

УДК 537.533; 621.384

**ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА ЭЛЕКТРОНОВ**

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

*Рассматриваются эмиссионные свойства плазменного эмиттера электронов. Предложены эквивалентные схемы плазменного эмиттера с анодным и катодным потенциалами эмиттерного электрода. В развитие модели плазменного эмиттера вводятся параметры переключения, которые характеризуют процессы, сопровождающие извлечение электронов из плазмы. Показано, что эмиссия электронов из плазмы приводит к перераспределению токов во всей газоразрядной структуре, что может оказать существенное влияние на параметры разряда в целом. Представлены теоретические и экспериментальные исследования зависимости параметров переключения и эффективности извлечения от ускоряющего напряжения в случае эмиссии через потенциальный барьер и с открытой плазменной границы. Также приводится анализ зависимости параметров переключения и эффективности извлечения от ряда величин: давления плазмообразующего газа, геометрических размеров эмиссионного канала и ускоряющего промежутка. Получено удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей эмиссионного тока.*

**Введение.** Основной характеристикой любого источника электронов является ток пучка, поскольку его величина и уровень стабильности определяют возможность его применения для определенной электронно-лучевой технологии. В пушке с твердотельным эмиттером (например, термокатодным) триодного типа стабильность тока пучка определяется в основном стабильностью ускоряющего и управляющего напряжений.

В пушках с плазменным эмиттером, который, как правило, представляет собой газоразрядную структуру с системой первичного формирования пучка (ускоряющий промежуток и эмиссионный канал в одном из электродов), ток эмиссии  $i_e$  принято считать зависящим от двух параметров: эффективности извлечения  $\alpha$  и тока разряда  $i_d$  ( $i_e = \alpha i_d$ ) [1]. В ряде случаев связь тока разряда и тока пучка оказывается близкой к линейной [2]. Однако наиболее часто линейной зависимость можно считать лишь в определенной степени [3], причем величина тока эмиссии при фиксированном токе разряда оказывается зависимой от условий работы плазменного источника электронов (ПИЭЛ) [4]. Поэтому эффективность извлечения  $\alpha$  хотя и характеризует эмиссионную способность ПИЭЛ в каждом конкретном случае (режиме работы), но не является некоторой постоянной величиной, а зависит от конкретной конструкции ПИЭЛ и условий его работы, т.е. для одной и той же газоразрядной структуры эффективность извлечения  $\alpha$  может быть различна в зависимости от физических процессов в ней и соотношения их интенсивностей с изменением условий работы.

Современная теория газовых разрядов и ПИЭЛ не позволяет с достаточной точностью предсказать зависимость  $\alpha$  от условий работы. Принято считать, что ток разряда однозначно определяется концентрацией плазмы, которая в свою очередь зависит от условия ее формирования (геометрии электродов, конфигурации электрического и магнитного полей и т.д.). Ток эмиссии зависит от условий эмиссии (потенциала электрода с эмиссионным каналом и его геометрии) и концентрации плазмы в области эмиссии, где ее параметры могут существенно отличаться от параметров плазмы в остальной части разряда. При этом не исключается взаимозависимость параметров плазмы в отдельных областях, но не учитывается возможное перераспределение токов в разрядной структуре плазменного эмиттера при изменении внешних условий (например, давления газа) и режима работы, в частности эмиссионного тока. Это особенно актуально при оценке эмиссионной способности плазменных эмиттеров на основе многоэлектродных газоразрядных структур, для которых характерно наличие нескольких электродов с одинаковым, например, анодным или катодным потенциалом [1, 3]. В общем случае к многоэлектродным можно отнести любые газоразрядные структуры [1], содержащие эмиттерный электрод, через канал в котором осуществляется эмиссия электронов. Поэтому интерес для исследований представляет зависимость эффективности извлечения от тока эмиссии (или ускоряющего напряжения), а также анализ влияния перераспределения токов между электродами плазменного эмиттера электронов на условия эмиссии. В данной работе вводятся параметры переключения электронного тока в плазменном эмиттере и представлены некоторые экспериментальные и теоретические результаты исследования условий формирования эмиссионного тока в многоэлектродных газоразрядных структурах.

**Параметры переключения и эффективность извлечения.** В целом эмиссию электронов из газоразрядной плазмы принято рассматривать в рамках теории переключения, предложенной А.В. Жариновым с соавторами [5]. Эта теория находит подтверждение в экспериментах и используется при создании технологических плазменных источников электронов [1], работающих при невысокой эффективности извлечения ( $\alpha = i_e/i_d$ ). Согласно модели плазменного эмиттера (ПЭ) [5], вследствие высокой плотности теплового электронного тока в плазме при снижении (локальном) падения потенциала в пристеночном слое, тормозящем электроны, возможно полное переключение электронного тока из плазмы в эту область сформированного пристеночного слоя. Суть этого эффекта заключается в том, что ток эмиссии может достигать величины тока разряда при площади эмиссионной поверхности  $S_e$ , значительно меньшей, чем площадь анода  $S_a$ . При этом модель плазменного эмиттера, представленного в [5], не предусматривает возмущение плазмы при отборе электронов. Однако в реальных ПЭ эмиссионная способность плазмы не является бесконечно большой. В этом случае реакция плазмы на отбор электронов не должна ограничиваться областью отбора, а должна влиять на весь объем плазмы и проявляться в изменении токов на отдельные электроды. Это стимулирует исследования по уточнению модели.

