

Теория высоковольтного тлеющего разряда с полым анодом

Т.М. Сапронова, К.Н. Ульянов

Москва, ВЭИ – филиал ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина» ул.
Красноказарменная, 12; sapron0109@mail.ru

Развита кинетическая теория высоковольтного тлеющего разряда (ВТР). Решено уравнение Пуассона в слое объемного заряда с учётом потока ионов, поступающих из плазмы в слой, ионизации газа в слое электронами, ионами и быстрыми атомами. На катоде имеет место потенциальное и кинетическое вырывание электронов с поверхности. Для различных значений плотности газа и коэффициента вторичной эмиссии рассчитаны ВАХ, определены размеры слоя объемного заряда, получены распределения электрического поля в слое и другие характеристики ВТР. Предложенная математическая модель может быть использована для расчета характеристик ускорителей электронов на основе ВТР.

Theory of high-voltage glow discharge with hollow anode T. M. Saprionova, K. N. Ulyanov. Kinetic theory of high-voltage glow discharge (HVGD) is developed. The Poisson equation in the bulk charge layer is solved taking into account the flow of ions coming from the plasma into the layer, the ionization of gas in the layer by electrons, ions and fast atoms. There is a potential and kinetic extraction of electrons from the surface on the cathode. For different values of gas density and secondary emission factor, current-voltage characteristics are calculated, the volume charge layer dimensions are determined, the electric field distributions in the layer and other HVGD characteristics are obtained. The proposed mathematical model can be used to calculate the characteristics of electron accelerators based on HVGD.

Высоковольтный тлеющий разряд – это разновидность аномального тлеющего разряда в левой ветви кривой Пашена при напряжениях 5 – 150 кВ [1, 2, 3]. Разряд имеет растущую вольтамперную характеристику. Плотность тока ВТР при $U \approx 100$ кВ может достигать значения порядка 1 А/см². Электроны выходят с катода за счёт потенциального вырывания положительными ионами, а также кинетического вырывания при бомбардировке катода ионами и быстрыми атомами, которые образуются при перезарядке в слое объемного заряда. К слою приложено всё напряжение, поэтому электроны ускоряются в слое и образуют практически моноэнергетический пучок. Эффективный коэффициент вторичной электронной эмиссии в ВТР при $U \approx 30 - 150$ кВ может достигать весьма высоких значений (10 – 20), поэтому ускорители электронов, в которых используется ВТР, имеют высокий КПД (порядка 0.90 – 0.98).

В настоящей работе развита кинетическая теория ВТР. Решено уравнение Пуассона в слое с учётом потока ионов, поступающих из плазмы, ионизации газа в слое электронами, ионами и быстрыми атомами, образования потока быстрых атомов за счет перезарядки ионов, вторичной электронной эмиссии под действием быстрых ионов и атомов. Для различных напряжений, плотностей тока, плотностей газа будут рассчитаны значения размера слоя, эффективного коэффициента вторичной электронной эмиссии для ионов и быстрых атомов, распределения электрического поля, плотности потоков ионов и быстрых атомов. Рассчитаны вольтамперные характеристики разряда.

Рассмотрим модель разряда, состоящую из слоя объемного заряда размером x_1 и плазмы размером L . Напряжение разряда приложено к слою, с границы плазмы в слой втекает ионный ток плотностью $j_i(0)$. Начало координат находится на границе плазмы и слоя, ось координат направлена к катоду. Электрическое поле E в слое определяется уравнением Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e(N_i - N_e), \quad E = -\frac{d\phi}{dx} \quad (1)$$

Ионы в слое в электрическом поле движутся в режиме сильной подвижности [4], а электроны – в режиме свободного пролета. Тогда:

$$N_i = \frac{j_i}{eV_i}, \quad V_i = \left(\frac{2eE}{\pi m_i N_0 \sigma_r} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad V_e = \left(\frac{2e\Delta\varphi}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Зависимость $j_i(x)$ определяется уравнением неразрывности для ионов:

$$\frac{d}{dx} N_i V_i = N_0 \frac{j_{e0}}{e} \sigma_{ea}^i(\varepsilon_e) + N_0 N_i V_i \sigma_{ia}^i + N_0 N_a^* V_a^* \sigma_{aa}^i + S_{ea}^{i2} \quad (2)$$

