

УДК 621.385

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕНОСА В МИКРОВАКУУМНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ С КОЛЬЦЕВЫМ ЭМИТТЕРОМ

Н. Г. Белова

Физико-технологический институт РАН, Москва, Россия

В. А. Федирко

Московский Государственный технологический Университет "Станкин", Москва, Россия

Представлена физико-математическая модель электронного переноса в цилиндрических многоэлектродных структурах субмикронных размеров. Методом частиц выполнено прямое моделирование динамики электронного пучка в осесимметричной микроячейке. Продемонстрирована эффективность использования разработанной методики для оптимизации управления пучком электронов в структуре. Исследована зависимость статических и динамических характеристик микроячейки от величины коэффициента вторичной эмиссии электронов и внешнего магнитного поля. Показана возможность использования микровакуумной ячейки в качестве элемента магниточувствительных датчиков.

В последние 10—15 лет активно исследуются возможности микровакуумных устройств как потенциальных элементов сверхтонких катодно-лучевых трубок, вакуумных микроэлектронных приборов и установок для микро- и нанолитографии [1—3]. Функционирование микровакуумных устройств основано на управлении потоком электронов в вакуумных промежутках микронных и субмикронных размеров. Инжекция электронов в микровакуумный промежуток осуществляется полевой эмиссией с поверхности микрокатода. Эмиссия управляется изменением потенциала на сеточных электродах, расположенных на расстояниях порядка долей микрона от эмиттирующей поверхности в целях создания требуемых сильных ($>10^7$ В/см) электрических полей при не слишком высоких управляющих напряжениях. Микровакуумные устройства формируются на основе массива микрорячеек, выполненных на подходящей подложке по групповой технологии. Обсуждаются также возможности создания магнитных сенсоров с использованием технологии вакуумной микроэлектроники [4—7].

Микровакуумная ячейка представляет собой многоэлектродную твердотельную структуру, обычно цилиндрической формы, с полевым эмиттером в качестве источника электронов. Характерные размеры межэлектродных промежутков могут варьироваться от долей микрона до нескольких микрон. Одно из перспективных направлений — разработка элементов с несколькими кольцевыми электродами [8], в том числе с лезвийным кольцевым эмиттером [9, 10], сформированными на изолирующей боковой поверхности цилиндра [11, 12].

Сечение такой ячейки схематично показано на рис. 1. Нижнее основание цилиндра служит анодом, верхнее — экраном. В приложениях экран может служить также источником вторичных электронов. Для создания сильного поля, обеспечивающего достаточный ток полевой эмиссии вблизи катода, формируются кольцевые сеточные электроды. На боковой поверхности цилиндра дополнительно располагаются кольцевые управляющие электроды. Толщина таких электродов (например, выполненных из сильнолегированного кремния) составляет $\sim 0,1-0,3$ мкм, промежутки между ними могут варьироваться в пределах $0,1-0,5$ мкм. Расстояние от эмиттера до экрана и анода выбирается в зависимости от функционального назначения прибора и обычно превышает $0,5$ мкм.

