

3. Черемухин Г. С. Приборы ориентации на Солнце. М.: Техпромиздат, 1998. 342 с.

4. Пресс Ф. П. Фоточувствительные приборы с зарядовой связью. М.: Радио и связь, 1991. 264 с.

5. Зворыкин В. К., Мортон Д. А. Телевидение. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. 784 с.

6. Краснов В. Н., Сахно С. П., Тымчик Г. С. Формирователь центра тяжести видеоимпульсов // Приборы и техника эксперимента. 1987. № 6. С. 111–113.

7. Черемухин Г. С., Ракчеев Д. П. Погрешность измерения координаты энергетического центра светового

штриха из-за неодинаковой чувствительности элементов линейки ПЗС // Изв. вузов. Приборостроение. 1991. Т. 39, № 9. С. 80–83.

8. Алымов О. В. Линейный фоточувствительный прибор с переносом заряда для систем космического базирования // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2012. № 5. С. 71–76.

9. Кордонский Х. Б. Приложение теории вероятности в инженерном деле. М: Физматгиз, 1963. 436 с.

O. V. Alymov, V. A. Arutyunov, Yu. A. Bystrov  
Saint-Petersburg state electrotechnical university «LETI»

## ACCURACY OF ANGULAR COORDINATE MEASUREMENT WITH THE LINEAR PHOTOSENSITIVE DEVICE WITH CHARGE TRANSFER

*In article the question of an accuracy of angular coordinate measurement which is caused by unequal integral sensitivity of separate pixels of the developed linear photosensitive charge transfer device, and also dispersion of their sizes caused by construction and manufacturing techniques is considered.*

**Angular coordinate, measurement accuracy, center of mass of a light beam**

УДК 533.9, 621.38

В. Т. Барченко, Д. К. Кострин, А. И. Кузьмичев  
Санкт-Петербургский государственный электротехнический  
университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЕННОГО КАТОДА, ОГРАНИЧЕННОГО ПРОВОДЯЩЕЙ СТЕНКОЙ

*Рассмотрены характеристики плазменного катода при помощи математической модели, учитывающей рекомбинацию заряженных частиц на стенках, вторичную ионно-электронную эмиссию стенок и плазмы, ионизационные процессы вблизи эмитирующей поверхности катода, непосредственно в эмиссионном канале сравнительно большой протяженности. Рассмотрен диапазон давлений, в нижней части характерный для источников электронов и в верхней части – для газоразрядных коммутационных приборов типа тиратронов и псевдоискровых разрядников. Анализируются условия возникновения электрического пробоя ускоряющего (анодного) промежутка и возникновения самостоятельного разряда в самом эмиссионном канале.*

**Плазменный катод, математическая модель, эмиссионные характеристики, пробой, разряд**

Плазменные катоды наряду с термокатадами широко используются для получения потоков электронов в мощных приборах сверхвысокой частоты, технологических электронных пушках, ускорителях, газоразрядных коммутационных приборах [1]. При теоретическом анализе обычно рассматривают неограниченный плазменный катод [1], хотя в реальных конструкциях он всегда

ограничен проводящими стенками вследствие необходимости повышения газовой эффективности и электрической прочности ускоряющего анодного промежутка. Оценка влияния этих стенок даже в сильно упрощенном виде [2], [3] указывает на необходимость их учета при расчете эмиссионных характеристик плазменного катода. Данный факт также упоминается в [4], [5], где

рассматривались явления во всей плазменно-эмиссионной системе, включающей как собственно плазменный катод, так и создающий его плазменный разряд.

Плазменный катод схематически представлен на рис. 1. Он создан в продольной щели электрода-экрана плазмой, диффундирующей снизу из положительного столба вспомогательного разряда низкого давления.

