

УДК 537.533:621.384

## Формирование эмиссионного тока в плазменных эмиттерах электронов

В. А. Груздев, В. Г. Залесский

Полоцкий государственный университет, г. Новополоцк, Беларусь

E-mail: V.Zaleski@mail.ru

*Рассмотрена модель плазменного эмиттера электронов, в которой учтены перераспределение токов на электроды газоразрядной структуры эмиттера и формирование слабого электрического поля в плазме в зависимости от тока эмиссии. Представлены расчетные и экспериментальные зависимости параметров переключения, эффективности извлечения и напряженности электрического поля в плазме от ускоряющего напряжения и геометрических размеров эмиссионного канала.*

PACS: 52.25.Tx

### Введение

Развитие электронно-лучевых технологий стимулировало в середине XX века исследования

устройств, альтернативных термоэмиссионным пушкам, в которых для генерации высокоэнергетичных электронных пучков использовались газовые разряды [1]. Наибольшие практические успехи были достигнуты в исследовании трех основных способов формирования высокоэнергетичных электронных пучков на основе:

высоковольтного разряда электронным пучком (РЭП);

ионно-электронной эмиссии в высоковольтном тлеющем разряде (ВТР);

эмиссии электронов из плазмы низковольтных разрядов с последующим их ускорением (ПИЭЛ) [1].

Связь тока пучка с другими параметрами (нап-  
ряжением, давлением) в устройствах с РЭП представлена теорией высоковольтного разряда с полым катодом и основным падением потенциала в прианодной области разрядного промежутка [1]. Аналогичные зависимости в устройствах с ВТР представлены теорией высоковольтного разряда с основным падением потенциала в прикатодной области [1].

Для описания процессов переключения электронного тока из плазмы низковольтного разряда в ускоряющий промежуток в ПИЭЛ впервые в работе А. В. Жаринова и Ю. А. Коваленко [2] была адаптирована теория зонда в плазме. В этой работе рассматривалась

двухэлектродная модель генератора плазмы с эмиссией электронов из плазмы в ускоряющий промежуток через отверстие в аноде. Движение зарядов в плазме предполагалось бесстолкновительным. Отношение плотности теплового электронного тока  $j_T$  к плотности тока на анод  $j_a$  предполагалось много больше единицы по порядку величины, что соответствует горизонтальному виду вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда  $i_d(U_d)$ , формирующего эмитирующую плазму. На основе анализа этой модели авторами работы [2] показано, что эффективность извлечения электронов  $\alpha$  ( $\alpha$  — отношение электронного тока эмиссии  $i_e$  к току разряда  $i_d$ ) может достигать единицы при площади эмиссионной поверхности плазмы  $S_e$ , много меньшей площади анода  $S_a$ . Кроме того, сформулировано условие, при котором может быть реализовано ускорение электронов, эмитированных из плазмы

$$G \frac{S_e}{S_e + S_a} \leq 1, \quad \text{где } G \approx \frac{j_T}{j_a}. \quad (1)$$

Важное методологическое значение этой работы Жаринова [2] в том, что в ней впервые указано на необходимость учета состояния пристеночных слоев в генераторе эмитирующей плазмы (1) при анализе эффективности переключения электронного тока в эмиссионный канал.

В работах К. Н. Ульянова [3] перераспределение токов на электроды генератора плазмы в плазменном эмиттере вследствие перестройки пристеночных слоев

предложено осуществлять, учитывая соответствующие коэффициенты переключения. Однако механизмы переключения в ионных и электронных плазменных эмиттерах могут существенно отличаться.

В реальных ПИЭЛ вид ВАХ разрядов, используемых для формирования эмитирующей плазмы, обычно значительно отличается от горизонтальной, т. е. эмиссионная способность плазмы небезгранична. В этом случае можно предполагать, что процесс отбора электронов из плазмы может приводить к ее возмущению и перестройке ограничивающих ее пристеночных слоев у электродов генератора плазмы. Кроме того, генераторы эмитирующей плазмы в ПИЭЛ содержат большее число электродов, чем простейший газоразрядный промежуток (катод и анод), и эмиссия электронов осуществляется через эмиссионный канал, геометрические размеры которого оказывают определяющее влияние на эмиссию электронов. Поэтому для каждого конкретного ПИЭЛ требуется уточнение базовых моделей [2—4] для анализа эмиссионных характеристик.

Ниже представлены некоторые экспериментальные результаты исследований эмиссии электронов из плазмы в многоэлектродных ПИЭЛ, а также анализ этих результатов.

### Переключение электронного тока в плазменном эмиттере

В ПИЭЛ с двухэлектродным генератором плазмы и эмиссионным каналом в аноде для оценки эффективности извлечения (переключения) электронов из плазмы в ускоряющий промежуток в случае эмиссии электронов через потенциальный барьер  $U = U_{em} - DU_{ac}$  принято использовать соотношение [1, 4]

$$\alpha = \frac{S_e}{S_e + S_a} \exp\left(-\frac{eU}{T_e}\right), \quad (2)$$

где  $U_{em}$  — падение потенциала в приэлектродном слое эмиттерного электрода относительно потенциала плазмы;

$U_{ac}$  — ускоряющий потенциал;

$D$  — коэффициент электрической прозрачности эмиссионного канала;

$T_e$  — электронная температура в энергетических единицах.