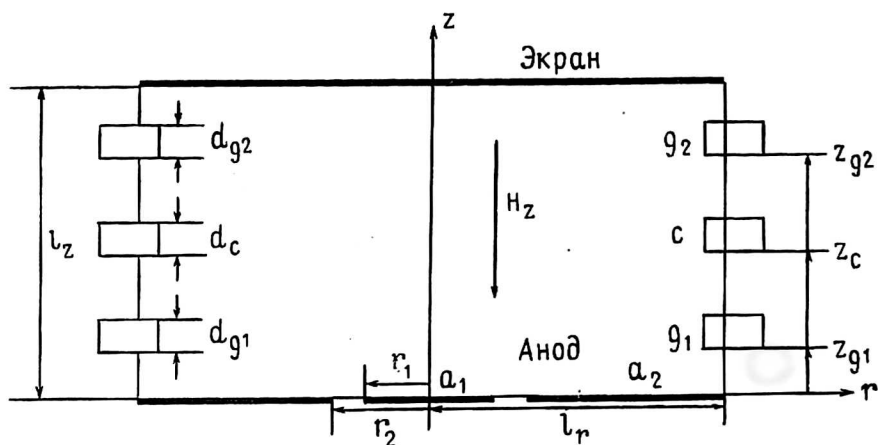


Рис. 1. Осевое сечение цилиндрической микровакуумной ячейки

Развитие техники и технологии микровакуумных элементов и устройств на их основе требует активной разработки теоретических методов и методов численного моделирования, а также выполнения серийных численных расчетов с целью поиска оптимальных конструкций и оценки предельных значений характеристик таких приборов.

Данная работа посвящена исследованию электронного переноса в отдельной многоэлектродной цилиндрической микроячейке с кольцевым полевым эмиттером. В работе кратко изложены математическая постановка задачи и особенности дискретной модели, используемой для численных расчетов. Представлены также результаты расчетов, выполненных для поиска оптимальных конструктивных и физических параметров исследуемой структуры. Особое внимание уделено оценке влияния на динамические характеристики ячейки коэффициента вторичной эмиссии электронов и внешнего магнитного поля.

УРАВНЕНИЯ И ДИСКРЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Поперечное сечение исследуемой цилиндрической ячейки показано на рис. 1. Сильное электрическое поле на полевым катодом (c) для обеспечения эмиссии электронов формируется двумя сеточными электродами (g_1 и g_2). Верхнее основание цилиндра — мишень ($target - i$) служит экраном и, при необходимости, источником вторичных электронов. Нижнее основание цилиндра является анодом, который может быть расщеплен зазором на два коаксиальных анода — a_1 и a_2 . Сравнение тока I_1 через a_1 с током I_2 через a_2 дает принципиальную возможность детектировать величину внешнего магнитного поля. Мы рассматриваем магнитное поле \vec{H} , параллельное оси микроячейки.

Для описания динамики электронного пучка в такой ячейке необходим учет самосогласованного электрического поля частиц вследствие субмикронных размеров рассматриваемой структуры. Учитывая практически бесстолкновительный характер переноса, динамика электронов может быть описана уравнением Власова для функции распределения $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ и уравнением Пуассона — для потенциала $\phi(t, \vec{r})$ самосогласованного поля для учета объемного заряда электронов внутри ячейки:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 4\pi e \int d\vec{v} f(t, \vec{r}, \vec{v}), \tag{2}$$

где $\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = e \left(\frac{\partial \phi}{\partial \vec{r}} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{H} \right)$.

Здесь e, m — заряд и масса покоя электрона, соответственно;
 c — скорость света.

Для рассматриваемой структуры используются цилиндрические координаты $\vec{r} = (r, z)$ и $\vec{v} = (v_r, v_\theta, v_z)$ с учетом аксиальной симметрии задачи ($\partial/\partial\theta = 0$).

В качестве граничных условий для потенциала $\phi(t, \vec{r})$ выбраны значения потенциала на всех электродах: катоде ϕ_c , сеточных электродах ϕ_{g1}, ϕ_{g2} , экране ϕ_t и аноде ϕ_a (см. рис. 1), причем потенциал на катоде $\phi_c = 0$.

Потенциалы на сеточных электродах могут быть различными, что позволяет использовать их не только для создания необходимого тянущего поля на поверхности автокатода, но и для управления потоком электронов. Этой же цели служит и различное геометрическое расположение электродов. На оси цилиндра из соображений симметрии радиальная производная потенциала $\partial\phi/\partial r = 0$. Такое же условие выбирается на изолирующей поверхности, что эквивалентно пренебрежению поверхностным зарядом.

Граничные условия для функции распределения электронов соответствуют условию эмиссии на катоде, зеркальному отражению от изолирующей поверхности и оси цилиндра, условиям вторичной эмиссии на экранах и свободному прохождению частиц через сеточные и анодные электроды.