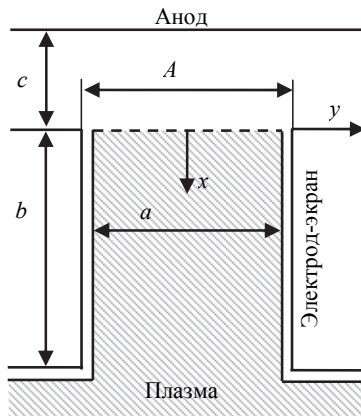


Рис. 1

Верхняя поверхность катода, аппроксимированная плоскостью при  $x = 0$ , эмитирует электроны в сторону анода. Ток эмиссии является током насыщения. Аппроксимация эмитирующей поверхности плоскостью соответствует реальному случаю фиксирования плазменной границы сеткой. Плазма отделена от стенок щели слоем ионного пространственного заряда. Будем рассматривать режимы, когда толщина слоя меньше ширины щели ( $a \rightarrow A$ ), а эмиссионная поверхность открыта в сторону анода. Режим при сжатии плазмы слоем пространственного заряда рассмотрен в [2].

Для определения связи тока эмиссии катода с остальными параметрами системы найдем распределение концентрации заряженных частиц в щели путем решения стационарного уравнения баланса для этих частиц:

$$\operatorname{div} \Gamma_{e, i} = \delta n_{e, i} / \delta t, \quad (1)$$

где  $n_{e, i}$  и  $\Gamma_{e, i}$  — концентрации и плотности потоков электронов и ионов соответственно;  $\delta n_{e, i} / \delta t$  — интенсивность объемной генерации или рекомбинации этих же частиц. Полагаем, что движение тепловых частиц плазмы имеет диффузионный характер, а высокоэнергетических частиц (ионов, инжектированных из анодного промежутка; ионов в слое около стенки; вторичных

электронов, эмитированных стенкой и ускоренных в слое) — свободно-пролетный с малым угловым рассеиванием при столкновениях с газовыми частицами. Сделанные предположения подтверждаются численными оценками. Пренебрегаем концентрацией высокоэнергетических частиц по сравнению с концентрацией тепловых. Также пренебрегаем градиентом температуры по сравнению с градиентом концентрации. При отсутствии магнитного поля имеем следующие выражения для  $\Gamma_e$  и  $\Gamma_i$  [6]:

$$\Gamma_e = -n_e K_e E - D_e \operatorname{grad} n_e, \quad (2)$$

$$\Gamma_i = -n_i K_i E - D_i \operatorname{grad} n_i, \quad (3)$$

где  $K_e$  и  $K_i$  — подвижности электронов и ионов соответственно;  $E$  — вектор напряженности электрического поля в плазме;  $D_e$  и  $D_i$  — коэффициенты диффузии электронов и ионов.

Примем следующие допущения: плазма — квазинейтральна ( $n_e = n_i$ ;  $\operatorname{div} \Gamma_e = \operatorname{div} \Gamma_i$ ), изменение концентрации частиц определяется амбиполярной диффузией, коэффициент которой  $D_a$  не зависит от концентрации; пренебрегаем объемной рекомбинацией по сравнению с рекомбинацией на стенках из-за низких давлений; плазма — неравновесная, т. е. температура электронов ( $T$ ) намного превышает температуру ионов, равную температуре газа, величина  $T$  определяется температурой электронов в плазме вспомогательного разряда вследствие высокой теплопроводности электронного газа. В соответствии с этим перепишем (1) в следующем виде:

$$-D_a \Delta n = \delta n / \delta t. \quad (4)$$

Определим правую часть уравнения (4) и граничные условия. Генерация заряженных частиц в плазме вблизи эмитирующей поверхности обусловлена ионизацией газа электронами с тепловой энергией, диффундирующими из плазмы вспомогательного разряда; ионизацией газа вторичными  $\gamma$ -электронами, выбитыми из стенок щели ионами и ускоренными в пристеночном слое; образованием низкоэнергетических ионов с тепловыми скоростями при перезарядке высокоэнергетических ионов, инжектированных в плазму из анодного промежутка. Кроме того, следует учесть приращение концентрации электронов с тепловыми скоростями вблизи эмиттера, компенсирующих пространственный заряд высокоэнергетических ионов до их перезарядки [1].