В зависимости от типа используемого плазменного эмиттера схемы подключения электродов генератора плазмы к системе электропитания могут быть различны [1]. Эмиттерный электрод может иметь относительно плазмы отрицательный катодный (порядка нескольких сотен вольт), отрицательный анодный (несколько десятков вольт) или промежуточный потенциалы. С электротехнической точки зрения различные типы разряда, используемые в плазменном эмиттере, отличаются только проводимостью газоразрядного промежутка (токами разряда  $i_d$ , напряжением горения  $U_d$ ) и эмиссионными свойствами – величиной тока эмиссии  $i_e$  (пучка) – и его зависимостью от внешних факторов (давления, напуска плазмообразующего газа). Поэтому при рассмотрении плазменного эмиттера как нагрузки систем электропитания в качестве макропараметра, характеризующего отклик газоразрядной структуры на энергозвлад, целесообразно использовать интегральную проводимость газоразрядного промежутка (величину, равную отношению тока разряда к напряжению горения разряда)  $\Omega = i_d/U_d$ . Токи на отдельные электроды газоразрядной структуры зависят не только от потенциала этого электрода, но и от проводимости близлежащей области плазмы ( $\Omega$ ), формируемой совокупным влиянием электрических и магнитных полей на ее компоненты (электроны и ионы). При этом электроды разрядной системы и плазма, которая формируется в межэлектродном пространстве, образуют единую систему, поэтому изменение тока эмиссии должно приводить к отклику всей газоразрядной структуры – перераспределению токов между электродами и изменению параметров плазмы. На основании этого для двух упомянутых способов подключения эмиттерного электрода (с анодным и катодным потенциалами) к системе электропитания можно составить эквивалентные электрические схемы (рис. 1).

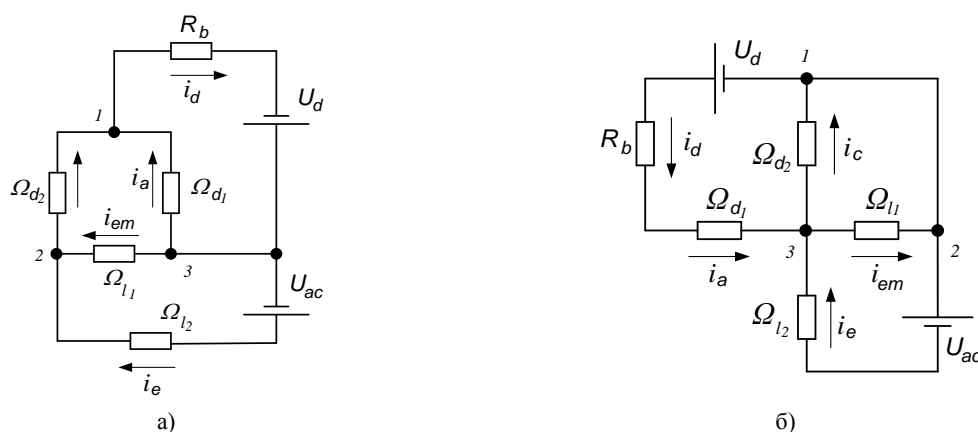


Рис. 1. Эквивалентные схемы плазменных эмиттеров с анодным (а) и катодным (б) потенциалом эмиттерного электрода:

1 – катод; 2 – эмиттерный электрод; 3 – анод;

$\Omega_{d1}$  – проводимость плазмы в области анода;  $\Omega_{d2}$  – проводимость плазмы в области эмиттерного электрода;

$\Omega_{l1}$  – проводимость плазмы в области эмиссионного канала;  $\Omega_{l2}$  – 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

Из анализа схем следует, что в обоих случаях эмиссионный ток хотя и связан определенным образом с током разряда, но не является его однозначной функцией. Токи в газоразрядной структуре взаимозависимы и могут перераспределяться между электродами вследствие ряда факторов (конфигурации электрического и магнитного полей, наличия градиента давления газа, эмиссии электронов и ионов и т.д.).

Эмиссионную способность плазмы можно охарактеризовать, во-первых, параметром переключения  $\xi$  – отношением тока эмиссии к току в цепи эмиттерного электрода, введенным по аналогии с коэффициентом переключения тока, предложенного в работах Ульянова и Филиппова для плазменных катодов [6]:

$$\xi_a = \frac{i_e}{i_{em} + i_e}; \quad \xi_c = \frac{i_e}{i_{em} - i_e}, \quad (1)$$

где учтено, что в случае катодного потенциала эмиттерного электрода его ток и ток эмиссии имеют разные знаки (рис. 1, б). Индекс «а» соответствует плазменному эмиттеру с анодным потенциалом эмиттерного электрода (рис. 1, а), а индекс «с» – случаю с катодным потенциалом эмиттерного электрода (см. рис. 1, б). Параметр  $\xi$  характеризует извлечение электронов из плазмы вблизи эмиттерного электрода и определяется в основном концентрацией в этой области и потенциалом плазмы относительно эмиттерного электрода, геометрией эмиссионного канала и ускоряющего промежутка, а также ускоряющим потенциалом. То есть этот параметр характеризует формирование эмиссионного тока за счет изменения параметров слоя, отделяющего плазму от эмиттерного электрода. В случае модели ПЭ [5] параметр переключения  $\xi$  эквивалентен эффективности извлечения  $\alpha$  (с точностью до  $\eta = const$ ) и однозначно определяется параметрами плазмы вблизи эмиттерного электрода.