Полевая эмиссия с поверхности реальных автокатодов осуществляется с микроострий, занимающих $\approx 1\%$ всей площади катода, где реализуется наиболее сильное приповерхностное поле. В используемой модели пренебрегается микроструктурой катода и рассматривается эмиссия, усредненная по полярному углу. С учетом этого функция распределения инжектируемых электронов по скоростям $f_e(v_r, v_\theta, v_z)$ задается в узкой полосе $|z - (z_c + d_c/2)| \leq d_e \ll d_c$ (см. рис. 1) в середине катодного кольца и имеет вид:

$$f(t, r_c, z, v_r, v_\theta, v_z) |_{v_r < 0} = \Theta(-v_r) f_e(v_r, v_\theta, v_z), \tag{3}$$

где $\Theta(-v_r)$ — функция Хевисайда;

r_c — радиус внутренней поверхности катода.

Энергетическое распределение автоэлектронов задается в виде :

$$f_e(v_r, v_\theta, v_z) = \frac{j_c}{2\pi} \frac{m^2}{T_c} \exp\left(-\frac{m(v_r^2 + v_\theta^2 + v_z^2)}{2T_c}\right),$$

где характерная полуширина распределения T_c является варьируемым параметром. В действительности используемое энергетическое распределение электронов автоэмиссии несколько отличается от Максвелловского [13], но это отличие не сильно сказывается на результате, поскольку разность потенциалов в ячейке много больше, чем T_c/e .

Функция $f_e(v_r, v_\theta, v_z)$ предполагается изотропной и нормируется условием :

$$\int f_e(v_r, v_\theta, v_z) v_r dv_r dv_\theta dv_z = j_c(t), \quad (4)$$

где $j_c(t)$ — плотность эмиссионного тока, определяемого величиной электрического поля E_s на эмитирующей поверхности микроострий. Последнее обычно задается эмпирическим соотношением:

$$E_s = \beta E_c \quad (5)$$

через среднее значение поля E_c на катодной поверхности вдали от острия и геометрический фактор усиления поля β , составляющий величину порядка 10—100.

На остальной части катода, а также на сеточных и анодном электродах функция распределения инжектируемых частиц равна нулю.

На поверхности экрана граничное условие задается с учетом как упругого отражения части потока электронов, так и вторичной эмиссии (см., например [14]):

$$f(t, r, z, v_r, v_\theta, v_z)|_{z=l, v_z < 0} = R f(t, r, z, v_r, v_\theta, -v_z) + \delta \Theta(-v_z) \left(\frac{m}{2T_s}\right)^2 \left|\vec{v}\right|^2 \exp\left(-\frac{m|\vec{v}|^2}{2T_s}\right) \int_0^\infty v_z f(v_r, v_\theta, v_z) dv, \quad (6)$$

где $R < 1$ — коэффициент упругого отражения;

$\delta > 1$ — коэффициент вторичной эмиссии;

T_s — характерная полуширина энергетического распределения вторичных электронов.

Интеграл берется по функции распределения частиц, приходящих на экран.

Решение системы уравнения (1)—(2) с граничными условиями (3)—(6) позволяет определить распределение электрического поля и потенциала, а также распределение электронной плотности и плотности тока в микровакуумной ячейке.

Система динамических уравнений для частиц, полученная из уравнений (1)—(2), имеет вид:

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{e}{m} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{v_\theta H_z}{c} \right) + \frac{v_\theta^2}{r}; \quad (7)$$

$$\frac{dr}{dt} = v_r; \quad (8)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{e}{m} \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad (9)$$

$$\frac{dz}{dt} = v_z; \quad (10)$$

$$P_\theta = r v_\theta - \frac{e}{mc} r A_\theta, \quad (11)$$

где $P_\theta = \text{const}$ — обобщенный импульс частицы;

A_θ — определяется из соотношения

$$H_z = \frac{1}{r} \frac{\partial(r A_\theta)}{\partial r}.$$

Уравнения движения (7)—(11) описывают траектории модельных частиц, имеющих форму коаксиальных колец с прямоугольным сечением (r, z) -плоскости. Этим прямоугольным сечением определяется форма-фактор частицы $W = \Delta r \times \Delta z$ в (r, z) -плоскости — “облако-в ячейке” (см., например, [15—17], где Δr и Δz — параметры разностной сетки, введенной в расчетной области.