Так как параметры, входящие в правую часть (2), могут оказаться зависимыми друг от друга или других параметров, то выражение (2) позволяет оценить эффективность извлечения исходя из соотношения площадей электродов, на которые уходят электроны из плазмы, и величины потенциального барьера для электронов в области эмиссионного канала. Однако при ограниченности эмиссионной способности плазмы электронный ток на электроды генератора плазмы зависит не только от потенциала электродов, но и от проводимости близлежащих областей плазмы  $\Omega$ , определяемой совокупным влиянием электрического и магнитного полей на ее компоненты (электроны и ионы). При этом электроды генератора плазмы и формируемая в межэлектродном пространстве плазма образуют единую систему. Поэтому изменение тока эмиссии должно приводить к перераспределению токов между электродами.

В экспериментах использовался плазменный эмиттер на основе разряда в скрещенных  $E \times H$  полях [5] с анодным потенциалом эмиттерного электрода, электродная структура которого представлена на рис. 1. Экспериментальные зависимости токов на электроды представлены на рис. 2. Видно, что увеличение тока эмиссии (см. рис. 2, кривая 1) с ростом ускоряющего напряжения приводит не только к уменьшению тока эмиттерного электрода, но и тока анода (см. рис. 2, кривые 2 и 3, соответственно).

В общем случае эмиттерный электрод плазменных эмиттеров может иметь анодный [4, 5], катодный или промежуточный потенциалы [1, 4]. Если предположить, что плазма состоит из отдельных областей, каждая из которых характеризуется своей проводимостью  $\Omega$ , то плазменный эмиттер можно представить в виде эквивалентной схемы. На рис. 3 показаны эквивалентные схемы плазменного эмиттера в двух предельных случаях: анодного (см. рис. 3, а) и катодного (см. рис. 3, б) потенциалов эмиттерного электрода. Из анализа схем следует, что в обоих случаях эмиссионный ток (хотя и связан определенным образом с током разряда) не является его однозначной функцией. При этом распределение токов между электродами, даже в условиях постоянства тока разряда, будет определяться рядом факторов (соотношением площадей электродов, конфигурацией электрического и магнитного полей, наличием градиента давления газа, эмиссией электронов и ионов и т. д.).

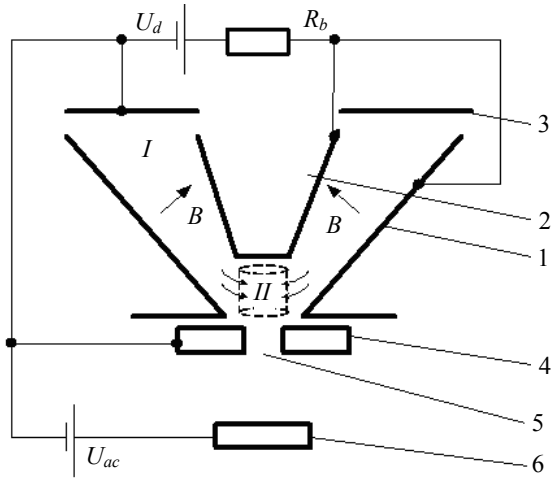


Рис. 1. Электродная структура разряда со скрещенными  $E \times H$  полями [5]:

1 — внешний катод; 2 — внутренний катод; 3 — анод; 4 — эмиттерный электрод; 5 — эмиссионный канал; 6 — ускоряющий электрод;  $U_d$  — напряжение горения разряда;  $U_{ac}$  — ускоряющее напряжение;  $R_b$  — балластное сопротивление;  $B$  — индукция магнитного поля

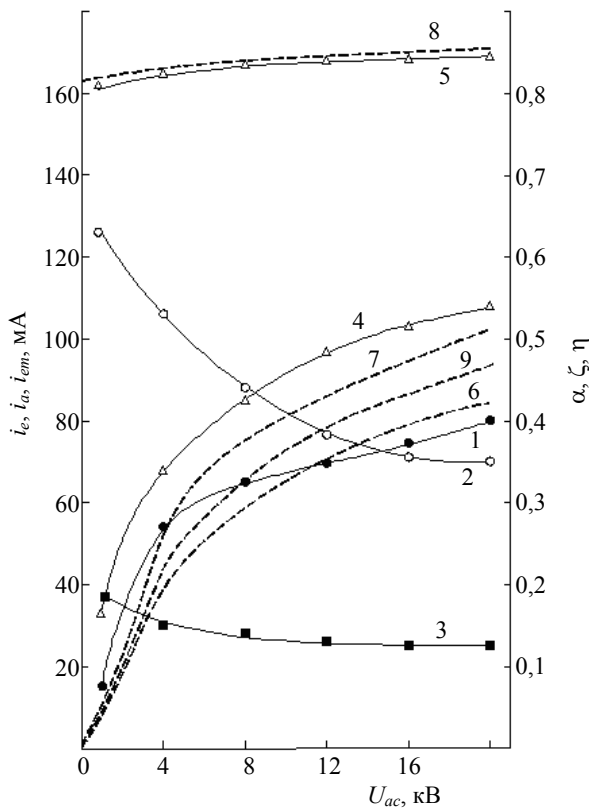


Рис. 2. Экспериментальные (exp) и расчетные (theory) зависимости токов на электроды и параметров переключения от ускоряющего напряжения для плазменного эмиттера [5]:

$l_k = 2 \cdot 10^{-3}$  м;  $r_k = 10^{-3}$  м;  $l_{ac} = 7 \cdot 10^{-3}$  м;  $i_d = 0,2$  А;  
 1 —  $i_e$ ,  $\alpha_{exp}$ ; 2 —  $i_{em}$ ; 3 —  $i_a$ ; 4 —  $\xi_{exp}$ ; 5 —  $\eta_{exp}$ ;  
 6, 9 —  $\alpha_{theory}$ ; 7 —  $\zeta_{theory}$ ; 8 —  $\eta_{theory}$ ; 6 —  $\chi = 0,22$ ;  
 7, 9 —  $\chi = 0,24$

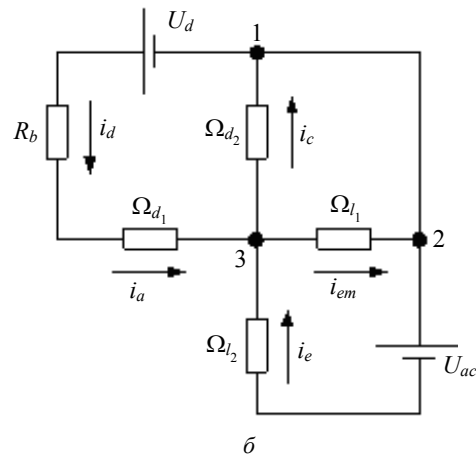
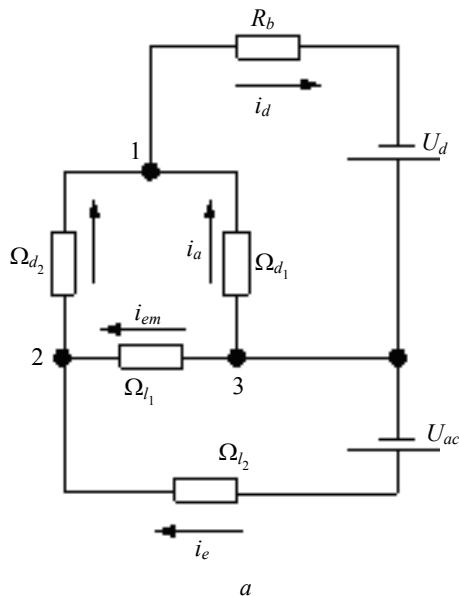


Рис. 3. Эквивалентные схемы плазменных эмиттеров с анодным (а) и катодным (б) потенциалами эмиттерного электрода:

1 — катод; 2 — эмиттерный электрод; 3 — анод;  $\Omega_{a1}$  — проводимость плазмы в области анода;  $\Omega_{a2}$  — проводимость плазмы в области эмиттерного электрода;  $\Omega_{\Pi}$  — проводимость плазмы в области эмиссионного канала;  $\Omega_{\Pi 2}$  — проводимость ускоряющего промежутка;  $U_d$  — напряжение питания разряда;  $U_{ac}$  — ускоряющее напряжение;  $R_b$  — балластное сопротивление;  $i_d$  — ток разряда;  $i_c$  — ток катода;  $i_a$  — ток анода;  $i_{em}$  — ток эмиттерного электрода;  $i_e$  — ток эмиссии

Для плазменного эмиттера с анодным потенциалом эмиттерного электрода, как это показано на рис. 1, можно условно выделить две области: в первой (I) — реализуется основная доля ионизационных процессов и формируется плазма, которая диффундирует во вторую область (II — область эмиссии), где ионизационными процессами можно пренебречь.

В случае ограниченной эмиссионной способности плазмы и вследствие замагниченности плазменных электронов их эмиссия может привести к нарушению условия квазинейтральности плазмы (концентрация ионов становится больше концентрации электронов) в области II, локальному увеличению потенциала плазмы в ней и формированию в области I электрического поля, обеспечивающего дополнительный поток электронов в область эмиссии II.

Эмиссионный ток, обусловленный переключением электронного тока с эмиттерного электрода в эмиссионный канал по аналогии с работами К. Н. Ульянова и А. А. Филиппова для плазменных катодов [3], можно охарактеризовать параметром переключения  $\xi$  — отношением тока эмиссии к току в цепи эмиттерного электрода

$$\xi_a = \frac{i_e}{i_{em} + i_e}; \quad \xi_c = \frac{i_e}{i_{em} - i_e}, \quad (3)$$

где учтено, что в случае катодного потенциала эмиттерного электрода его ток и ток эмиссии имеют разные знаки (см. рис. 3, б). Индекс "а" соответствует анодному потенциалу эмиттерного электрода (см. рис. 3, а), а индекс "с" — катодному потенциалу (см. рис. 3, б). В случае неограниченной эмиссионной способности плазмы параметр переключения  $\xi$  эквивалентен эффективности извлечения  $\alpha$ .

Введем также параметр переключения  $\eta$ , соответствующий доли разрядного тока, приходящейся на эмиттерный электрод:

$$\eta_a = 1 - \frac{i_a}{i_d}; \quad \eta_c = 1 - \frac{i_a}{i_d}. \quad (4)$$

Параметр  $\eta$  характеризует перераспределение токов между электродами в плазменном эмиттере, обусловленное отбором электронов в ускоряющий промежуток и возмущением плазмы, которое

может возникать вследствие различных причин при эмиссии электронов, в частности, за счет изменения потенциала плазмы и формирования в ней электрического поля.