Интенсивность генерации заряженных частиц тепловыми электронами равна  $\xi n(x, y)$ , где  $\xi$  – средняя частота ионизации газа одним электроном при температуре  $T$ . Вторичные  $\gamma$ -электроны колеблются в плазме, отражаясь от слоев пространственного заряда под действием тормозящего электрического поля. Время жизни этих электронов определяется произведением  $\varepsilon \xi_\gamma^{-1}$ , где  $\varepsilon$  – число ионизаций, совершенных одним  $\gamma$ -электроном;  $\xi_\gamma$  – его частота ионизаций, усредненная по энергетическому спектру. Отсюда число электронов, находящихся в столбе единичной длины вдоль оси  $x$  и единичной высоты по нормали к плоскости рис. 1, составляет  $2j_\gamma \varepsilon / e \xi_\gamma$ , где  $j_\gamma$  – плотность тока вторичной электронной эмиссии стенок;  $e$  – заряд электрона; коэффициент 2 учитывает эмиссию с обеих стенок. Так как средняя длина свободного пробега  $\gamma$ -электронов превышает ширину щели  $A$ , можно предположить, что эти электроны и ионизация ими газа распределены равномерно вдоль оси  $y$ . В таком случае концентрация  $\gamma$ -электронов равна  $2j_\gamma \varepsilon / e a \xi_\gamma$ , а интенсивность генерации ими заряженных частиц –  $2j_\gamma \varepsilon / e a$ . Величина  $j_\gamma = \gamma j_{i.w}$ , где  $\gamma$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии стенок;  $j_{i.w}$  – плотность ионного тока на стенку. Последняя определяется диффузионным потоком ионов в сторону стенки на границе между невозмущенной плазмой и ее переходным слоем, примыкающим к слою пространственного заряда. Движение ионов в переходном слое обусловлено полем, проникающим в плазму, а толщина этого слоя порядка средней длины свободного пробега тепловых ионов [7], поэтому в рамках диффузионной модели ею можно пренебречь. Отсюда  $j_{i.w} = -e D_a \frac{\partial n}{\partial y}(x, \pm a/2)$ , а интенсивность генерации частиц  $\gamma$ -электронами равна  $2\gamma \varepsilon \left| \frac{D_a}{a} \frac{\partial n}{\partial y}(x, \pm a/2) \right|$ .

Из анодного промежутка в плазму через эмиссионную поверхность инжектируется поток высокоэнергетических ионов плотностью  $j_{i.a}$ , образованных и ускоренных в промежутке. По мере проникновения ионов в плазму плотность их потока уменьшается из-за перезарядки по закону  $j_i = j_{i.a} \exp(-pQx)$ , где  $Q$  – сечение перезарядки при давлении  $p = 1$  Па, усредненное по энергетическому спектру ионов. В результате пе-

резарядки образуются медленные ионы, компенсация заряда которых и замыкание тока быстрых ионов осуществляются электронным током из плазмы вспомогательного разряда. Число перезарядок в единице объема в единицу времени определяет интенсивность объемной генерации заряженных частиц за счет инжекции ионов из анодного промежутка:  $j_{i.a} e^{-1} pQ \exp(-pQx)$ . Величина  $j_{i.a}$  определяется соотношением  $j_{i.a} = j_e M$ , где  $j_e$  – плотность тока электронной эмиссии плазменного катода;  $M$  – коэффициент размножения частиц в анодном промежутке (для его определения можно использовать результаты работы [8], типичные значения  $M = 0.01 \dots 0.5$ ).

Принято считать, что эмиссия электронов в анодный промежуток через плазменную границу происходит в результате теплового движения электронов в плазме, т. е. электронная эмиссия из плазмы подобна термоэмиссии из твердых тел [1], а плотность тока эмиссии определяется выражением:  $j_e = 0.25en(0, y)\bar{v}$ , где  $\bar{v}$  – средняя тепловая скорость плазменных электронов.