Форм-фактор частицы остается неизменным на протяжении всей траектории движения электрона, тогда как радиус “кольца” может изменяться. Это означает, что заряд k -й частицы, приписываемой ей в момент инжекции ($q_k = 2\pi e r_k^0 W$, где r_k^0 — полярный радиус частицы) сохраняется на всем времени моделирования.

Уравнения (7)—(11) решаются центрированной разностной схемой второго порядка точности по времени [15, 16]. Электрическое поле вычисляется после решения уравнения Пуассона как центральная разностная производная потенциала. Уравнение Пуассона аппроксимируется разностными уравнениями второго порядка точности по r и z , которые решаются неявным итерационным методом переменных направлений. Для моделирования эмиссии на катоде и вторичной эмиссии на экране используется процедура Монте-Карло.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для выяснения возможности управления потоком электронов в структуре, показанной на рис. 1, были выполнены численные расчеты при изменении взаимного расположения электродов и значений электрического потенциала на сетках φ_{g1} и φ_{g2} . Оценивалось также влияние величины внешнего магнитного поля H_z и коэффициента вторичной эмиссии δ на физические характеристики структуры. Размер ячейки равнялся $(l_r \times l_z) = (6,2 \times 3,15)$ мкм². Толщина d катода и сеток изменялась от 0,25 до 0,5 мкм. Значение потенциала на катоде принималось равным $\varphi_c = 0$, на экране — $\varphi_l = 10$ В и на аноде — $\varphi_{a1} = \varphi_{a2} = 50$ В. Эффективная температура вторичных электронов бралась равной $T_s = 0,75$ эВ, коэффициент вторичной эмиссии δ варьировался в диапазоне от 0 до 5, а коэффициент упругого отражения электронов от экрана равнялся $R = 0,4$. Вычислялись средняя плотность тока и распреде-

ление средней плотности тока на аноде при различных значениях внешнего магнитного поля $H_z = 0-10$ кГс.

Анализ распределения плотности тока на аноде позволяет выбрать оптимальные размеры расщепленного анода a_1 и a_2 для наилучшей магниточувствительности ячейки. Параметры разностной сетки равнялись $(\Delta r \times \Delta z) = (0,2 \times 0,05)$ мкм², шаг по времени $\Delta t = 0,0025$ пс. Полевая эмиссия с катода осуществлялась в узкой полосе, сосредоточенной в центре катода и ограниченной размером одной разностной ячейки Δz . Средняя плотность эмиссионного тока считалась постоянной и равной $j_c = 2 \cdot 10^4$ А/см² при геометрическом факторе усиления поля $\beta = 100$. Эффективная температура эмиссии электронов на катоде равнялась $T_c = 0,26$ эВ.

Результаты расчетов представлены на рис. 2—6. Распределение электронов внутри микроячейки для различных параметров показано на рис. 2. На рис. 3 а, б изображены линии уровня и трехмерная проекция распределения электрического потенциала при различном взаимном расположении электродов и значениях потенциалов на сетках. Легко видеть, что изменение взаимного расположения электродов (например, перемещение электродов на боковой поверхности цилиндра ближе к экрану и изменение толщины электродов), а также потенциалов на них существенно изменяет распределение электрического поля и позволяет эффективно управлять потоком электронов внутри ячейки (сравни рис. 2, а и 2, б). Этой же цели может служить внешнее магнитное поле, увеличение которого приводит к отклонению пучка электронов от оси, как видно из сопоставления рис. 2, б и 2, в. Количество вторичных электронов зависит от доли электронов, попавших на экран. Увеличение количества электронов, достигающих экрана, может быть получено за счет перемещения боковых электродов (см. рис. 2, б) ближе к экрану и подачи большего потенциала на них. Полученное усиление анодного тока в $\sim 1,5$ раза соответствует вычисленной доле вторичных электронов для структур, показанных на рис. 2, а, б.

