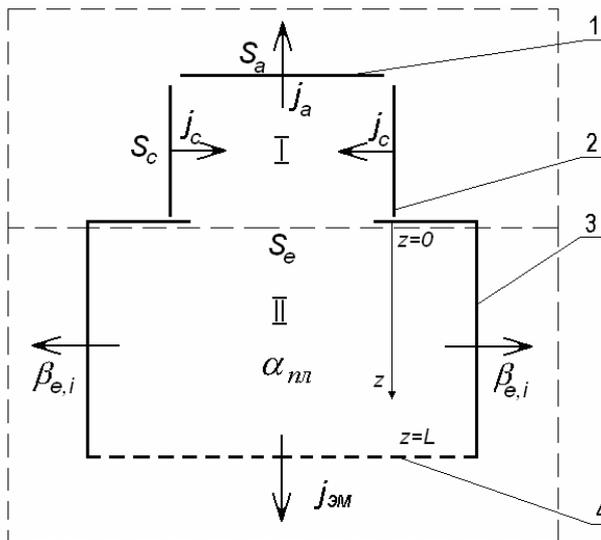


Рис. 1. Физическая модель разряда с экспандером: 1 – анод; 2 – катод; 3 – экспандер (S_e – площадь входной апертуры); 4 – эмиттерный электрод; j_c – плотность тока электронов, эмитированных катодом (S_c – площадь катода); $j_{ан}$ – плотность тока электронов, уходящих на анод (S_a – площадь анода); $j_{эм}$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

Эксперименты показали, что при относительно высоких токах разряда (i_d), зависимость концентрации плазмы в экспандере от давления имеет экстремум (минимум). Это означает, что при превышении некоторого критического давления, интенсивность ионизационных процессов в некоторой области z экспандера возрастает. Наличие критического давления иллюстрируется рис.2, где представлены экспериментальные зависимости концентрации плазмы от давления газа для выбранных положений зонда в экспандере. Оценить величину критического давления, при котором в экспандере начинает возрастать интенсивность ионизации плазменными электронами, можно на основе совместного решения уравнения баланса токов в разряде и уравнений непрерывности для ионов и электронов в диффузно-дрейфовом приближении.

Для упрощения анализа ограничимся одномерной задачей, считая, что в радиальном направлении концентрация и потенциал плазмы постоянны. Объемной рекомбинацией зарядов пренебрегаем. Однако будем считать, что давление газа и размеры экспандера таковы, что движение заряженных частиц можно рассматривать в диффузионно-дрейфовом приближении. Также будем полагать, что плазма квазинейтральна ($n_e \approx n_i \approx n$) и распределение частиц по энергиям является максвелловским. Поскольку в экспандере формируется плазма с большой площадью сечения, радиус эмитирующей плазменной поверхности будет мало отличаться от радиуса экспандера R , и толщиной пристеночного слоя l_{cl} 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

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} j_e &= (\alpha_{nl} - \beta_e) en(z) & j_e &= -eD_e \frac{dn(z)}{dz} - e\mu_e E(z)n(z) \\ \frac{d}{dz} j_i &= (\alpha_{nl} - \beta_i) en(z) & j_i &= -eD_i \frac{dn(z)}{dz} + e\mu_i E(z)n(z) \end{aligned}$$

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.

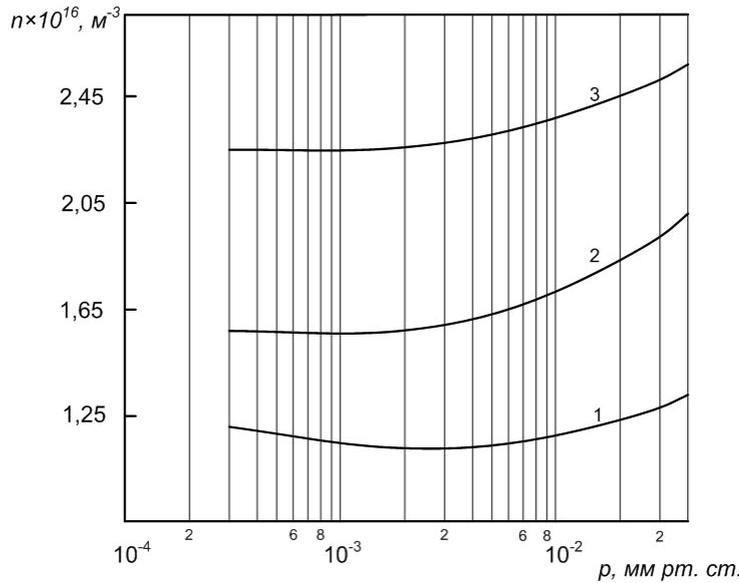


Рис. 2 Зависимости концентрации плазмы от давления газа в отсутствии извлечения (рис.1)