Введем также параметр переключения  $\eta$ , соответствующий доли разрядного тока, которая замыкается через эмиттерный электрод, и показывающий, насколько эффективно ионизационные процессы в области формирования плазмы влияют на ее параметры в области эмиссии:

$$\eta_a = 1 - \frac{i_a}{i_d}; \quad \eta_c = 1 - \frac{i_c}{i_d}. \quad (2)$$

Параметр  $\eta$  характеризует перераспределение токов между электродами в ПЭ, обусловленное отбором электронов в ускоряющий промежуток, т.е. отклик (возмущение) плазмы на эмиссию электронов. При этом, как следует из эквивалентных схем (см. рис. 1), перераспределение токов в разряде может происходить без изменения величины разрядного тока, что делает малоэффективным схемотехнический способ стабилизации тока разряда, часто используемый на практике для стабилизации эмиссионного тока.

В общем случае для каждого из рассматриваемых вариантов подключения эмиттерных электродов можно записать баланс токов:

- в случае анодного потенциала эмиттерного электрода (рис. 1, а):

$$i_c = i_a + i_{em} + i_e; \quad (3)$$

- в случае катодного потенциала эмиттерного электрода (рис. 1, б):

$$i_a = i_c + i_{em} - i_e. \quad (4)$$

Это позволяет определить связь параметров переключения и эффективности извлечения. Примем за ток разряда  $i_d$  ток через балластное сопротивление системы электропитания газового разряда (см. рис. 1). Тогда в случае анодного потенциала эмиттерного электрода (см. рис. 1, а) можно записать  $i_d \gg i_c$ , а в случае катодного потенциала (см. рис. 1, б) имеем  $i_d \gg i_a$ . Учитывая это, а также выражения для параметров переключения (1) и (2) и соответствующие уравнения баланса токов (3) и (4), эффективность извлечения  $\alpha$  в обоих предельных случаях потенциала эмиттерного электрода можно определить как произведение параметров переключения:

$$\alpha_{a,c} = \frac{i_e}{i_d} = \xi_{a,c} \eta_{a,c}. \quad (5)$$

**Физико-математическая модель плазменного эмиттера.** Определим основные закономерности формирования эмиссионного тока для плазменного эмиттера на основе разряда в скрещенных  $E \times H$  полях с анодным потенциалом эмиттерного электрода [4], электродная структура которого представлена на рисунке 2.

В газоразрядной плазме ПЭ с анодным потенциалом эмиттерного электрода можно условно, как это показано на рисунке 2, выделить две области: в первой (I) – реализуются ионизационные процессы и формируется плазма, которая в отсутствие извлечения диффундирует во вторую область (II – область эмиссии), где ионизационными процессами можно пренебречь. Эмиссия электронов из области II приведет к

снижению в ней концентрации электронов, повышению потенциала плазмы и формированию дополнительного потока из области I, что диктуется уравнением баланса токов в разряде. В условиях ограниченной подвижности плазменных электронов (например, магнитным полем) можно предполагать, что

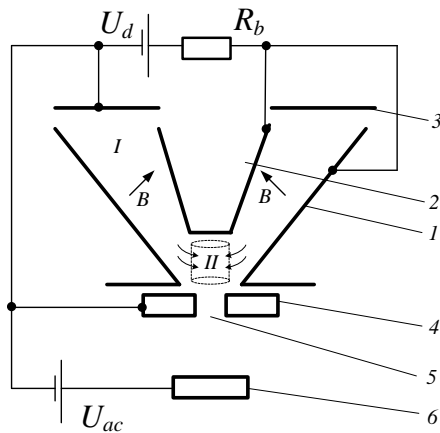


Рис. 2. Электродная структура разряда со скрещенными  $E \times H$  полями [4]

- 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

эмиссия электронов приведет к локальному увеличению потенциала плазмы и формированию электрического поля и в области I, обеспечивающего требуемый дополнительный поток электронов в область эмиссии.

В области II индукция магнитного поля имеет продольное извлечение электронов направление (перпендикулярное к поверхности эмиттерного электрода) и не влияет на движение электронов к эмиттерному электроду и в эмиссионный канал.

В области I индукция магнитного поля параллельна поверхности анода. Для упрощения анализа будем считать, что выполняется условие:  $l_a < r_L$  ( $l_a$  – протяженность прианодного слоя;  $r_L$  – ларморовский радиус для электронов), его влиянием на величину анодной плотности тока 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:

$$j_a(n) = \frac{1}{4} env_T \exp\left(-\frac{e\phi_a}{T_e}\right) = j_T(n) \exp\left(-\frac{e\phi_a}{T_e}\right), \quad (6)$$

где  $n$  – концентрация плазмы,  $v_T$  – средняя тепловая скорость электронов в плазме в условиях применимости максвелловского распределения по скоростям,  $\phi_a$  – потенциал плазмы относительно анода.