В общем случае для каждого из рассматриваемых вариантов подключения эмиттерного электрода можно записать баланс токов:

- в случае анодного потенциала эмиттерного электрода (см. рис. 3, а)

$$i_c = i_a + i_{em} + i_e; \quad (5)$$

- в случае катодного потенциала эмиттерного электрода (см. рис. 3, б).

$$i_a = i_c + i_{em} - i_e. \quad (6)$$

Примем за ток разряда  $i_d$  ток через балластное сопротивление системы электропитания газового разряда (см. рис. 3). Тогда при анодном потенциале эмиттерного электрода (см. рис. 3, а) можно записать  $i_d \approx i_c$ , а при катодном потенциале (см. рис. 3, б)  $i_d \approx i_a$ .

Учитывая это, а также выражения для параметров переключения (3) и (4) и соответствующие уравнения баланса токов (5) и (6), эффективность переключения  $\alpha$  можно определить как произведение параметров переключения, т. е.

$$\alpha_{a,c} = \frac{i_e}{i_d} = \xi_{a,c} \eta_{a,c}. \quad (7)$$

На рис. 2 показаны зависимости параметров переключения и эффективности извлечения для плазменного эмиттера, представленного на рис. 1, рассчитанные с помощью экспериментальных зависимостей токов на электроды. Как уже отмечалось, основной вклад в величину эффективности извлечения вносит перераспределение токов между эмиттерным электродом и эмиссионным каналом, что иллюстрируется зависимостью параметра  $\xi$  (см. рис. 2, кривая 4). Однако с увеличением тока эмиссии (кривая 1) параметр  $\eta$  (кривая 5) также растет, что характеризует реакцию всей плазмы на внешнее воздействие (принудительную эмиссию электронов) и проявляется в различной крутизне зависимостей  $\alpha(U_{ac})$  и  $\xi(U_{ac})$  (см. рис. 2, кривые 1 и 4).

### Физико-математическая модель плазменного эмиттера

Определим основные закономерности формирования эмиссионного тока на примере плазменного эмиттера, электродная структура которого представлена на рис. 1. В области эмиссии индукция магнитного поля мала и не влияет на движение электронов из плазмы в эмиссионный канал и перераспределение токов между эмиттерным электродом и эмиссионным каналом. В пространстве между катодами магнитное поле обеспечивает осцилляции электронов и в то же время ограничивает подвижность электронов при их движении к аноду и эмиттерному электроду. Однако если в этой области вблизи анода индукция магнитного поля такова, что выполняется условие  $l_a < r_L$  ( $l_a$  — протяженность прианодного слоя,  $r_L$  — ларморовский радиус для электронов), то влиянием магнитного поля на величину плотности анодного тока также можно пренебречь. Это позволяет использовать при рассмотрении баланса токов понятие анодного падения потенциала и применять известное выражение для плотности тока на анод в условиях отрицательного анодного падения потенциала:

$$j_a(n) = \frac{1}{4} env_T \exp\left(-\frac{eU_a}{T_e}\right) = j_T(n) \exp\left(-\frac{eU_a}{T_e}\right), \quad (8)$$

где  $n$  — концентрация плазмы;

$v_T$  — средняя тепловая скорость электронов в плазме в условиях применимости максвелловского распределения по скоростям;

$U_a$  — падение потенциала в прианодном слое.

В таком приближении [8] с учетом выражения Бома для плотности тока ионов  $j_b(n) = 0,4\sqrt{2}env_b$  [6] токи на соответствующие электроды и в эмиссионный канал можно оценить уравнениями

$$\begin{cases} i_e = j_T(n_e) \exp\left(-e\frac{U_{em} - DU_{ac}}{T_e}\right) S_e \\ i_{em} = j_T(n_l) \exp\left(-e\frac{U_{em}}{T_e} - j_b(n_l)\right) S_{em} \\ i_a = j_T(n_0) \exp\left(-e\frac{U_a}{T_e} - j_b(n_0)\right) S_a \\ i_d = (1 + \gamma) j_b(n_0) S_c \end{cases}, \quad (9)$$

где  $S_{em}$ ,  $S_a$ ,  $S_c$  — площади эмиттерного электрода, анода и катода, соответственно;

$n_0$ ,  $n_1$  — концентрация плазмы в областях I и II, соответственно;

$n_e$  — концентрация плазмы вблизи эмиттирующей плазменной поверхности;

$\gamma$  — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности катода;

$S_e$  — площадь эмиттирующей плазменной поверхности;

$v_b = \sqrt{T_e/m_i}$  — ионная скорость.

Предположим, что потенциалы плазмы (относительно единого для анода и эмиттерного электрода потенциала) вблизи анода  $U_a$  и эмиттерного электрода  $U_{em}$  не равны. Тогда разность потенциалов между этими областями можно выразить через усредненную напряженность поля  $E$ , возникающую в плазме вследствие извлечения электронов из плазмы в эмиссионный канал

$$U_{em} = U_a + EL_{pl}, \quad (10)$$

здесь  $L_{pl}$  приближенно равна длине плазменного столба между анодом и эмиттерным электродом.