Граничное условие для концентрации частиц на эмиссионной поверхности получим из равенства направленного электронного тока в плазме вдоль оси  $x$  термоэмиссионному току  $j_e$  с учетом отражения ионов полем анода. Исходя из этого, перепишем (2) и (3) в виде

$$\Gamma_{e.x} = -n(0, y)K_e E_x - D_e \frac{\partial n}{\partial x}(0, y) = 0.25n(0, y)\bar{v};$$

$$\Gamma_{i.x} = n(0, y)K_i E_x - D_i \frac{\partial n}{\partial x}(0, y) = 0.$$

Из последних уравнений путем алгебраических преобразований получаем следующее граничное условие:  $\frac{\partial n}{\partial x}(0, y) - n(0, y)L = 0$ , где  $L = \frac{\bar{v}K_i}{4D_a(K_e + K_i)}$ .

В итоге распределение концентрации заряженных частиц в щели вблизи эмиттера может быть найдено из системы уравнений

$$\begin{aligned} -D_a \nabla^2 n(x, y) &= \xi n(x, y) + 2\gamma \varepsilon \left| \frac{D_a}{a} \frac{\partial n}{\partial y}(x, \pm a/2) \right| + \\ &+ 0.25n(0, y)\bar{v}MpQ \exp(-pQx); \\ \frac{\partial n}{\partial x}(0, y) - n(0, y)L &= 0; \\ n(b, y) &= N(y); n\left(x, \pm \frac{a}{2}\right) = 0, \end{aligned}$$

где  $N(y)$  определяется параметрами вспомогательного разряда. Общее решение имеет вид

$$n(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} N_k X_k Y_k,$$

где  $N_k$  – амплитуда  $k$ -й диффузионной моды,

$$X_k = \frac{P_{1k} \exp(\mu_k x) + P_{2k} \exp(-\mu_k x)}{P_{3k}} + \frac{2\mu_k}{P_{3k}} \frac{P_{4k} \exp(\mu_k x) + P_{5k} \exp(-\mu_k x) - P_{3k} \exp(-pQx)}{P_{3k} + P_{6k} - P_{7k} - 2\mu_k \exp(-pQx)},$$

$$Y_k = \cos \lambda_k y - \cos \lambda_k \frac{a}{2}; \quad \mu_k^2 = \lambda_k^2 - \frac{\xi}{D_a};$$

$$P_{1k} = \mu_k + L; \quad P_{2k} = \mu_k - L;$$

$$P_{3k} = P_{1k} \exp(\mu_k b) + P_{2k} \exp(-\mu_k b);$$

$$P_{4k} = P_{1k} \exp(-pQb) - P_{8k} \exp(-\mu_k b);$$

$$P_{5k} = P_{2k} \exp(-pQb) + P_{8k} \exp(\mu_k b);$$

$$P_{6k} = 4P_{3k} P_{9k} D_a / \bar{v} p Q M;$$

$$P_{7k} = P_{8k} [\exp(\mu_k b) - \exp(-\mu_k b)];$$

$$P_{8k} = pQ + L; \quad P_{9k} = p^2 Q^2 - \mu_k^2.$$

Собственные значения задачи  $\lambda_k$  определяются решением уравнения  $\operatorname{tg} \lambda_k (a/2) = a\lambda_k / (2\gamma\epsilon)$ .

При  $\gamma\epsilon = 1$  первая диффузионная мода распространяется вдоль оси  $x$  без затухания, поэтому равенство  $\gamma\epsilon = 1$  можно считать условием перехода в режим самостоятельного разряда со щелевым полым катодом. При  $\gamma\epsilon = 0$  собственные значения равны  $\lambda_k = (2k-1)\frac{\pi}{a}$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots$