$$i_d = 0.5 \text{ А}, R = 0.025 \text{ м}$$

$$L = 0.1 \text{ м}$$

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

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

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

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, $m_{i,e}$ – массы иона и электрона соответственно, R – радиус экспандера.

В качестве граничных выберем следующие условия:

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

$$j_e|_{z=L} = j_{eT}|_{z=L} \exp\left(-\frac{e\varphi(L)}{T_e}\right) \quad j_{eT}|_{z=L} = 0.25en(L) \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}$$

$$j_i|_{z=L} = j_b|_{z=L} \qquad j_b|_{z=L} = 0.4en(L)\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}$$

- 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)

$$j_e|_{z=0} = j_{eT}|_{z=0} \frac{S_a}{S_e} \qquad j_{eT}|_{z=0} = 0.25en(0)\sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \qquad n(0) = n|_{z=0} = n_0$$

$$j_i|_{z=0} = j_{iT}|_{z=0} \frac{S_a}{S_e} \qquad j_{iT}|_{z=0} = 0.25en(0)\sqrt{\frac{8kT_n}{\pi m_i}} \qquad \varphi(0) = \varphi|_{z=0} = \varphi_0$$

Подставив соответствующие выражения для плотностей токов в граничные условия в виде

$$-D_e \frac{dn(z)}{dz}|_{z=0} + n(z)|_{z=0} \mu_e \frac{d\varphi(z)}{dz}|_{z=0} = \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}$$

$$-D_i \frac{dn(z)}{dz}|_{z=0} - n(z)|_{z=0} \mu_i \frac{d\varphi(z)}{dz}|_{z=0} = \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8kT_n}{\pi m_i}}$$

$$-D_e \frac{dn(z)}{dz}|_{z=L} + n(z)|_{z=L} \mu_e \frac{d\varphi(z)}{dz}|_{z=L} = \frac{1}{4} n(z)|_{z=L} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e\varphi(z)|_{z=L}}{T_e}\right);$$

$$-D_i \frac{dn(z)}{dz}|_{z=L} - n(z)|_{z=L} \mu_i \frac{d\varphi(z)}{dz}|_{z=L} = 0.4n(z)|_{z=L} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}$$

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 плазму, 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:

$$(1+\gamma)0.4en_0\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}S_c + 0.4en_0\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}S_a + 0.8e\pi R\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}\int_0^L n(z)dz + \pi R^2 \cdot 0.4en(L)\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} =$$

$$= \frac{en_0}{4} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e\varphi_0}{T_e}\right) S_a + \pi R^2 \frac{en(L)}{4} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e\varphi(L)}{T_e}\right) +$$

$$+ \frac{\pi R}{2} e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \int_0^L n(z) \exp\left(\frac{-e\varphi(z)}{T_e}\right) dz$$

Система уравнений решалась численно. На рис. 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 рис. 4 представлены зависимости концентрации плазмы от давления, которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными кривыми (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 экспандере снижается. С увеличением объема экспандера и/или давления, роль объемной ионизации в процессах, обеспечивающих генерацию частиц в экспандере, возрастает. 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 ($E=const$), то можно на основе системы уравнений, воспользовавшись равенством $dn/dp = 0$, получить аналитическое выражение для критического давления

$$p_{кр} \approx \frac{\beta_i}{2\alpha_{nl0}} - \frac{\kappa\mu_{i0}}{\alpha_{nl0}zE(p)} \left[1 - \exp\left(\frac{eE(p)}{T_e} z\right) \right], \text{ где } \kappa \approx \frac{2}{R} \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \frac{T_i}{T_e\mu_{0e}}$$

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} – 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 $(5 \div 7) \cdot 10^{-2}$ м, или объема $\sim 10^{-6}$ м³, что соответствует параметрам экспериментального ПИЭЛ (рис. 2).