В таком приближении, с учетом выражения Бома для плотности тока ионов  $j_b(n) = 0,4\sqrt{2}env_b$  [7], для токов на соответствующие электроды можно записать:

$$\begin{cases} i_e = \left( j_T(n_e) \exp\left(-e \frac{\phi_{em} - DU_{ac}}{T_e}\right) - j_b(n_e) \right) S_e; \\ i_{em} = \left( j_T(n_1) \exp\left(-e \frac{\phi_{em}}{T_e}\right) - j_b(n_1) \right) S_{em}; \\ i_a = \left( j_T(n_0) \exp\left(-e \frac{\phi_a}{T_e}\right) - j_b(n_0) \right) S_a; \\ i_d = (1 + \gamma) j_b(n_0) S_c, \end{cases} \quad (7)$$

где  $\phi_{em}$  – потенциал плазмы относительно эмиттерного электрода;  $S_{em}$ ,  $S_a$ ,  $S_c$  – 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.

Будем предполагать, что потенциалы плазмы вблизи анода  $\phi_a$  и вблизи эмиттерного электрода  $\phi_{em}$  не равны. Тогда при равенстве потенциалов анода и эмиттерного электрода разность потенциалов между этими областями можно выразить через напряженность поля  $E$ , возникающего в плазме в области I вследствие извлечения электронов из плазмы в эмиссионный канал ( $L_{pl}$  – характеристическая длина плазмы в области I):

$$\varphi_{em} = \varphi_a + EL_{pl}. \quad (8)$$

За положительное направление напряженности поля будем выбирать такое, которое соответствует ускорению электронов в область эмиссии. В качестве характеристической длины  $L_{pl}$  следует использовать минимальную из трех величин: протяженность плазмы  $L$  в области I; среднюю длину пробега электронов в отсутствие магнитного поля  $\lambda_e$ ; ларморовский радиус для электронов  $r_L$ . Последние два параметра можно объединить и рассматривать общий параметр – среднюю длину пробега электронов в поперечном магнитном поле, как это предложено в работе [8]:

$$\varphi_{em} = \varphi_a + EL_{pl}; \quad \lambda_{\perp} = \frac{\lambda_e}{\sqrt{1 + \sigma^2}},$$

где  $\sigma = \frac{m_e v_T}{eB\lambda_e}$  – фактор, учитывающий влияние поперечного (движению электронов) магнитного поля.

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

$$(j_E + j_D)S_{II} = j_T(n_e) \exp\left(-e \frac{\varphi_{em} - DU_{ac}}{T_e}\right) S_e + j_T(n_1) \exp\left(-e \frac{\varphi_{em}}{T_e}\right) S_{em}, \quad (9)$$

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, в соответствии с выражением, предложенным в работе [8];

$\mu_{e\perp} = \frac{e\lambda_e}{m_e v_T} \frac{1}{1 + \sigma^2}$  – подвижность электронов поперек магнитного поля.

Боковую поверхность  $S_{II}$  плазменного столба в области II оценим выражением:

$$S_{II} = 2\pi r_{em} l_{pl} = 2l_{pl} \sqrt{S_{em}},$$

где учтено, что площадь поверхности эмиттерного электрода  $S_{em} = \pi r_{em}^2$ . Параметр  $l_{pl}$  соответствует высоте плазменного столба в области II, причем если выполняется неравенство  $l_{pl} < \lambda_e$ , то в выражении для площади боковой поверхности  $S_{II}$  вместо  $l_{pl}$  необходимо использовать длину пробега  $\lambda_e$ .

В плазменных эмиттерах эмиссия электронов, как правило, осуществляется через эмиссионный канал (систему каналов) [1, 3, 4]. Это снижает влияние поля ускоряющего электрода на параметры эмиттирующей плазмы за счет ограничения глубины проникновения этого поля в канал. Потенциал этого поля на некоторой глубине  $z$  в канале со стороны плазмы можно оценить соотношением [9]:

$$U \approx 0,267 \frac{r_k}{l_{ac}} U_{ac} \exp\left(-2,36 \frac{l_k - z}{r_k}\right) = DU_{ac}, \quad (10)$$

где  $r_k$  и  $l_k$  – радиус и длина эмиссионного канал;  $l_{ac}$  – длина ускоряющего промежутка.

Эмиттирующая плазменная поверхность формируется в результате суперпозиции поля ускоряющего электрода и поля слоя вблизи эмиттерного электрода [3]. Причем для повышения стабильности эмиссионного тока в конструкциях плазменных эмиттеров стремятся обеспечить такие условия, чтобы эмиттирующая поверхность плазмы формировалась непосредственно в канале. При малых ускоряющих напряжениях  $U < \varphi_{em}$  и эмиссия осуществляется через потенциальный барьер. Для оценки площади эмиттирующей плазменной поверхности  $S_e$  можно использовать известную теорию проникновения плазмы в канал [10]. Если предположить, что концентрация плазмы, проникающей в канал вследствие ухода ионов на стенки, спадает согласно выражению:  $n_e = n_1 \exp(-z_{pl}/2r_k)$  [11], то минимальная эмиттирующая плазменная поверхность будет соответствовать минимально возможному радиусу плазмы в канале  $r_{pl}^{\min} = 0,31r_k$  [10] на некоторой глубине  $z_{pl0}$ .