Так как высшие диффузионные моды затухают намного быстрее первой, а  $N(y)$  достаточно точно аппроксимируется косинусоидальной функцией, в первом приближении распределение концентрации принимает вид

$$n(x, y) = N(0) \left( \frac{P_{1.1} \exp(\mu_1 x) + P_{2.1} \exp(-\mu_1 x)}{P_{3.1}} + \frac{2\mu_1}{P_{3.1}} \frac{P_{4.1} \exp(\mu_1 x) + P_{5.1} \exp(-\mu_1 x) - P_{3.1} \exp(-pQx)}{P_{3.1} + P_{6.1} - P_{7.1} - 2\mu_1 \exp(-pQx)} \right) \times \left( \cos \lambda_1 y - \cos \lambda_1 \frac{a}{2} \right).$$

На эмиссионной границе

$$n(0, y) = 2\mu_1 \frac{N(0)}{P_{3.1}} \times \left( 1 + \frac{2\mu_1 \exp(-pQb) + P_{7.1} - P_{3.1}}{P_{3.1} + P_{6.1} - P_{7.1} - 2\mu_1 \exp(-pQb)} \right) \times \left( \cos \lambda_1 y - \cos \lambda_1 \frac{a}{2} \right) = N(0) F.$$

Отсюда получаем

$$j_e = 0.25en(0, y)\bar{v} = 0.25eN(0)F\bar{v} = j_p F,$$

где  $j_p$  – плотность теплового хаотического тока электронов в плазме вспомогательного разряда при  $x = b, y = 0$ .

Выражение для  $j_e$  можно представить также в следующем виде:

$$j_e = j_p \frac{2\mu_1}{P_{3.1}} \left( \cos \lambda_1 y - \cos \lambda_1 \frac{a}{2} \right) + j_{i.a} \frac{\bar{v} p Q P_{10.1}}{4D_a P_{3.1} P_{9.1}}, \quad (5)$$

где  $P_{10.1} = 2\mu_1 \exp(-pQb) + P_{7.1} - P_{3.1}$ .

Второй член в правой части выражения (5) определяет прирост  $j_e$  за счет инжекции в плазму из анодного промежутка высокоэнергетических ионов. Можно ввести коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии плазменного катода [1], определив его отношением прироста тока эмиссии электронов к току инжекции ионов:

$$\gamma_p = \frac{\bar{v} p Q P_{10.1}}{4D_a P_{3.1} P_{9.1}} \approx \frac{\bar{v} p Q}{4D_a (\mu_1 + L)(\mu_1 + pQ)}. \quad (6)$$

Отсюда плотность тока эмиссии плазменного катода равна

$$j_e = j_p \frac{2\mu_1}{P_{3.1}} \frac{\cos \lambda_1 y - \cos \lambda_1 \frac{a}{2}}{1 - \gamma_p M}.$$

Экспериментальное исследование характеристик плазменного катода, ограниченного проводящей стенкой, выполнено при помощи газоразряд-

ного устройства тетродного типа, содержащего плоский анод, плоскую мелкоструктурную сетку, под ней электрод-экран с кольцевой щелью. Плазма под электродом-экраном создавалась при помощи вспомогательного сверхплотного тлеющего разряда между парой отдельных электродов. Все электроды изготовлены из молибдена. Таким образом, геометрия экспериментального устройства близка к электродной системе, показанной на рис. 1.

Сетка была заземлена и фиксировала положение и потенциал плазменного катода. Потенциал

электрода-экрана  $\phi_3$  можно было регулировать до  $-300$  В, обеспечивая тем самым изменение параметра  $\gamma_\epsilon$ . Потенциал плазмы вспомогательного разряда был примерно равен потенциалу заземленной сетки. Для исключения тепловых эффектов и создания одинаковой плотности газа во всех частях устройства измерения проводили в импульсном режиме вспомогательного разряда: длительность импульсов – 25 мкс, частота повторения – 0.2 Гц. Амплитуда тока разряда регулировалась и составляла около 300 А для получения тонкого слоя пространственного заряда в щели. После вакуумной обработки устройство герметизировали и тщательно тренировали разрядом в среде водорода, который также являлся рабочим газом. Для откачки реакционных газов использовали подогревный титановый геттер. Давление в герметизированном устройстве измеряли при помощи манометра Пирани, а регулировали при помощи гидрид-титанового генератора.