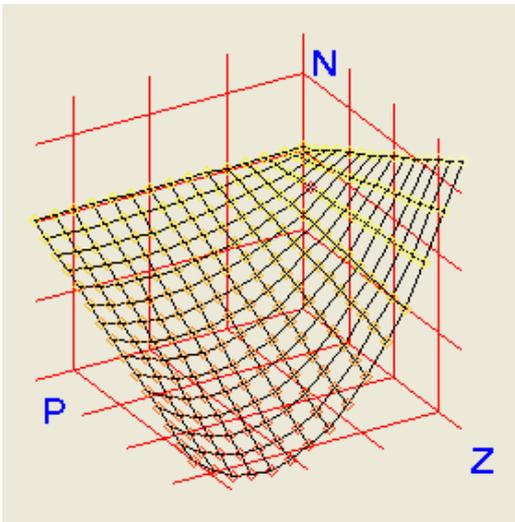


Рис. 3. Качественные распределения концентрации плазмы в экспандере при фиксированном значении начальной концентрации n_0
 $i_d = 0.5$ А; $R = 0.025$ м; $L = 0.1$ м;
 $p = 5 \cdot 10^{-4} \div 1,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст.

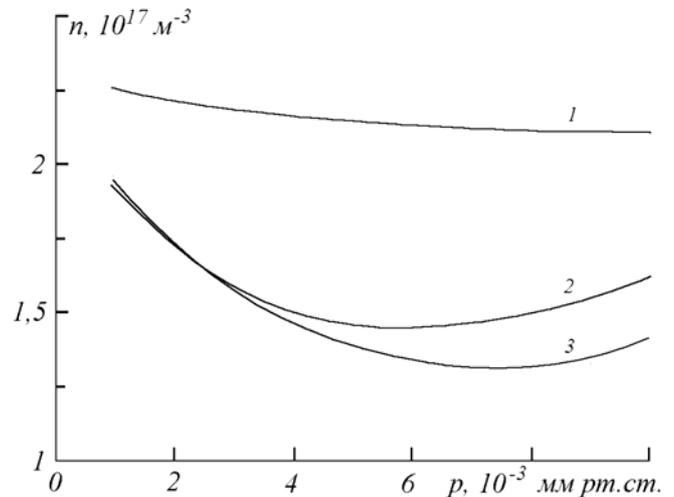


Рис. 4. Зависимости концентрации заряженных частиц в экспандере от давления: $i_d = 0.5$ А
 1, 2, 3 – $L = 0.1$ м; 1, 3 – $R = 0,025$ м;
 2 – $R = 0,03$ м; 1 – $z = 0,01$ м; 2, 3 – $z = 0,05$ м.

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, усложняет 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.

Влияние извлечения электронов на параметры эмитирующей плазмы

Плазма газового разряда отделена от электродов пристеночным падением потенциала, роль которых заключается в саморегулировании ухода заряженных частиц из плазмы, так 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 эмитирующей поверхности, падение потенциала в слое, давление в ускоряющем промежутке) и процессов, обеспечивающих формирование эмитирующей плазмы.

Для выявления механизмов влияния отбора электронов на параметры эмитирующей 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 рис 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 рис. 5 представлены экспериментальные распределения плавающего потенциала (U_f) в зависимости от длины экспандера (а – $L=0.1$ м, б – $L=0.07$ м), давления газа, тока разряда (i_d) и тока эмиссии (i_e). Точность подобных измерений потенциала невысока и составляет величину порядка $\sim T_e$, однако, полученные экспериментальные данные позволяют качественно выявить механизм влияния отбора электронов на параметры плазмы. Из рис. 5 (а – кривые 1, 3 и б – кривая 1) следует, что при невысоких давлениях и в отсутствие 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 (рис. 5, а – кривые 1, 3, 4 и б – кривая 1). Это обусловлено тем фактом, что даже в отсутствие 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 необходимо дополнительное ускорение электронов (рис. 5, а – кривая 4 и б – кривая 3).