При увеличении потенциала ускоряющего электрода  $U_{ac}$  на некоторой глубине  $z = z_{pl}$  потенциал поля ускоряющего электрода  $U$  достигнет потенциала плазмы  $\varphi_{em}$  (падением потенциала в плазме, проникающей в эмиссионный канал, будем пренебрегать). Выполнение этого условия соответствует перехо-

ду в режим эмиссии с открытой плазменной поверхностью (без потенциального барьера). 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 вглубь эмиссионного канала в сторону плазмы. Неявную зависимость радиуса эмиттирующей плазменной поверхности в канале от ускоряющего потенциала  $r_{pl}(U_{ac})$  можно получить, приравняв плотность тока ионов из плазмы на стенки канала к плотности тока, соответствующей закону Ленгмюра в цилиндрической геометрии [12]:

$$0,4en_1\sqrt{\frac{2T_e}{m_i}}\exp\left(-\frac{z_{pl}}{2r_k}\right) = \frac{4\sqrt{2}}{9}\epsilon_0\sqrt{\frac{e}{m_i}}\frac{\Phi_{em}^{3/2}}{y\beta^2(y^{-1})r_k^2}, \quad (11)$$

где  $\beta^2(y^{-1})$  – табулированная функция Ленгмюра для цилиндрического диода [12];  $y = r_{pl}/r_k$ ,  $z_{pl}$  – положение плазменной поверхности в канале, которое можно определить из выражения (12) при  $U = \Phi_{em}$  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, а выражение для эмиссионного тока принимает вид:

$$i_e = j_T(n_e)S_e(U_{ac}). \quad (12)$$

Вместо уравнения (11) можно записать

$$(j_E + j_D)S_{II} = j_T(n_e)S_e(U_{ac}) + j_T(n_i)\exp\left(-e\frac{\Phi_{em}}{T_e}\right)S_{em}, \quad (13)$$

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 дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения эмиттирующая плазменная поверхность может быть сформирована вне эмиссионного канала. В этом случае эмиссионный ток и эффективность извлечения будут расти более интенсивно за счет увеличения площади плазменной поверхности по форме, близкой к полусферической [5]. По-видимому, этим фактом и обусловлен «эффект полного переключения», рассматриваемый в работе [5]. В таком режиме ток эмиссии электронов оказывается сильно зависимым от величины ускоряющего напряжения, и, как правило, в технологических источниках электронов такие условия эмиссии не реализуются.

Приведенные системы уравнений (в случае эмиссии через потенциальный барьер – (3), (5), (7), (9) – (11); в случае эмиссии с открытой плазменной поверхностью – (3), (5), (7), (12), (13)) позволяют рассчитать параметры  $\xi$ ,  $\eta$  и эффективность извлечения  $\alpha$ , а также определить потенциал  $\Phi_a$  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  $l_{ac}$ ) и некоторых параметров (отношений площадей  $b_1 = S_a/S_c$ ,  $b_2 = S_{em}/S_c$  и  $f_0 = S_e(0)/S_{em}$ , отношения концентраций плазмы  $\chi = n_i/n_0$ ) при постоянном значении тока разряда (концентрации  $n_0$ ). Следует отметить, что параметр  $\chi$  в общем случае характеризует отношение плотностей хаотического тока электронов из плазмы и зависит не только от изменения концентрации, но и от электронной температуры. Поэтому при варьировании параметра  $\chi$  можно косвенно учесть влияние разогрева плазменных электронов в электрическом поле и увеличения их концентрации и ионизационной способности на эффективность извлечения.

**Обсуждение результатов.** На рисунке 3 показаны экспериментально полученные зависимости параметров переключения и эффективности извлечения для плазменного эмиттера, представленного на рисунке 2. Видно, что увеличение тока эмиссии (см. рис. 3, кривая 1) с ростом ускоряющего напряжения приводит не только к уменьшению тока эмиттерного электрода (см. рис. 3, кривая 2), но и тока анода (см. рис. 3, кривая 3). Причем основной вклад в величину эффективности извлечения (см. рис. 3, кривая 1) вносит перераспределение токов между эмиттерным электродом и эмиссионным каналом (параметр  $\xi$  – кривая 4). Однако с увеличением тока эмиссии параметр  $\eta$  (см. рис. 3, 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  $\xi(U_{ac})$ .

На рисунке 3 приведены также зависимости параметров переключения и эффективности извлечения, рассчитанные при внешних условиях и геометрических параметрах, аналогичных экспериментальным для структуры, схематично представленной на рисунке 2.