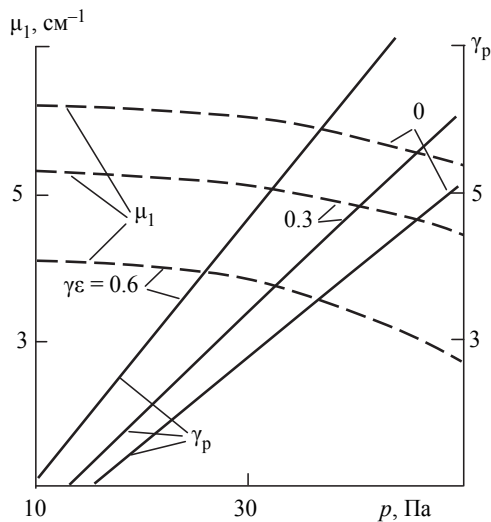


Рис. 2

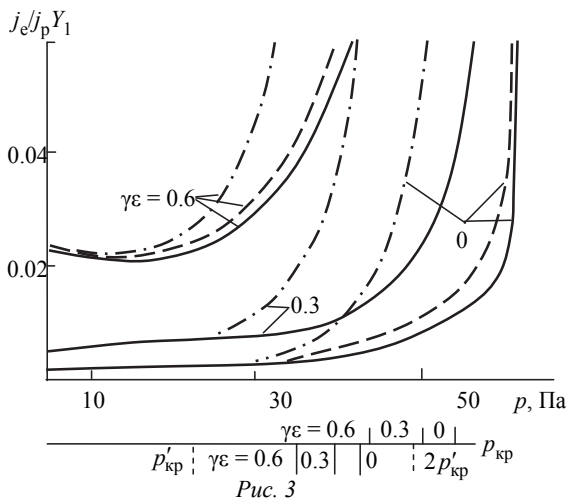


Рис. 3

На рис. 2–4 представлены результаты расчетов и измерений основных параметров плазменного катода:  $a = 0.5$  см,  $b = 1$  см, анодное напряжение – 10 кВ, температура электронов – 40 000 К, ионов – 1000 К. На рис. 2 приведены зависимости параметров  $\mu_1$  и  $\gamma_p$  от давления водорода при различных значениях  $\gamma_\epsilon$ .

На рис. 3 показаны зависимости плотности тока эмиссии плазменного катода от давления водорода при различных значениях  $\gamma_\epsilon$ : сплошные кривые соответствуют  $M/p = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ Па}^{-1}$  ( $c = 0.5$  см), штрихпунктирные –  $4.4 \cdot 10^{-3} \text{ Па}^{-1}$  ( $c = 1$  см).

На рис. 4 представлены зависимости расчетной плотности тока эмиссии  $j_e$  от  $\gamma_\epsilon$  и измеренного анодного тока  $I_a$  от  $\phi_3$  при  $c = 0.5$  см: расчетные кривые показаны сплошными линиями; экспериментальные – штриховыми. Здесь  $j_{e0}$  и  $I_{a0}$  получены при  $\gamma_\epsilon = 0$  и  $\phi_3 = 0$  соответственно. Корреляцию между осями  $\gamma_\epsilon$  и  $\phi_3$  устанавливали, принимая  $\gamma \approx 0.06$  при энергии ионов  $H_2^+ \leq 300$  В [9] и средние затраты энергии электронов на ионизацию 30 эВ [10].