В условиях принудительной эмиссии названные процессы усиливаются, и с увеличением тока эмиссии не только растет градиент потенциала в плазме, но и расширяется область плазмы где формируется поле, что иллюстрируется на рис. 5а кривыми 2, 5 и на рис. 5б кривыми 2, 5. При повышении давления значительный градиент потенциала формируется на всем протяжении экспандера (рис. 5, а – кривая 6 и б – кривая 5). Необходимо отметить, что в экспандере меньшей длины (рис. 5б) 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 (рис. 5, а – кривые 5, 6 и б – кривые 2, 5,

б). Однако при больших токах разряда с увеличением давления газа вид зависимостей качественно меняется. В частности (рис. 5б кривые 4, 6), градиент потенциала в этом случае оказывается значительно меньшим, как в отсутствии принудительного извлечения (рис. 5б кривые 3, 4), так и при интенсивном отборе электронов (рис. 5б 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 локальному росту 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).

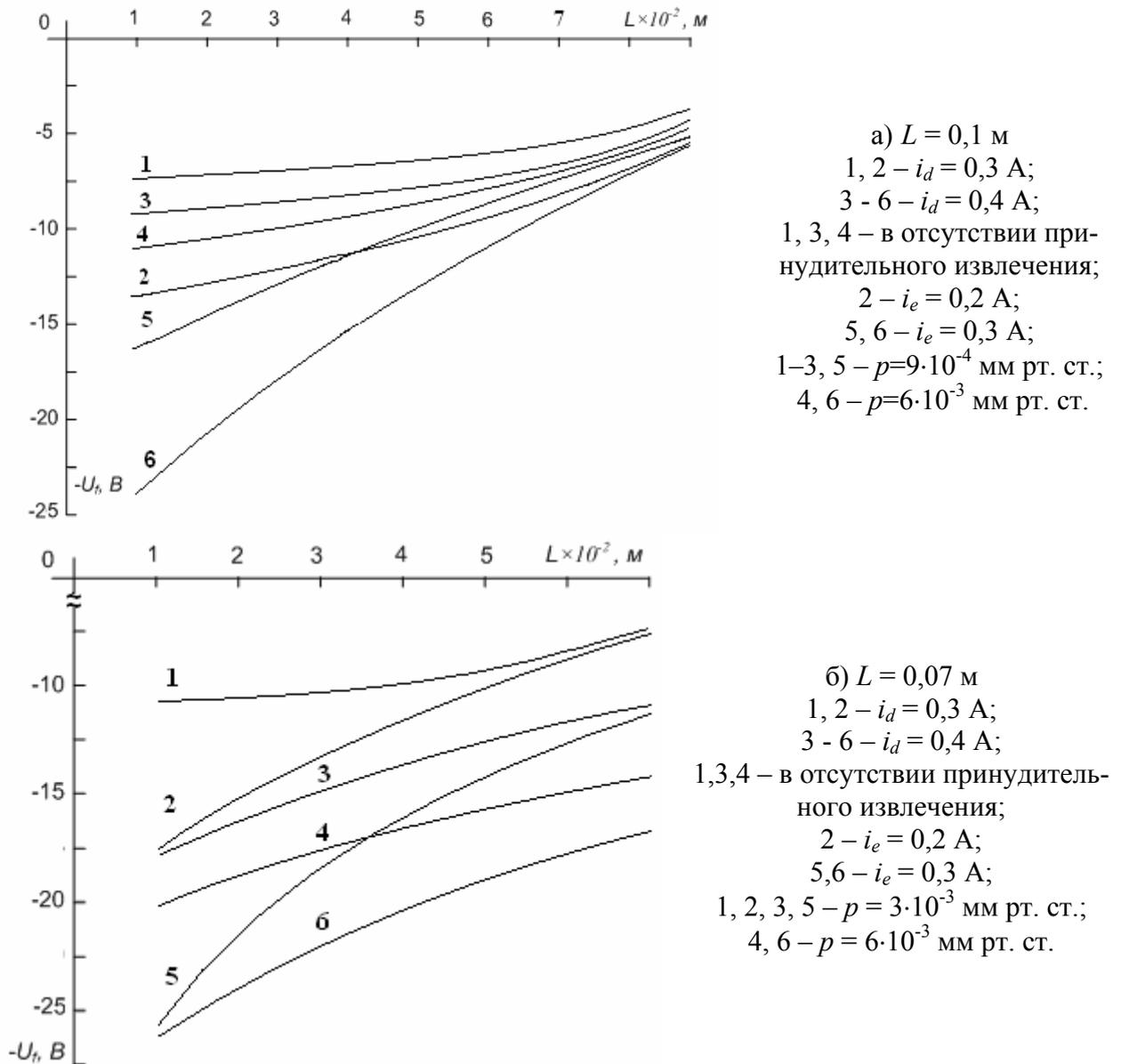


Рис. 5. Распределение плавающего потенциала по длине экспандера (относительно анода)