Первый член в правой части (2) описывает ионизацию газа плотностью N_0 электронами, выходящими с катода, второй член – ионизацию ионами, третий член – ионизацию быстрыми атомами, образовавшимися в слое при перезарядках ионов ($V_i = V_a^*$), четвертый член описывает ионизацию газа вторичными электронами, рождающимися в слое. Граничное условие для (2) на катоде $j_{e0} = j_{eT} + j_{e\gamma}$, на границе плазмы $j_i = j_i(0)$. Запишем уравнения (1) и (2) в безразмерной форме. Пусть $E = \tilde{E}E^*$, $\varphi = \tilde{\varphi}\varphi_1$, $x = \tilde{x}x_1$, $y_2 = eN_i V_i / j_{e\gamma}$, $y_3 = eN_a^* V_a^* / j_{e\gamma}$. Имеем:

$$\frac{d\tilde{E}}{d\tilde{\varphi}} = -\frac{1}{\tilde{E}} \left(\kappa \frac{y_2}{\tilde{E}^2} - (1 + \tilde{\varphi})^{-\frac{1}{2}} \right), \quad (3)$$

$$\frac{dy_2}{d\tilde{\varphi}} = \left[a_1 (y_2 + y_3) + \frac{a_2}{\tilde{E}} \left(\tilde{\sigma}_{ea}^i - \int_{-1+\frac{1}{\beta}}^{\tilde{\varphi}} dy_2(\tilde{\varphi}') \left(\frac{\ln(\beta(\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}'))}{\beta(\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}')} \right) \right) \right] \quad (4)$$

$$\tilde{x}(\tilde{\varphi}) = -a_3 \int_0^{\tilde{\varphi}} \frac{d\tilde{\varphi}}{\tilde{E}(\tilde{\varphi})} \quad (5)$$

При записи уравнений (3) и (4) использовалось соотношение $d\tilde{x} = -(\varphi_1 / \tilde{E}E^* x_1) d\tilde{\varphi}$. Граничное условие для уравнения (4): $j_i(0) = 0.5 j_{e0} N_0 \sigma_{ea}^i(e\varphi_1) \cdot L \cdot (1 + \chi_2)$, где χ_2 учитывает ионизацию газа в плазме вторичными электронами. Выражения для безразмерного потока атомов y_3 и для χ_2 , входящие в (4) и в граничное условие к (4) и коэффициенты в уравнениях (3)– (5), имеют вид:

$$y_3 = \int_0^{\tilde{\varphi}} d\tilde{\varphi}' y_2(\tilde{\varphi}') e^{-M_a(\tilde{x}(\tilde{\varphi}) - \tilde{x}(\tilde{\varphi}'))}, \quad \chi_2 = \frac{\beta}{\ln \beta} \int_0^{-1+\frac{1}{\beta}} dy_2 \frac{\ln(\beta \cdot (1 + \tilde{\varphi}))}{\beta \cdot (1 + \tilde{\varphi})}, \quad \kappa = \left(\pi \frac{m_i}{m_e} \frac{N_0 \sigma_r \varphi_1}{E^*} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$a_1 = \frac{\sigma_{ia}^{i0}}{2\sigma_r} \frac{e\varphi_1}{\varepsilon^*}, \quad a_2 = \frac{N_0 \sigma_{ea}^{i0} \varphi_1}{E^*}, \quad a_3 = \frac{\varphi_1}{E^* x_1}, \quad \beta = \frac{e\varphi_1}{I}, \quad M_a = N_0 \sigma_{aa}^{el} x_1.$$

Сечения ионизации ионами и быстрыми атомами линейно возрастают с ростом энергии ε этих частиц и считаются равными. Они имеют вид: $\sigma_{ia}^i = \sigma_{aa}^i = \sigma^{i0} \varepsilon / \varepsilon^*$, где $\varepsilon = eE / (2N_0 \sigma_r)$. Здесь ε^* – характерная энергия, зависящая от рода газа. Сечение ионизации газа электронами аппроксимировалось известным выражением: $\sigma_{ea}^i = \sigma_{ea}^0 \cdot \ln(\beta\tilde{\varphi}) / \beta\tilde{\varphi}$. Запишем граничное условие на катоде в безразмерной форме:

$$1 = \delta_i + \delta_a, \quad \delta_i = y_2(1) \left[\gamma_0 + \pi^{-\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \gamma_k(\varepsilon_1 t) e^{-t} t^{-\frac{1}{2}} dt \right]$$

$$\delta_a = M_i \int_0^1 d\tilde{x}' y_2(\tilde{x}') e^{-M_a(1-\tilde{x}')} \gamma_k(\varepsilon(\tilde{x}')), \quad t = \frac{\varepsilon}{\varepsilon(1)}, \quad \varepsilon(\tilde{x}) = \frac{eE^* \tilde{E}(\tilde{x})}{N_0 \sigma_r} \quad (6)$$