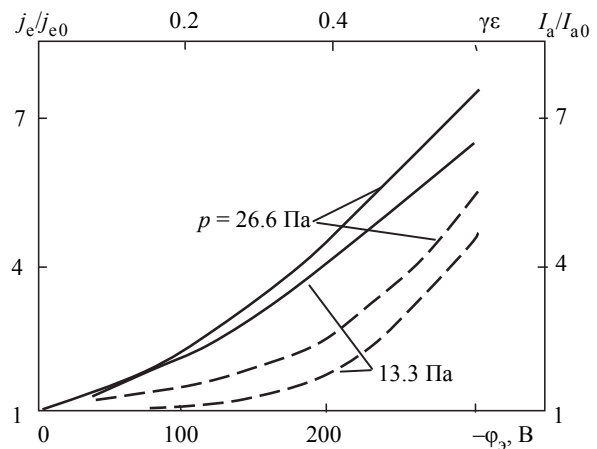


Рис. 4

Сравнение результатов расчета и экспериментов (рис. 4) показывает их качественное соответствие. Расхождение можно объяснить неполным соответствием шкалы оси  $\gamma_\epsilon$  шкале оси  $\phi_3$  и некоторым уменьшением ширины плазменного слоя в щели при возрастании  $\phi_3$ .

Как видно из рис. 2–4, эмиссия плазменного катода существенно зависит от давления рабочего газа и ионизационных процессов вблизи эмитирующей поверхности. Велика роль ионизации газа вторичными  $\gamma$ -электронами, эмитируемыми стенками щели.

Коэффициент ионно-электронной эмиссии плазменного катода, ограниченного стенкой, пропорционален давлению и достигает значения  $\sim 10$ . Отметим, что величина  $\gamma_p$  для неограниченного плазменного катода может быть на три порядка больше [1]. Это также указывает на необходимость учета стенок, ограничивающих плазменный катод. Параметр  $\mu_1$ , характеризующий интенсивность рекомбинации заряженных частиц на стенках и спад концентрации частиц в щели вдоль оси  $x$ , снижается с ростом давления и  $\gamma_e$  (см. рис. 2).

На кривых зависимости тока эмиссии от давления газа (см. рис. 3) можно выделить два участка: при низком давлении его влияние несущественно, но на втором участке характеристик возрастание давления приводит к заметному увеличению тока эмиссии, так что при некотором критическом давлении  $p_{кр}$  наступает пробой анодного промежутка вследствие неограниченного роста тока. Критическое давление соответствует условию  $\gamma_p M = 1$ , а механизм пробоя аналогичен механизму в случае газового промежутка с двумя металлическими электродами (т. е. механизму для кривых Пашена). На рис. 3 на нижней горизонтальной оси приведены расчетные (вверху) и экспериментальные (внизу) значения  $p_{кр}$  для  $c = 0.5$  см и анодного напряжения 10 кВ. Расхождение расчета и эксперимента в пределах 25 %.

В реальной электродной системе, подобной показанной на рис. 1, возможен пробой как между анодом и плазменным катодом, так и между металлическими электродами. При увеличении давления газа пробой возникает в той части системы, где выше коэффициент ионно-электронной эмиссии отрицательного электрода. Поскольку  $\gamma_p$  существенно зависит от давления газа, критерий пробоя на плазменный катод по параметру  $cp_{кр}$  не подчиняется закону подобия. При малых  $c$  при увеличении давления более вероятен пробой на плазменный катод, а при повышенных  $c$  – на металлический отрицательный электрод.

На рис. 3 показано экспериментальное значение  $p'_{кр}$  для пробоя между анодом и сеткой экспериментального устройства при  $c = 1$  см. При измерении  $p'_{кр}$  щель в нижнем электроде-экране перекрывали металлической заслонкой. При  $c = 0.5$  см и перекрытой щели в соответствии с законом Пашена значение  $p'_{кр}$  было примерно в два раза выше, чем при  $c = 1$  см, и больше  $p_{кр}$  для пробоя промежутка анод-плазменный катод (см. рис. 3).

Использование плазменного катода в режиме, соответствующем второму участку зависимости от  $p$ , обеспечивает более высокую энергетическую эффективность прибора с плазменным катодом, однако работа в этом режиме требует жесткой стабилизации давления газа вблизи эмитирующей поверхности.