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

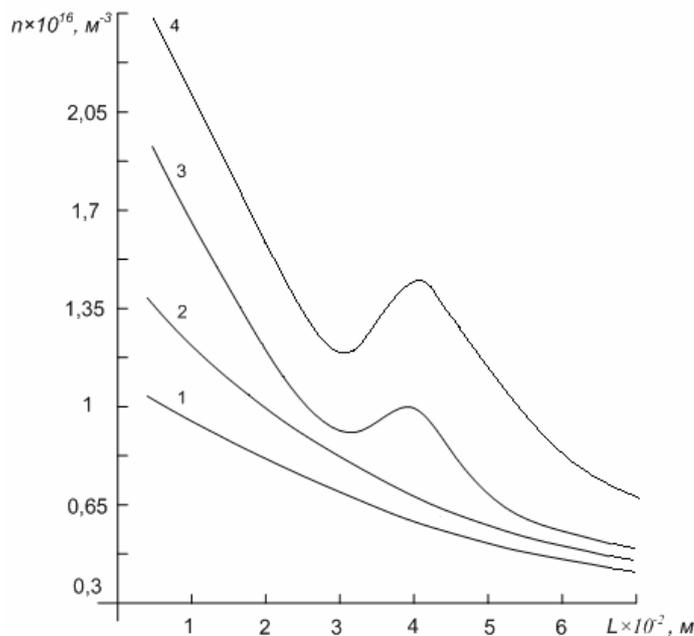


Рис. 6. Распределение концентрации плавающего по длине экспандера $L = 0,07$ м
 1, 2 — $i_d = 0,3$ А;
 3, 4 — $i_d = 0,4$ А;
 1–3 — в отсутствии принудительного извлечения;
 4 — $i_e = 0,3$ А;
 1– $p = 9 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.;
 2–4 — $p = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

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 отсутствии существенного перепада давления между этими областями реализуется известный сеточный способ стабилизации плазменной эмитирующей 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 эмитирующей 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'_y значительно меньшем, чем L_y (рис. 7). 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 эмитирующей 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 рис. 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). 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 (рис. 8 кривые 2 и 3)