Параметры δ_i и δ_a характеризуют доли плотности тока вторичной электронной эмиссии при столкновении потоков ионов (δ_i) и атомов (δ_a) с катодом. При записи выражения для δ_i значение коэффициента вторичной электронной эмиссии при кинетическом вырывании электронов $\gamma_k(\varepsilon)$ усреднялось с функцией распределения ионов по энергиям [4] на катодной границе:

$$f_i = (2N_0 \sigma_r m_i / \pi eE)^{\frac{1}{2}} \exp(-N_0 \sigma_r m_i V_i^2 / 2eE)$$

При записи δ_a учитывался весь спектр энергий быстрых атомов на катоде. При записи выражения для ионизации вторичными электронами в слое (4) учитывался факт, что вторичные электроны и ионы рождаются парами. Поток ионов, родившихся в слое, на катодной границе

равен потоку вторичных электронов на анодной границе. Поэтому в уравнении (4) ионизация вторичными электронами выражена через y_2 . Таким образом, математическая модель, включающая уравнения (3), (4), позволяет провести расчеты зависимости $\bar{E}(\bar{\varphi})$, $y_2(\bar{\varphi})$ при различных значениях параметров N_0 , L , φ_1 , j_e . Граничное условие (6) определяет связь между параметрами. Например, можно задаться значениями N_0 и L и определить зависимость $\varphi_1(j_e)$, т.е. ВАХ разряда. Зависимости $E(x)$, $\varphi(x)$, $y_2(x)$, $y_3(x)$ рассчитываются с использованием связи между напряженностью поля, потенциалом и координатой (5).

В качестве примера расчета параметров высоковольтного разряда низкого давления был выбран разряд в гелии, который наряду с другими легкими газами (водородом, дейтерием) применяется в газонаполненных ускорителях электронов. Расчеты были выполнены в широком диапазоне изменения N_0 , j_e для различных значений коэффициента вторичной эмиссии электронов. Зависимость $\gamma_k(\varepsilon)$ в соответствии с [5] имеет вид $\gamma_k(\varepsilon) = \kappa \cdot \sqrt{\varepsilon}$, где энергия ионов (и быстрых атомов) измеряется в эВ. В расчетах были использованы значения $\kappa = 3.5 \cdot 10^{-2}$ ($\gamma = 5$ при $\varepsilon = 2 \cdot 10^4$ эВ) и $\kappa = 0.105$ ($\gamma = 15$ при $\varepsilon = 2 \cdot 10^4$ эВ), $\sigma_{ea}^0 = 1.3 \cdot 10^{-16}$ см², $\sigma_{ia}^0 = 4 \cdot 10^{-17}$ см², $\sigma_r = 10^{-15}$ см², $\varepsilon^* = 10^3$ эВ [3]. Результаты расчетов представлены на рис. 1(а, б), 2(а – г), 3(а, б), 4(а, б) и в таблицах.

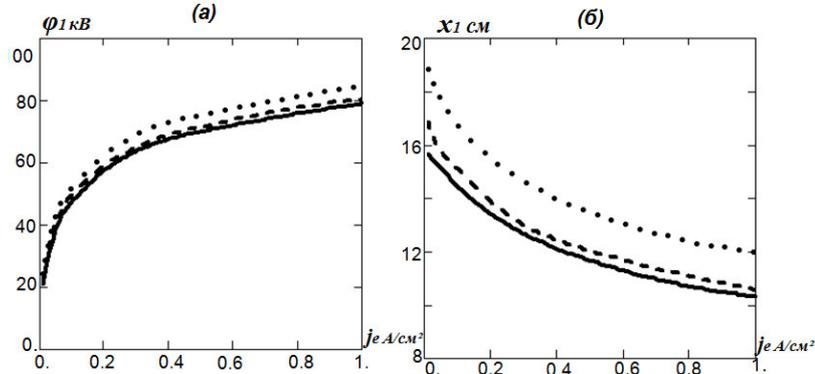


Рис. 1. Влияние вторичных электронов на ВАХ (а) и размер слоя (б) для $N_0 = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $\gamma^* = 15$, $L = 10$ см. Сплошная линия – $\bar{\sigma} \neq 0$, $\chi_2 \neq 0$; пунктир – $\bar{\sigma} = 0$, $\chi_2 \neq 0$; точки – $\bar{\sigma} = 0$, $\chi_2 = 0$.