Направление напряженности поля  $E$  выбрано против направления движения электронов в область эмиссии.

На границе раздела областей I и II должно соблюдаться уравнение непрерывности тока, а именно:

$$\begin{aligned} (j_E + j_D) S_{II} &= j_T(n_e) \exp\left(-e\frac{U_{em} - DU_{ac}}{T_e}\right) \times \\ &\times S_e + j_T(n_l) \exp\left(-e\frac{U_{em}}{T_e}\right) S_{em}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $j_E = en_0\mu_{e\perp}E$  — плотность дрейфового тока поперек магнитного поля через границу раздела областей;

$j_D = \frac{j_T(n_0)}{\sqrt{1 + \sigma^2}}$  — плотность тока диффузии

поперек магнитного поля [7];

$\mu_{e\perp} = \frac{e\lambda_e}{m_e v_T} \frac{1}{1 + \sigma^2}$  — подвижность электронов

поперек магнитного поля;

$v_T$  — средняя тепловая скорость электронов в плазме;

$\sigma = \frac{m_e v_T}{eB\lambda_e}$  — фактор, учитывающий влияние

поперечного движению электронов магнитного поля.

Боковую поверхность  $S_{II}$  плазменного столба в области II оценим как  $S_{II} = 2\pi r_{em} l_{pl} = 2l_{pl} \sqrt{S_{em}}$ , где учтено, что площадь поверхности эмиттерного

электрода  $S_{em} = \pi r_{em}^2$ . Параметр  $l_{pl}$  соответствует высоте плазменного столба в области II.

Эмитирующая плазменная поверхность формируется в результате суперпозиции поля ускоряющего электрода и поля в пристеночном слое вблизи эмиттерного электрода [1, 4]. Поле ускоряющего электрода, проникающее в эмиссионный канал, на некоторой глубине  $z$  формирует потенциал [8]:

$$U \approx 0,267 \frac{r_k}{l_{ac}} U_{ac} \exp\left(-2,36 \frac{l_k - z}{r_k}\right) = DU_{ac}, \quad (12)$$

где  $r_k$  и  $l_k$  — радиус и длина эмиссионного канала;  $l_{ac}$  — длина ускоряющего промежутка;  $z$  — осевая координата, которая отсчитывается от поверхности эмиттерного электрода со стороны плазмы.

При малых ускоряющих напряжениях  $U < U_{em}$  эмиссия осуществляется через потенциальный барьер. Для оценки площади эмитирующей плазменной поверхности  $S_e$  в этом случае можно использовать известную теорию проникновения плазмы в канал [9].

Если предположить, что концентрация проникающей в канал плазмы спадает вследствие ухода ионов на стенки канала в соответствии с выражением  $n_e = n_1 \exp(-z_{pl}/2r_k)$  [9], то минимальная эмитирующая плазменная поверхность будет соответствовать минимально возможному радиусу плазмы в канале  $r_{pl}^{\min} = 0,31r_k$  [9] на некоторой глубине  $z_{pl0}$ . При увеличении потенциала ускоряющего электрода на некоторой глубине  $z = z_{pl}$  величина  $U$  достигнет потенциала плазмы  $U_{em}$  (падением потенциала в плазме, проникающей в эмиссионный канал, будем пренебрегать). Выполнение этого условия соответствует переходу в режим эмиссии с открытой плазменной поверхности (без потенциального барьера) [4, 10].

Дальнейшее увеличение потенциала ускоряющего электрода будет приводить как к росту площади плазменной поверхности  $S_e(U_{ac}) = \pi r_{pl}^2(U_{ac})$  (тогда  $S_e(0) = \pi(r_{pl}^{\min})^2$ ), так и к увеличению плотности плазмы  $n_e(U_{ac})$  при смещении плазменной границы вдоль эмиссионного канала в сторону плазмы. Неявную зависимость радиуса эмитирующей плазменной поверхности в канале  $r_{pl}(U_{ac})$  от ускоряющего потенциала можно получить, приравняв плотность тока ионов из плазмы на стенки канала плотности тока, соответствующей закону Ленгмюра в

цилиндрической [9, 11]

геометрии

$$0,4en_1 \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} \exp\left(-\frac{z_{pl}}{2r_k}\right) = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \times \\ \times \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_{em}^{3/2}}{y\beta^2(y^{-1})r_k^2}, \quad (13)$$

где  $\beta^2(y^{-1})$  — табулированная функция Ленгмюра для цилиндрического диода [11];

$y = r_{pl}/r_k, z_{pl}$  — положение плазменной поверхности в канале, которое можно определить из выражения (12) при  $U = U_{em}$  и выполнении неравенств  $0 \leq z_{pl} \leq l_k$  и  $r_{pl} \geq r_{pl}^{\min}$ .

В случае эмиссии электронов из плазмы в отсутствие потенциального барьера плотность тока эмиссии достигает насыщения

$$i_e = j_T(n_e)S_e(U_{ac}), \quad (14)$$

а баланс токов на границе раздела областей I и II вместо (11) необходимо записать в виде

$$(j_E + j_D)S_{II} = j_T(n_e)S_e(U_{ac}) + \\ + j_T(n_1) \exp\left(-e \frac{U_{em}}{T_e}\right) S_{em}, \quad (15)$$

где предполагается, что при эмиссии в отсутствие потенциального барьера долей электронов, уходящих из плазмы через часть площади сечения эмиссионного канала, перекрытого слоем, можно пренебречь.