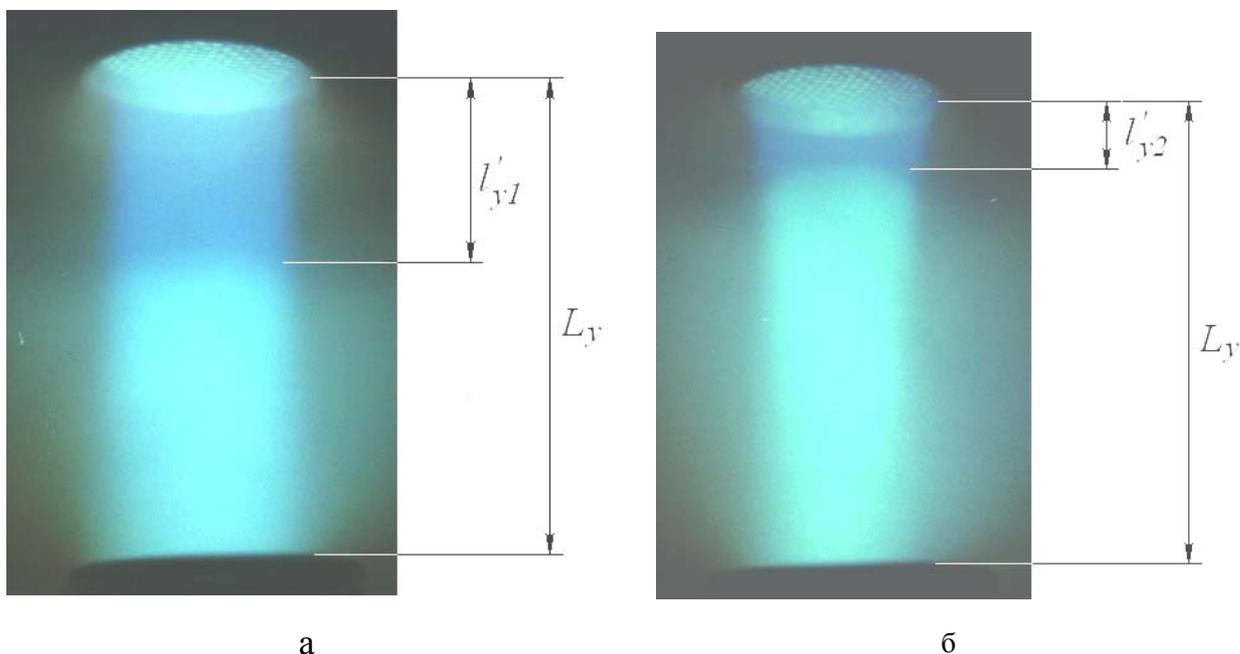


Рис. 7. Возникновение вторичной плазмы в ускоряющем промежутке при формировании электронных пучков большого сечения

$U_y = 15$ кВ; $i_e = 70$ мА: а) $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст.; б) $p = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст.

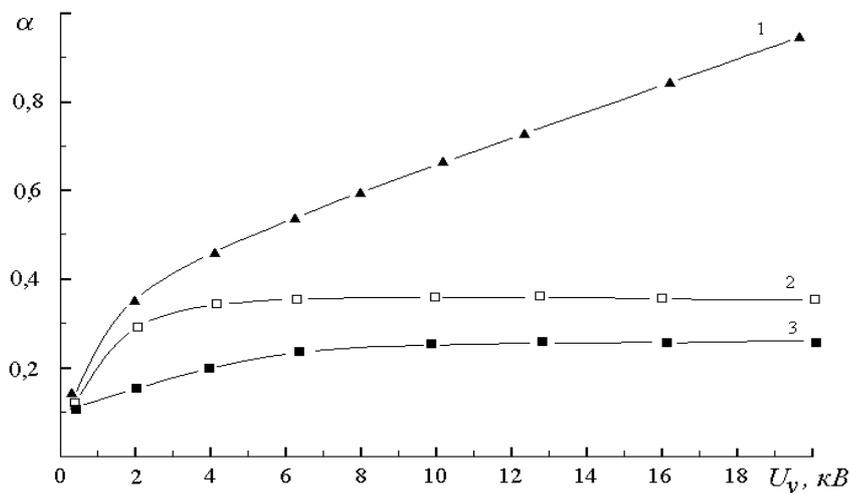


Рис. 8 Зависимость эффективности извлечения от ускоряющего напряжения:

$p = 3 \cdot 10^{-3}$ 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 – $\xi = 0,51$;

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, генерирующие 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 эмитирующей 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., Залесский В.Г. Эволюция вторичной плазмы в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении // ЖТФ. – 1996. – Т. 66, вып. 7. – С. 46–55.
2. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, Д.А. Антонович, Ю.П. Голубев // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166–170.
3. Бугаев С.П., Крейнделъ Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
4. Левитский С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. – Киев: Изд-во Киевского ун-та, 1964. – 211 с.
5. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. – М.: Наука, 1971. – 525 с.
6. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейнделъ, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 212 с.
7. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В.Л. Галанский, В.А. Груздев, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // Изв. ВУЗов. Физика. – 1992. – Т.35, № 5. – С. 5–23.
8. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V L Galansky, V A Gruzdev, I V Osipov and N G Rempe // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953 – 961.
9. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Тюрюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 1. – С. 66–70.
10. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Тюрюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 687–693.
11. Груздев В.А., Залесский В.Г., Петрович О.Н. О деформации распределения потенциала в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении // ЖТФ. – 1995. – Т. 65, вып. 10. – С. 38–45.
12. Патент ВУ 469 U, МПК Н 01J 3/04, выдан 8.11.2001. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / Груздев В.А., Залесский В.Г., Голубев Ю.П. – № u20010194; Заявл. 31.07.2001; Оpubл. 30.03.2002 // Афіційны бюлетэнь / Дзярж. пат. ведамства РБ. – 2002. – № 1(32). – С. 221–222.