При выводе соотношений для  $n(0, y)$  и  $j_e$  не учитывали приращение вблизи эмиттера концентрации тепловых электронов, компенсирующих пространственный заряд высокоэнергетических ионов, инжектированных из анодного промежутка. Данное приращение концентрации эквивалентно повышению  $\gamma_p$  на величину  $\Delta\gamma_p = \bar{v} / 4\bar{v}_i$ , где  $\bar{v}_i$  – средняя скорость инжектированных ионов [1]. На рис. 3 штриховыми кривыми показаны результаты расчета  $j_e$  с учетом  $\Delta\gamma_p = 0.7$  для  $M/p = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ Па}^{-1}$  ( $c = 0.5$  см). Как видно, штриховые кривые полностью совпадают со сплошными на первом участке и несущественно расходятся на втором. Это позволяет не учитывать  $\Delta\gamma_p$  при выводе выражения (6).

Таким образом, построенная модель плазменного катода, ограниченного проводящей стенкой, позволяет анализировать его эмиссионные характеристики и влияние на них различных факторов. Определены условия пробоя промежутка «плазменный катод–анод» и возникновения самостоятельного разряда в эмиссионном канале. Результаты данной работы используются при разработках плазменных источников электронов и газоразрядных коммутирующих приборов с плазменным поджигом.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
2. Кузьмичев А. И. Моделирование управления пробоем в приборах с плазменным катодом // Вестн. Киевского политехн. ин-та. 1979. № 16. С. 125–128.

3. Крейнделъ Ю. Е., Никулин С. П., Пономарев А. В. Эмиссионные свойства плазмы, ограниченной прикатодной областью разряда низкого давления // Журн. техн. физики. 1989. Т. 59, № 6. С. 196–199.

4. Окс Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. Томск: Изд-во НТЛ, 2005.

5. Плазменные эмиссионные системы с ненакапливаемыми катодами для ионно-плазменных технологий / В. Т. Барченко, Л. И. Вересов, О. И. Гребнев и др. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2012.

6. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.

7. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Ф. Г. Бакшт, Г. А. Дюжев, А. М. Марциновский и др. М.: Наука, 1973.

8. Болдасов В. С., Кузьмичёв А. И. Физические процессы в несамостоятельном высоковольтном разряде низкого давления // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 7. С. 871–879.

9. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. М.: Наука, 1968.

10. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М.: Гостехтеоретиздат, 1957.

V. T. Barchenko, D. K. Kostrin, A. I. Kuzmichev  
Saint-Petersburg state electrotechnical university «LETI»

## RESEARCH OF CHARACTERISTICS OF THE PLASMA CATHODE BOUNDED BY A CONDUCTIVE WALL

*Characteristics of the plasma cathode by means of the mathematical model considering recombination of the charged particles on walls, secondary ion-impact emission of walls and plasma, ionization processes near the emitting cathode surface, directly in the emissive channel of rather big expansion are considered. The range of pressure, in the lower part characteristic for sources of electrons and in the upper part – for the gas-discharge switching instruments like thyratrons and pseudo-spark dischargers is considered. Conditions of origin of electrical breakdown of the accelerating (anode) interval and origin of independent discharge in the most emissive channel are analyzed.*

**Plasma cathode, mathematical model, emission characteristics, breakthrough, discharge**

УДК 621.386.2

Н. Н. Потрахов, А. Ю. Грязнов, В. Б. Бессонов, К. К. Жамова, А. В. Ободовский  
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)

Ю. А. Васильев  
Московский государственный медико-стоматологический университет

## Физико-технические основы современной микрофокусной рентгенодиагностики

*Посвящена современному состоянию медицинской рентгенодиагностики, ее возможностям и перспективам развития. Рассматриваются основные особенности реализации микрофокусного способа получения рентгенодиагностических снимков, эффекты, позволяющие повысить диагностическую ценность проводимых исследований, а также приводятся рекомендации по использованию описываемого способа съемки при различных условиях эксплуатации рентгенодиагностической аппаратуры.*

### Микрофокусная рентгенография, рентгенодиагностика, псевдообъемное изображение, эффект воздушной подушки, геометрическое увеличение изображения

С самого начала разработки методик рентгенодиагностических исследований [1] был предложен ряд способов для получения рентгенов-

ских снимков, основными из которых являются контактный способ получения изображений и способ с прямым геометрическим увеличением