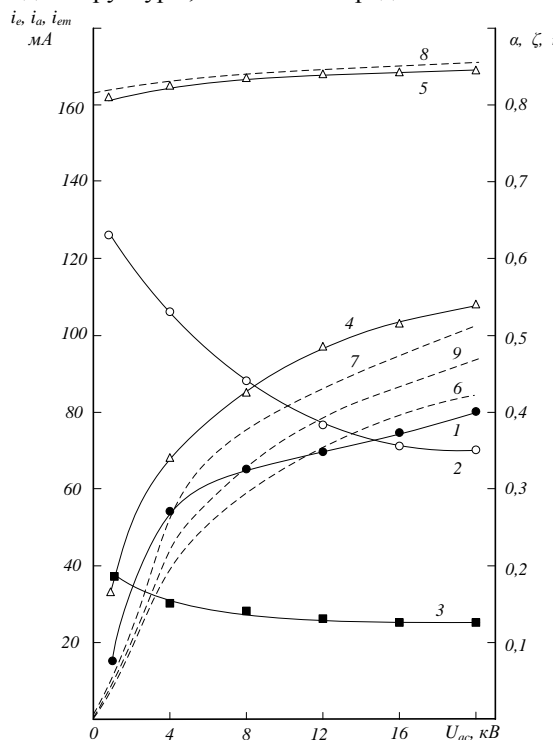


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные зависимости токов на электроды и параметров переключения от ускоряющего напряжения для плазменного эмиттера [4] при  $l_k = 2 \cdot 10^{-3}$  м,  $r_k = 10^{-3}$  м,  $l_{ac} = 7 \cdot 10^{-3}$  м:  
 1 –  $i_e$ ,  $\alpha_{экс}$ ; 2 –  $i_{em}$ ; 3 –  $i_a$ ; 4 –  $\xi_{экс}$ ; 5 –  $\eta_{экс}$ ;  
 6, 9 –  $\alpha_{теор}$ ; 7 –  $\zeta_{теор}$ ; 8 –  $\eta_{теор}$ ; 6 –  $\chi = 0,22$ ; 7, 9 –  $\chi = 0,24$

этого фактора на условия формирования эмиссионного тока. Так, если для оценки параметра  $\chi$  использовать функцию  $\chi(U_{ac})$ , слабо убывающую с ростом ускоряющего напряжения, то крутизна зависимостей  $\alpha(U_{ac})$  (см. рис. 3, кривые 6 и 9) и  $\xi(U_{ac})$  (см. рис. 3, кривая 7) в области больших ускоряющих напряжений снижается, приближаясь к экспериментальным значениям.

Как показали расчеты, эмиссия электронов может обуславливать появление в плазме слабого электрического поля, ускоряющего электроны в область извлечения. Напряженность такого поля сравнима по порядку величины с  $E_0 = T_e / eL_{pl}$  и поэтому не нарушает ее квазинейтральности, причем для меньших давлений газа характерна большая напряженность поля. Возможность появления слабого электрического поля в плазме в результате перераспределения токов в плазменном эмиттере обсуждался также в ряде работ (например, в работах Ульянова [6]), а также наблюдалось в экспериментах по изучению влияния эмиссии на параметры эмиттирующей плазмы [13]. Появление в плазме электрического поля при извлечении электронов можно интерпретировать как возникновение в плазменном эмиттере положительной обратной связи между параметрами разряда и ускоряющим напряжением (током эмиссии). При этом источник ускоряющего напряжения посредством формируемого в плазме электрического поля начинает оказывать на разряд такое же влияние, как и сам источник разрядного напряжения, обеспечивая определенный энергетический вклад в разряд. В такой ситуации необходимо рассматривать плазменный эмиттер как единую газоразрядную структуру с двумя источниками электропитания. Поэтому, как уже отмечалось, стабилизация внутренних параметров такого плазменного эмиттера, например, тока разряда или напряжения горения разряда, что, как правило, применяют для обеспечения постоянства тока эмиссии, может оказаться малоэффективной.

Итак, формирование ускоряющего электрического поля в плазме может приводить к увеличению ионизационной способности плазменных электронов. В результате концентрация плазмы  $n_0$  и ток разряда

Из рисунка 3 видно, что расчетные и экспериментальные зависимости  $\eta(U_{ac})$  и  $\xi(U_{ac})$  в целом коррелируют между собой. Некоторые расхождения, которые имеют место в крутизне экспериментальной (рис. 3, кривая 1) и расчетной зависимостей  $\alpha(U_{ac})$  (рис. 3, кривые 6 и 9), по-видимому, обусловлены тем фактом, что модель не учитывает изменение концентрации плазмы, вызванное эмиссией электронов (параметр  $\chi$ ). Такое изменение может быть обусловлено как перераспределением плазмы в объеме, так и увеличением ионизационной способности плазменных электронов, ускоренных в электрическом поле. Необходимо отметить, что параметр  $\chi$  должен однозначно определяться характеристиками плазмы и геометрией газоразрядной структуры. Для его оценки может быть использовано дополнительное уравнение, например, уравнение баланса электронов в разряде. Однако, как показали оценки в рамках предложенной модели, с увеличением эффективности извлечения параметр  $\chi$  слабо убывает с ростом ускоряющего напряжения  $U_{ac}$  за счет уменьшения концентрации плазмы в области эмиссии и увеличения концентрации  $n_0$ , обусловленного ростом ионизационной способности плазменных электронов в области I. Поэтому для упрощения анализа в расчетах параметр  $\chi$  варьировался в нешироких пределах, что позволило оценить влияние