Необходимо отметить, что при некотором соотношении  $r_k/l_k$  поле ускоряющего электрода может проникать через эмиссионный канал внутрь генератора плазмы, и эмитирующая и плазменная поверхности могут быть сформированы вне эмиссионного канала внутри генератора плазмы. В этом случае эмиссионный ток и эффективность извлечения с увеличением ускоряющего напряжения будут расти более интенсивно за счет более сильной зависимости площади плазменной поверхности от ускоряющего напряжения [2]. Такой режим неприемлем в технологических ПИЭЛ, но может быть использован в других устройствах, например в плазменных переключателях.

Приведенные системы уравнений в случае эмиссии через потенциальный барьер — (3)—(5), (7), (9)—(11) и в случае эмиссии с открытой поверхности плазмы в канале — (3)—(5), (7), (10), (12)—(15) позволяют рассчитать параметры  $\xi$ ,  $\eta$  и эффективность извлечения  $\alpha$ , а также определить

потенциал  $U_a$  и напряженность поля  $E$  в плазме в зависимости от ряда величин: ускоряющего напряжения, давления плазмообразующего газа  $p$ , геометрических размеров эмиссионного канала  $r_k/l_k$  и ускоряющего промежутка  $l_{ac}$ , отношений площадей  $b_1 = S_a/S_c$ ,  $b_2 = S_{em}/S_c$ ,  $f_0 = S_e(0)/S_{em}$  и отношения концентраций плазмы  $\chi = n_1/n_0$  при постоянном значении тока разряда (концентрации  $n_0$ ).

Следует отметить, что параметр  $\chi$  в общем случае характеризует отношение плотностей хаотического тока электронов из плазмы на анод и эмиттерный электрод и зависит не только от соотношения между концентрациями в соответствующих областях, но и электронных температур. Поэтому при варьировании параметра  $\chi$  можно косвенно учесть влияние разогрева плазменных электронов электрическим полем в плазме на эффективность извлечения.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены также зависимости параметров переключения  $\xi$ ,  $\eta$  и эффективности извлечения  $\alpha$ , рассчитанные в соответствии с изложенной моделью при условиях и геометрических параметрах, аналогичных экспериментальным для разрядной структуры, схематично представленной на рис. 1. На рис. 2 также представлены зависимости  $\xi$ ,  $\eta$  и  $\alpha$ , определенные по экспериментальным зависимостям токов на электродах. Из рис. 2 видно, что расчетные и экспериментальные зависимости  $\eta(U_{ac})$  и  $\xi(U_{ac})$  качественно коррелируют. Количественные расхождения экспериментальной (см. рис. 2, кривая 1) и расчетных зависимостей  $\alpha(U_{ac})$  (см. рис. 2, кривые 6 и 9) показывают, что  $\alpha$  существенно зависит от параметра  $\chi$ , который при расчетах выбирался как некоторая постоянная величина. Это означает, что в расчетах использовалась усредненная напряженность поля в плазме и не учитывалось влияние эмиссии на величину плотностей электронного тока на анод и эмиттерный электрод (параметр  $\chi$ ).

Влияние эмиссии электронов на величину  $\chi$  может быть обусловлено повышением потенциала плазмы относительно электродов при эмиссии электронов, а также разогревом плазменных электронов в возникающем при эмиссии электронов электрическим полем (рост электронной температуры) и увеличением вследствие этого их ионизационной способности. Поэтому можно предположить, что параметр  $\chi$

является некоторой функцией тока эмиссии (ускоряющего напряжения).

Оценки в рамках предложенной модели показали, что основными факторами влияния параметра  $\chi$  являются снижение концентрации плазмы в области эмиссии и увеличение концентрации  $n_0$ , обусловленное ростом ионизационной способности плазменных электронов в области I. Можно предположить, что зависимость параметра  $\chi$  от ускоряющего напряжения  $U_{ac}$  оказывается слабоубывающей. Если вместо стационарного параметра  $\chi$  использовать его функцию, изменяющуюся в пределах 0,26—0,2, то крутизна зависимостей  $\alpha(U_{ac})$  (см. рис. 2, кривые 6 и 9) и  $\xi(U_{ac})$  (см. рис. 2, кривая 7) в области больших ускоряющих напряжений снижается, приближаясь к экспериментальным значениям (см. рис. 2, кривые 1 и 4).

На рис. 4 показаны расчетные зависимости напряженности, формирующейся в плазме поля  $E$ , от эффективности извлечения  $\alpha$  при различных условиях. По оси ординат напряженность поля представлена в виде безразмерной величины  $\varepsilon = E/E_0$ , где  $E_0 = T_e/eL_{pl}$  — "тепловая" напряженность электрического поля в плазме с электронной температурой  $T_e$  (в энергетических единицах).