Распределение плотности тока на аноде в стационарном режиме в отсутствие магнитного поля (слева) и при магнитном поле $H_z = 10$ кГс (справа) при коэффициенте вторичной эмиссии $\delta = 5$ и параметрах варианта, показанных на рис. 2 б, в, представлено на рис. 4.

Значение средней плотности анодного тока слабо зависит от величины магнитного поля и равно $j \approx 200$ А/см², тогда как распределение анодного тока существенно неоднородно и его пик в 10 раз может превышать среднее значение. Поскольку магнитное поле отклоняет пучок электронов от оси, пик распределения анодного тока смещается от оси. В соответствии с рис. 4 были выбраны параметры расщепленного анода $r_1 = 0,8$ мкм для анода a_1 и $r_2 = 1,3$ мкм — для анода a_2 . На рис. 5 показана разность токов I_1 через анод a_1 и I_2 — через анод a_2 для различных значений магнитного поля и коэффициента вторичной эмиссии $\delta = 5$. Полученная зависимость разности тока через пластины расщепленного анода от величины магнитного поля $I(H) = I_2 - I_1$ может использоваться в качестве характеристики магниточувствительности микроячейки во внешней цепи.

Временную зависимость средней плотности анодного тока после включения напряжения в начальный момент времени $t = 0$ иллюстрирует рис. 6. Время задержки и период осцилляций коррелирует с временем пролета электронов через структуру $\tau \approx l_T \sqrt{e \cdot \Phi_a / m} \approx 2,0$ пс. Стационарное распределение тока достигается за четыре — восемь периодов осцилляций. Эти слабо затухающие колебания связаны с релаксацией объектного заряда электронов. Вторичная эмиссия электронов приводит к увеличению объемного заряда, так что, чем выше коэффициент вторичной эмиссии δ , тем больше время релаксации. На рис. 6, в показана

временная зависимость средней плотности анодного тока при постоянном значении внешнего магнитного поля $H_z = 10$ кгс для различных коэффициентов вторичной эмиссии. Увеличение коэффициента вторичной эмиссии увеличивает плотность анодного тока, тогда как магнитное поле не оказывает заметного влияния на его среднее значение (см. рис. 6, б, в).

Экран

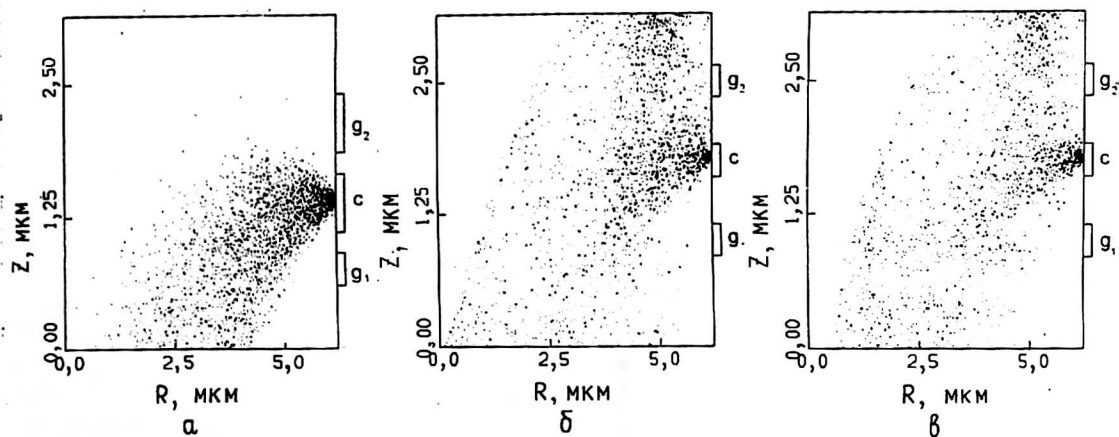


Рис. 2. Распределение электронов на (r, z) -плоскости в стационарном состоянии для различных вариантов:

а — $\delta = 0$; $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 5$ В; $H_z = 0$; б — $\delta = 5$; $\varphi_{g1} = 5$ В; $\varphi_{g2} = 25$ В; $H_z = 0$;