будут расти без изменения разрядного напряжения, а величина параметра  $\chi$  соответственно падать. При невысоких давлениях это может приводить к уменьшению эффективности извлечения при увеличении ускоряющего напряжения. В расчетах, как уже отмечалось ранее, такая ситуация может быть смоделирована с помощью убывающей функции  $\chi(U_{ac})$ . Более полная картина влияния отношения концентраций  $\chi$  на параметры переключения и эффективность извлечения может быть получена из зависимостей, представленных на рисунке 4. Видно, что небольшое изменение параметра  $\chi$  приводит к существенным изменениям

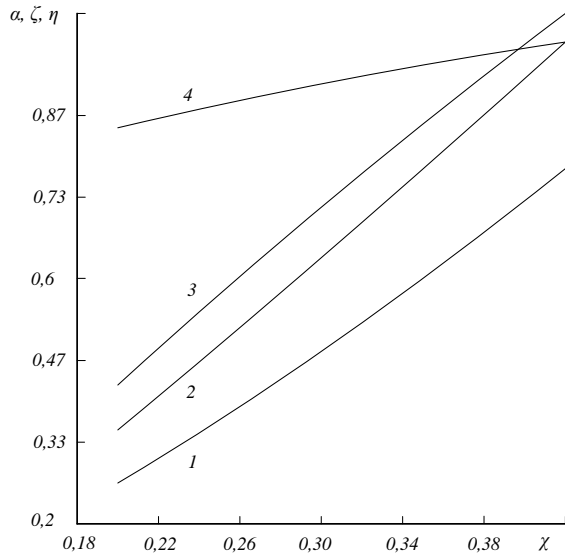


Рис. 4. Теоретические зависимости эффективности извлечения и параметров переключения от отношения концентраций  $\chi$  :

$$1 - 4 - p = 5,6 \cdot 10^{-3}; 1 - U_{ac} = 10 \text{ кВ}; \\ 2 - 4 - U_{ac} = 20 \text{ кВ}; 1, 2 - \alpha; 3 - \xi; 4 - \eta$$

эффективности извлечения (см. рис. 4, кривые 1, 2) и параметров переключения (см. рис. 4, кривая 3 – параметр  $\xi$ ; кривая 4 – параметр  $\eta$ ). Параметр  $\chi$ , как уже отмечалось, может уменьшаться с ростом ускоряющего напряжения за счет роста концентрации  $n_0$ , обусловленного увеличением ионизационной способности плазменных электронов, ускоренных в электрическом поле. Вследствие этого при достаточно интенсивном убывании функции  $\chi(U_{ac})$  эффективность извлечения при увеличении ускоряющего напряжения может уменьшаться. В плазменных эмиттерах эмиссия электронов осуществляется через эмиссионный канал, который ограничивает проникновение поля ускоряющего электрода в область плазмы, причем, как правило, эмиттирующая плазменная поверхность формируется в канале. Однако с увеличением ускоряющего напряжения плазма может быть вытеснена из канала, и эмиттирующая поверхность будет формироваться внутри разрядной камеры. В этом случае площадь эмиттирующей поверхности будет расти более интенсивно, что приведет к резкому возрастанию тока эмиссии вплоть до «полного переключения» [5] и, соответственно, к более существенному возмущению

плазмы. Поэтому в реальных плазменных эмиттерах оптимальные значения эффективности извлечения стремятся выбирать в области квазинасыщения зависимостей  $\alpha$  от ускоряющего напряжения (см. рис. 2, кривая 1) и других параметров.

На рисунке 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 и ускоряющего промежутка эмиттирующая плазменная поверхность будет формироваться на выходе из эмиссионного канала (со стороны эмиттирующей плазмы). Это позволяет построить кривую  $\alpha(r_k/l_k)$  при  $U = U_{cr1}$  (см. рис. 5, кривые 6 и 7), разделяющую область эффективностей извлечения, когда эмиттирующая плазменная поверхность формируется в канале, и область, когда поверхность находится вне канала в разрядной камере. При эффективностях извлечения, лежащих ниже пересечения этой кривой с кривой  $\alpha(r_k/l_k)$  при определенном значении ускоряющего напряжения  $U$ , эмиттирующая поверхность формируется в канале. В противном случае плазменная поверхность формируется вне канала и устойчивая эмиссия невозможна (кривые 1 – 4, пунктирные линии). Точка пересечения кривых  $\alpha(r_k/l_k)$  при произвольных ускоряющих напряжениях  $U$  и при  $U = U_{cr1}$  позволяет определить максимально возможное в данных условиях значение эффективности извлечения в режиме устойчивой эмиссии.

Формирование электрического поля, направленного в область эмиссии и ускоряющего для плазменных электронов, возможно только при эффективностях извлечения (и ускоряющих напряжениях) выше некоторой критической в данных условиях величины. Критическим ускоряющим напряжением  $U_{cr2}$  является такая его величина, при которой напряженность поля, формируемого в плазме, равна нулю. Зависимость  $\alpha(r_k/l_k)$  при  $U = U_{cr2}$  на рисунке 5 иллюстрируется кривыми 8 и 9. При значениях эффективности извлечения, расположенных ниже кривой  $\alpha(r_k/l_k)$  при  $U = U_{cr2}$  (кривая 8), ускоряющее электрическое поле не возникает, однако  $\alpha$  при этом, как правило, невелико (кривые 1 – 3). Извлечение электронов с большей эффективностью  $\alpha$ , значения которой расположены выше кривой  $\alpha(r_k/l_k)$  при  $U = U_{cr2}$ , может приводить к формированию ускоряющего для плазменных электронов электрического поля в плазме.