Как видно из этих зависимостей, эмиссия электронов может обуславливать появление в плазме слабого электрического поля, ускоряющего электроны в область извлечения электронов II. Напряженность такого поля сравнима по порядку величины с  $E_0$  и поэтому не нарушает квазинейтральности плазмы. Появление электрического поля в плазме при переключении тока между электродами в плазменном эмиттере наблюдалось также в других экспериментах [12] и обсуждалось в работах К. Н. Ульянова [3]. Из рис. 4 также следует, что зависимость напряженности электрического поля в плазме от эффективности извлечения оказывается растущей при любых условиях, причем зависимость близка к линейной. Это можно интерпретировать как появление в плазменном эмиттере положительной обратной связи между током разряда и ускоряющим напряжением (током эмиссии) и рассматривать плазменный эмиттер как единую газоразрядную структуру с двумя источниками электропитания.

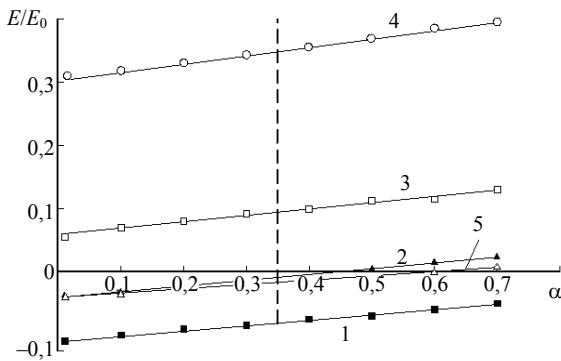


Рис. 4. Зависимости относительной напряженности поля от эффективности извлечения при различных давлениях и размерах эмиссионного канала,  $\chi = 0,28$ ,  $l_{ac} = 0,007$  м:  
 1 —  $p = 9 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; 2, 5 —  $p = 8 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.;  
 3 —  $p = 7 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; 4 —  $p = 5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.;  
 1—4 —  $r_k/l_k = 0,474$ ; 5 —  $r_k/l_k = 0,424$

Моделирование показало, что в зависимости от условий (эффективности извлечения, давления газа, геометрии разрядной системы, величины и индукции магнитного поля) напряженность электрического поля в плазме может иметь различные величины и направление. В частности, с увеличением давления газа в разрядной камере подвижность электронов в поперечном магнитном поле растет и напряженность поля в плазме, необходимая для формирования потока электронов в область эмиссии, снижается (см. рис. 4, кривые 3, 4). При еще больших давлениях электрическое поле может не формироваться или даже иметь тормозящее для электронов направление напряженности. Это означает, что эмиттерный электрод в реальной конструкции переходит в режим полого анода с отрицательным падением потенциала в плазме [1, 12]. Однако и в этом случае увеличение эффективности извлечения может привести к формированию ускоряющей для электронов напряженности электрического поля в плазме (см. рис. 4, кривые 2 и 5). Изменение геометрических размеров системы извлечения электронов (длина и радиус эмиссионного канала, длина ускоряющего промежутка) качественно не изменяет вид зависимостей  $\varepsilon(\alpha)$ , а приводит к некоторому смещению их друг относительно друга по оси абсцисс (см. рис. 4, кривые 2 и 5).

Как уже отмечалось, параметры эмиссионного канала существенно влияют на эффективность извлечения электронов. На рис. 5 приведены зависимости эффективности извлечения от отношения радиуса канала к его длине при различных ускоряющих напряжениях (кривые 1—4). При напряжениях выше некоторого критического  $U_{cr1}$  для конкретной геометрии эмиссионного канала  $r_k/l_k$  и ускоряющего промежутка  $l_{ac}$  эмитирующая плазменная

поверхность формируется в канале на границе эмиттерного электрода с пристеночным слоем. Так как при этом площадь эмитирующей плазменной поверхности может быть определена, то можно рассчитать  $\alpha(r_k/l_k)$  при  $U = U_{cr1}$  (см. рис. 5, кривые 6 и 7). Эти зависимости ограничивают значения эффективности извлечения, при которых эмитирующая плазменная поверхность формируется еще в канале.

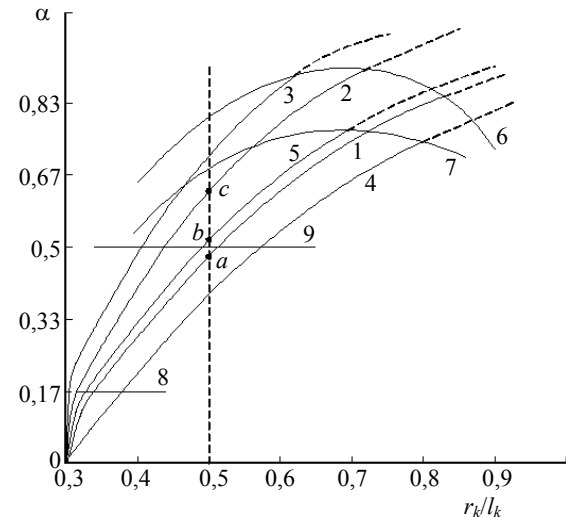


Рис. 5. Теоретические зависимости эффективности извлечения от отношения радиуса канала к его длине при различных ускоряющих напряжениях:  
 1, 4 —  $U_{ac} = 10$  кВ; 2, 5 —  $U_{ac} = 20$  кВ; 3 —  $U_{ac} = 30$  кВ;  
 6, 7 — при  $U = U_{cr2}$ ; 8, 9 — при  $U = U_{cr1}$ ;  
 1—3, 6, 8 —  $\chi = 0,24$ ; 4, 5, 7, 9 —  $\chi = 0,22$

Как показано на рис. 4, эффективность извлечения оказывает существенное влияние на величину формируемого в плазме электрического поля. При этом ускоряющее к области извлечения для электронов поле может возникать только при определенных значениях  $\alpha > \alpha_{min}$  для данной геометрии эмиттерного электрода, эмиссионного канала и ускоряющего промежутка. Зависимость  $\alpha(r_k/l_k) = \alpha_{min}$ , соответствующая  $U = U_{cr2}$ , при котором напряженность поля в плазме равна нулю, приведена на рис. 5, кривая 8. При  $\alpha < \alpha_{min}$  можно не учитывать влияние эмиссии на параметры эмитирующей плазмы.