в — $\delta = 5$; $\varphi_{g1} = 5$ В; $\varphi_{g2} = 25$ В; $H_z = 10$ кгс

Экран

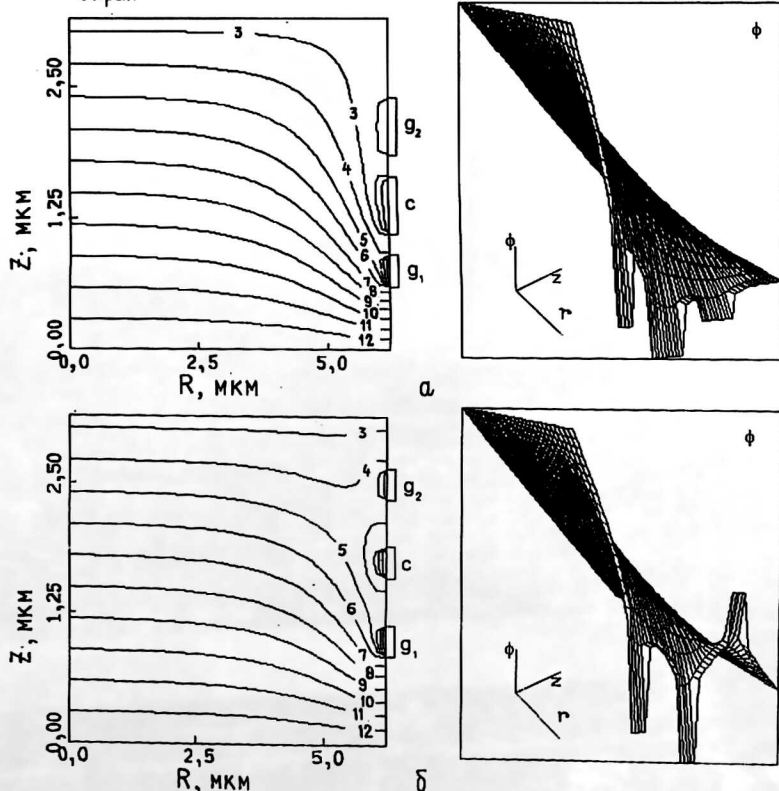


Рис. 3. Линии уровня (слева) и трехмерные проекции распределения электрического потенциала (справа) при различных взаимном положении электродов и значениях потенциалов на них:

а — $\delta = 0$; $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 5$ В; $H_z = 0$; б — $\delta = 0$; $\varphi_{g1} = 5$ В; $\varphi_{g2} = 25$ В; $H_z = 0$

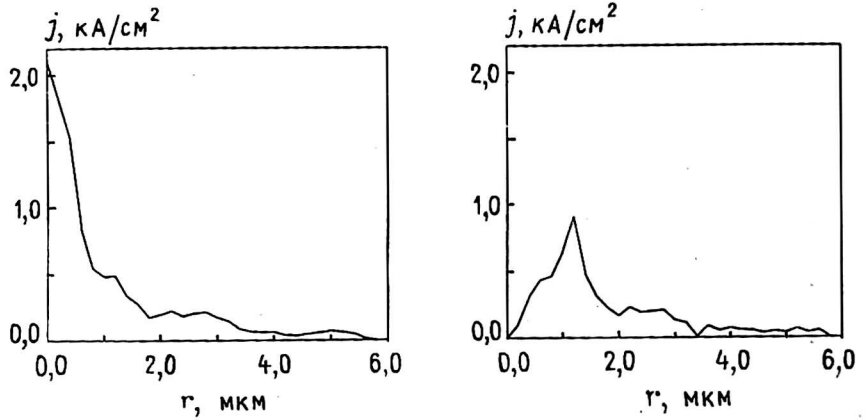


Рис. 4. Распределение плотности анодного тока j в зависимости от радиуса при $H_z = 0$ (слева) и при $H_z = 10$ кГс (справа)