С увеличением концентрации плазмы в области I (при уменьшении параметра  $\chi$ ) дополнительный поток, требуемый для поддержания заданного значения тока эмиссии, формируется при меньшей напряженности электрического поля в плазме. В результате зависимость  $\alpha(r_k/l_k)$  при  $U = U_{cr2}$  смещается в область больших значений  $\alpha$  (см. рис. 5, кривая 9). При этом максимальные значения эффективности извлечения при формировании плазменной поверхности в канале уменьшаются (см. рис. 5, кривая 7).

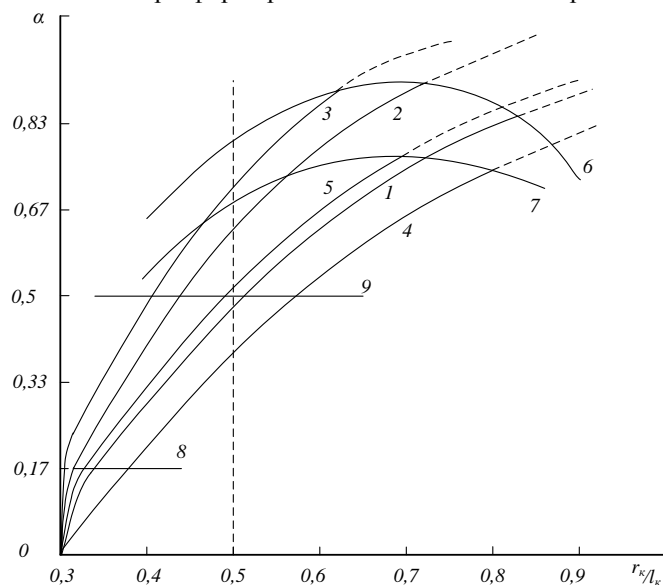


Рис. 5. Теоретические зависимости эффективности извлечения от отношения радиуса канала к его длине при различных ускоряющих напряжениях:  
1, 4 –  $U_{ac} = 10$  кВ; 2 –  $U_{ac} = 20$  кВ; 3 –  $U_{ac} = 30$  кВ;  
1 – 3, 6, 8 –  $\chi = 0,24$ ; 4, 5, 7, 9 –  $\chi = 0,22$

**Заключение.** Удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных зависимостей параметров переключения  $\xi$  и  $\eta$ , а также эффективности извлечения  $\alpha$  от ускоряющего напряжения позволяет утверждать, что одним из возможных механизмов формирования эмиссионного тока является возникновения в плазме слабого электрического поля, напряженность которого определяется геометрией плазменного эмиттера, наличием магнитного поля, давлением газа в разрядной камере и эффективностью извлечения. Расчеты показывают, что ускоряющее для плазменных электронов электрическое поле может формироваться в условиях и при эффективностях извлечения, типичных для технологических плазменных источников электронов. Это делает необходимым учет возможного перераспределения токов на электроды разрядной камеры при изучении механизмов извлечении электронов, а также для создания оптимальных условий эмиссии при конструировании эффективных плазменных эмиттеров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крейндел, Ю.Е. Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейндел. – М.: Атомиздат, 1977. – 145 с.
2. Коваль, Н.Н. Источник питания плазменного эмиттера / Н.Н. Коваль, М.Б. Нигоф // Приборы и техника эксперимента. – 1980. – № 6. – С. 121 – 123.
3. Окс, Е.М. Источники электронов с плазменным катодом / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
4. Universal plasma electron source / V.A. Grushev [et al.] // Vacuum. – 2005. – № 77. – P. 399 – 405.
5. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов [и др.] // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56, Вып. 1. – С. 66 – 70.
6. Ульянов, К.Н. Двухмерная модель плазменного катода с открытой границей плазмы / К.Н. Ульянов, А.А. Филиппов // Теплофизика высоких температур. – 2001. – Т. 39, № 4. – С. 539 – 546.
7. Чен, Ф. Введение в физику плазмы / Ф. Чен. – М.: Мир, 1987. – 398 с.
8. Литвинов, И.И. Граничные условия при диффузии неравновесной плазмы в магнитном поле / И.И. Литвинов // Прикл. механика и техн. физика. – 1977. – № 1. – С. 52 – 55.
9. 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.
10. Никулин, С.П. Влияние эмиссии заряженных частиц на характеристики тлеющих разрядов с осциллирующими электронами / С.П. Никулин // Изв. вузов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 63 – 68.

11. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V.L. Galansky [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953 – 961.
12. Царев, Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп / Б.М. Царев. – М.: Энергия, 1967. – 671 с.
13. Zaleski, V.G. Peculiarities of plasma electron sources operation at high pressures / V.G. Zaleski, D.A. Antonovich // J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007). – P. 7771 – 7777.

*Поступила 28.08.2008*