Возникновение поля в плазме, ускоряющего электроны, может приводить к увеличению их ионизирующей способности и, как следствие, к росту концентрации в области I. Это обеспечит уменьшение параметра  $\chi$ , поэтому на рис. 5 приведены также зависимости  $\alpha(r_k/l_k)$ , рассчитанные при меньшем значении этого параметра, что позволяет оценить его влияние на эффективность извлечения.

Из анализа зависимостей рис. 5 следует, что в результате уменьшения параметра  $\chi$  рост эффективности извлечения  $\alpha$  при увеличении

ускоряющего напряжения (см. рис. 5, кривые 1, 2, 5) оказывается существенно меньшим (от точки *a* к точке *b*), чем в случае, когда параметр  $\chi$  принимается постоянным (от точки *a* к точке *c*). Уменьшение параметра  $\chi$ , обусловленное увеличением концентрации плазмы в области I, может ограничивать рост эффективности извлечения с увеличением ускоряющего напряжения, а также приводить при определенных условиях даже к снижению эффективности извлечения, что наблюдалось в экспериментах [13]. Необходимо отметить, что такой характер зависимости эффективности извлечения от параметра  $\chi$  может быть использован для повышения устойчивости режима плазменного эмиттера, например, к всплескам давления в технологической камере, возникающие при воздействии электронного пучка на материал.

### Заключение

Проведенные моделирование и экспериментальные исследования показывают, что эмиссия электронов из плазмы может приводить к перераспределению токов во всей газоразрядной структуре и существенно влияет на параметры разряда в целом. Качественное соответствие экспериментальных и расчетных зависимостей параметров переключения  $\xi$  и  $\eta$ , а также эффективности извлечения  $\alpha$  от ускоряющего напряжения подтверждает, на наш взгляд, то, что одним из возможных механизмов формирования эмиссионного тока является возникновение в плазме слабого электрического поля. Напряженность такого поля определяется геометрией электродной структуры плазменного эмиттера, наличием магнитного поля, давлением газа в разрядной камере и эффективностью извлечения.

Моделирование показало, что ускоряющее для плазменных электронов электрическое поле может формироваться в генераторе плазмы в условиях и при эффективностях извлечения типичных для технологических плазменных источников электронов, и является одним из возможных механизмов энерговклада от источника ускоряющего напряжения в формирование эмитирующей плазмы. Рассмотренные физические процессы целесообразно учитывать для оптимизации условий эмиссии электронов при создании эффективных плазменных эмиттеров.

### Литература

1. Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. — М.: Атомиздат, 1977. — 145 с.

2. Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681—686.
3. Ульянов К. Н. // Теплофизика высоких температур.— 2001. Т. 39. № 4. С. 539—546.
4. Плазменные процессы в технологических электронных пушках/ М. А. Завьялов, Ю. Е. Крейнделъ, А. А. Новиков, Л. П. Шантурин. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 212 с.
5. Grushev V. A., Zaleski V. G., Antonovich D. A., Golubev Yu. P. // Vacuum. 2005. V. 77. P. 399—405.
6. Chen F. Introduction to plasma physics and controlled fusion. V. 1. Plasma Physics. — Plenum Press New York and London, 1984. — 398 p.
7. Литвинов И. И. // ПМТФ. 1977. № 1. С. 52—55.
8. Электронно-лучевая сварка/ О. К. Назаренко, А. А. Кайдалов, С. Н. Ковбасенко и др./ Под ред. Б. Е. Патона. — Киев: Наукова думка, 1987. — 256 с.
9. Крейнделъ Ю. Е., Никулин С. П. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 4. С. 89—93.
10. Груздев В. А., Залесский В. Г. // Там же. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 46—55.
11. Царев Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп. — М.: Энергия, 1967. — 671 с.
12. Zaleski V. G., Antonovich D. A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 7771—7777.
13. Grushev V. A., Zaleski V. G., Antonovich D. A. // Proc. V Intern. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology. — Minsk, Belarus, 2006. V. 1. P. 154—157.

Статья поступила в редакцию 20 января 2009 г.

## Emission current formation in the plasma electron emitter

*V. A. Gruzdev, V. G. Zalesski*

Polotsk State University, Novopolotsk, Belarus

E-mail: V.Zalesski@mail.ru

*The model of the plasma electron emitter in which electron emission connected with electrode current redistribution and formation of a weak electric field in plasma is proposed. The rated and experimental dependences of switching parameters, extraction efficiency and electric field strength in plasma on accelerating voltage, geometric dimensions of the emission channel are produced.*

PACS: 52.25.Tx

\* \* \*