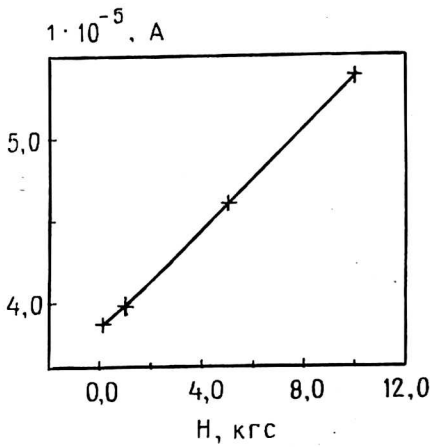


Рис. 5. Зависимость разности токов $I(H) = I_2 - I_1$ через пластины расщепленного анода от интенсивности магнитного поля

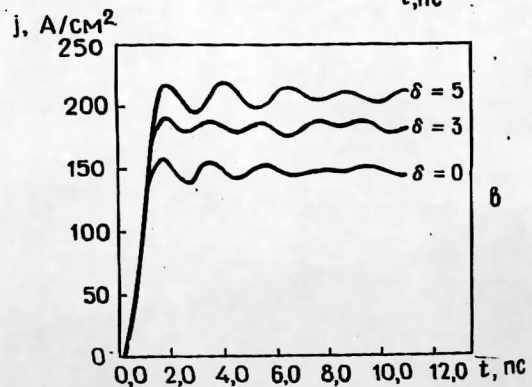
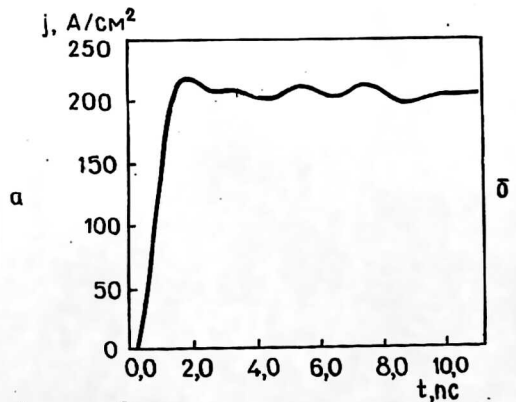
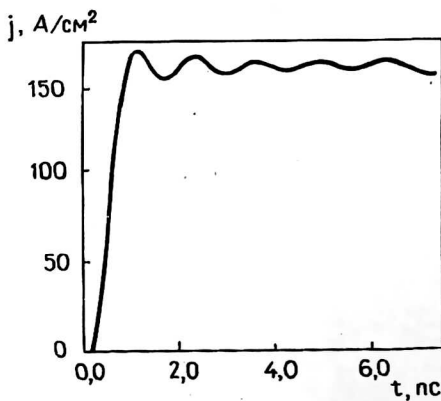


Рис. 6. Временная зависимость средней плотности анодного тока для вариантов с разным расположением электродов, соответствующих рис. 2:

а — $\delta = 0$; $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 5$ В; $H_z = 0$;
 б — $\delta = 5$; $\varphi_{g1} = 5$ В; $\varphi_{g2} = 25$ В; $H_z = 0$;
 в — $\varphi_{g1} = 5$ В; $\varphi_{g2} = 25$ В; $H_z = 10$ кГс
 (показаны зависимости для трех значений коэффициента вторичной эмиссии — в)

В ы в о д ы

Результаты проведенных исследований показывают, что управление электронным потоком в цилиндрической микровакуумной ячейке с кольцевым эмиттером может эффективно осуществляться при изменении взаимного расположения электродов и потенциалов на них. Вторичная эмиссия электронов на экране приводит к значительному усилению анодного тока. Учет объемного заряда электронов в ячейке оказывает существенное влияние на динамические характеристики микроструктуры и обуславливает развитие слабо затухающих колебаний анодного тока. Предсказанная разность тока на расщепленном аноде при изменении интенсивности внешнего магнитного поля, параллельного оси симметрии прибора, дает основание для использования цилиндрической микроячейки в качестве элемента магниточувствительных датчиков. Предложенная модель и компьютерная программа позволяют оптимизировать конструкцию и характеристики цилиндрических микровакуумных элементов для прикладных целей.