На рис.1(а) представлена вольтамперная характеристика ВТР, рассчитанная с учетом ионизации газа вторичными электронами в слое и плазме (сплошная кривая), ВАХ ВТР, когда ионизация вторичными электронами в слое не учитывается ($\bar{\sigma} = 0$), а также ВАХ ВТР без учета ионизации вторичными электронами ($\bar{\sigma} = 0$, $\chi_2 = 0$). Отметим, что учет ионизации вторичными электронами приводит к уменьшению потенциала $\varphi_1(j_e)$. На рис 1(б) представлены зависимости размера слоя от плотности тока для тех же вариантов расчета. Учет ионизации вторичными электронами уменьшает значения $x_1(j_e)$.

На рис. 2(а) для трех значений плотности тока представлены зависимости напряженности электрического поля от координаты x_1-x (для наглядности). При увеличении плотности тока размер слоя сокращается, значение φ_1 увеличивается и сильно увеличивается напряженность электрического поля на катоде. Объемный заряд слоя – положительный. Он возрастает в направлении катода. На рис.2(б) представлена функция распределения вторичных электронов f_{e2} на анодной границе слоя для двух значений плотности тока первичных электронов j_e .

Таким образом, ФРЭЭ на анодной границе состоит из дельта-функции (пучок первичных электронов) и функции f_{e2} , имеющей широкое энергетическое распределение. На рис. 2(в) и 2(г) представлены зависимости безразмерных потоков атомов y_3 и ионов y_2 от координаты x_1-x . Обратим внимание на интенсивное увеличение этих потоков в направлении катода, а также на тот факт, что из-за большого числа перезарядок поток атомов на катоде значительно превышает поток ионов. Отметим, что значение безразмерной плотности потока ионов на катоде очень мало, например, для $j_e = 1.0$ А/см² оно равно 0.04. Такое же значение имеет поток вторичных электронов на анодной границе слоя.

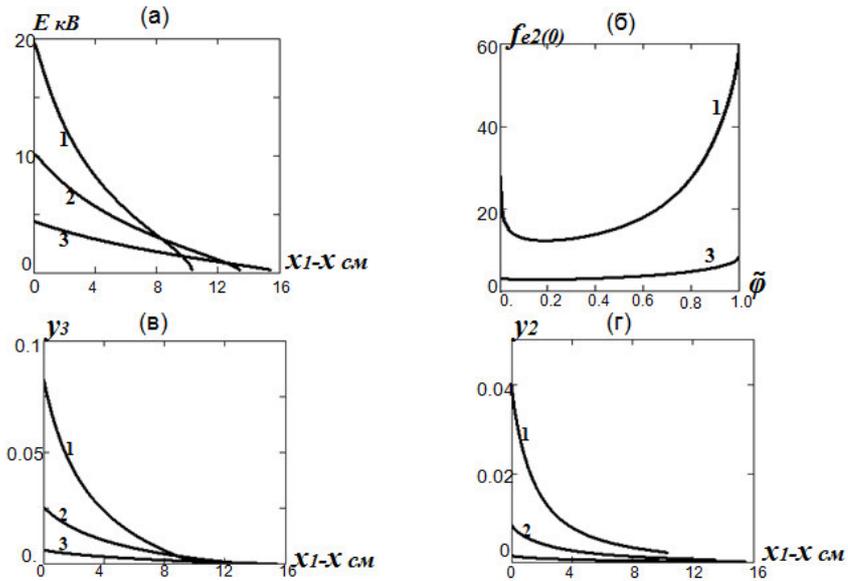


Рис. 2. (а) – Зависимость напряженности электрического поля в слое от координаты x_1-x ; (б) – вид функции распределения вторичных электронов на анодной границе; (в, г) – зависимости безразмерных плотностей потоков ионов γ_2 и атомов γ_3 от координаты x_1-x для значений параметров $N_0=1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\gamma^*=15$, $L=10 \text{ см}$, 1 – $j_e=1,0$, 2 – $j_e=0,2$, 3 – $j_e=0,03 \text{ (А/см}^2\text{)}$.