Л и т е р а т у р а

1. Spindt C. A., Brodic I., Numfrey L., Westerberg E. R. // J. Applied Phys., 1976. V. 47. № 12. P. 5248.
2. Makhov V. I., Duzhev N. A., Koslov A. I. 1st Int. Vacuum Microelectronic Conf., Williamsburg, USA, 1988. P. 181.
3. Spindt C. A., Holland C. E., Rosengvein A., Brodic I. 3rd Int. Vacuum Microelectronic Conf., Monterey, California, USA, 1990. P. 92.
4. Sugiyama Y., Itoh J., Kanemaru S. Digest of Technical Papers of Transducers, 1993.
5. Wang H.-X., Zhu C.-C., Liu J.-H., Lee X.-P. Techn. Digest of the 8th IVMC. — Portland, Oregon, USA, 1995. P. 308.
6. Nicolaescu D., Filip V. Modelling of a magnetic sensor based on vacuum field emitter // Applied Surface Sci., 1996. V. 94/95. P. 87.
7. Fedirko V. A., Belova N. G. Numerical Modelling of Microvacuum Magnetosensitive Cell: 9th Int. Vacuum Microelectronic Conf., St. Petersburg, Russia, 1996. P. 81.
8. Itoh J., Morikawa K., Tohma Y., Kanemaru S. Fabrication of double-gated Si field emitter arrays // Proc. of 7th IVMC (Grenoble, France, 1994) in Suppl. a la Revue "Le Vide, les Couches Minces", 1994. № 271. P. 25.
9. Gray H. F. Proc. of the IEEE MTT Symp. on Engineering Microwave Technology, ed. by J. Pierro, 1989. P. 22.
10. Ganguly A. K., Phillips P. M., Gray H. F. // J. Appl. Phys., 1990. V. 67. P. 7068.
11. Fedirko V. A., Belova N. G., Makhov V. I. Numerical modelling of microvacuum cell with a cylindrical field emitter, Proc. of 7th IVMC (Grenoble, France, 1994) in Suppl. a la Revue "Le Vide les Couches Minces", 1994. № 271. P. 155.
12. Fedirko V. I., Belova N. G. Numerical simulation of electron beam transport in miniature system with a cylindrical field emitter. Proc. of 4th Int.: Seminar of Simulation of Devices and Technologies, (ISSDT'95), South Africa, 1995. P. 74.
13. Yong R. D., Muller E. W. Phys. Rev., 1959. V. 113. P. 115.
14. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966. С. 315—401.
15. Белова Н. Г., Федирко В. А. Численное моделирование методом макрочастиц электронного переноса в микровакуумных структурах с аксиальной симметрией // Математическое моделирование. 1995. Т. 7. № 9. С. 3.
16. Белова Н. Г., Карась В. И., Сигов Ю. С. Численное моделирование динамики пучков заряженных частиц в аксиальном неоднородном магнитном поле // Физика плазмы, 1990. Т. 16. № 2. С. 115.
17. Хокни З., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. — М.: Мир, 1987. С. 640.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 97-01-00070).

NUMERICAL SIMULATION OF ELECTRON TRANSPORT IN A CYLINDRICAL MICROVACUUM CELL WITH CIRCULAR FIELD EMITTER

N. G. Belova

Institute of Physics and Technology of RAS, 25a, Krasikov Street, Moscow, Russia

V. A. Fedirko

Moscow State University of Technology "Stankin", Moscow, Russia

Physical and mathematical model is developed for the numerical simulation of electron transport in multi-electrodes microcell with circular emitter. Electron beam transport in self-consistent electric field is simulated using cylindrical particle mesh code. Some typical examples are presented for demonstrating the effectiveness of the proposed technique for optimization of the beam control. The influence of a magnetic field and a secondary emission of electrons on the static and dynamic characteristics of a microcell is studied. The microvacuum cell is shown to be used as a magnetosensitive element.