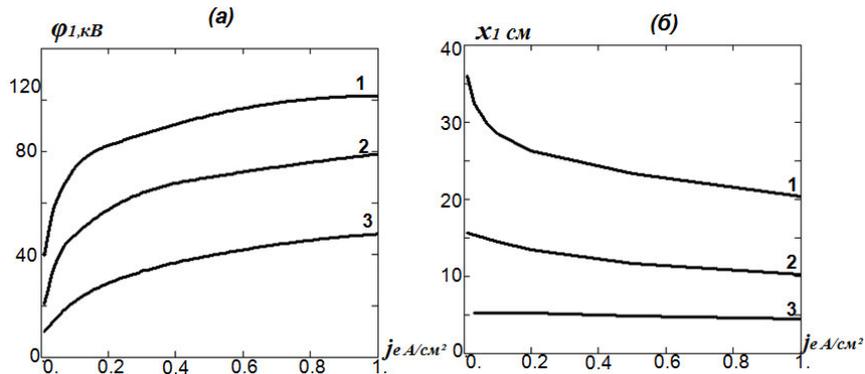


Рис. 3. (а) – вольтамперные характеристики; (б) – размер слоя для $\gamma^*=15$, $L=10 \text{ см}$, 1 – $N_0=0,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 2 – $N_0=1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 3 – $N_0=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

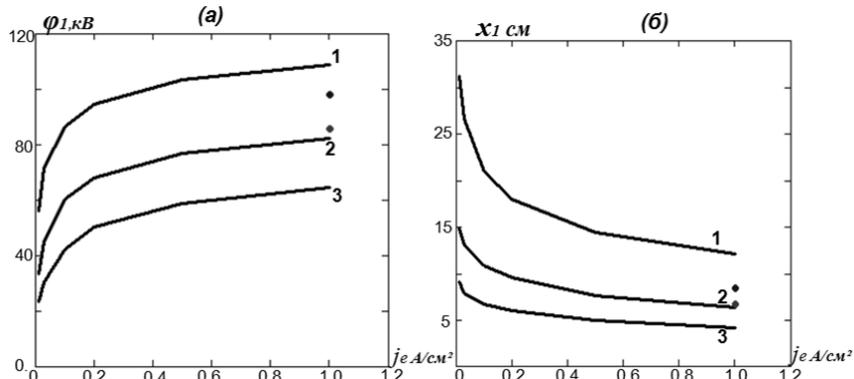


Рис. 4. (а) – вольтамперные характеристики; (б) – размер слоя для $\gamma^*=5$, $L=10 \text{ см}$, 1 – $N_0=1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 2 – $N_0=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 3 – $N_0=3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

На рис.3(а) для трех значений плотности газа и $\gamma^*=15$ представлены ВАХ ВТР. На рис.3(б) приведены зависимости размера слоя от плотности тока. При увеличении плотности газа значения ϕ_1 и x_1 существенно уменьшаются. На рис. 4(а, б) представлены аналогичные

зависимости для $\gamma^*=5$. Уменьшение γ^* приводит к увеличению напряжения φ_1 и размера слоя при одинаковых значениях плотности газа.

В таблице приведена более подробная информация о параметрах ВТР. Для шести значений плотностей тока ($j_e=0.01, 0.03, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0$ А/см²) при $N_0=1\cdot 10^{15}$ см⁻³, $\gamma^*=15$ в таблице представлены значения напряжения φ_1 , размера слоя x_1 , доли плотностей тока вторичной электронной эмиссии с катода под действием ионов δ_i и потока быстрых атомов δ_a , значения безразмерных плотностей потоков ионов $y_2(1)$ и атомов $y_3(1)$ на катоде, число перезарядок в слое M , усредненные по функциям распределения ионов γ_i и атомов γ_a значения коэффициентов вторичной эмиссии электронов, а также значение электрического поля на катоде. Следует обратить внимание на тот факт, что хотя плотность потока атомов на катоде значительно превышает плотность потока ионов, однако вклад во вторичную эмиссию с катода ионов и быстрых атомов отличается заметно в меньшей степени. Это связано с существенным различием их функций распределения на катоде. На катод поступают ионы с гораздо большей средней энергией, поэтому у них значительно выше эффективный коэффициент вторичной электронной эмиссии (γ_i заметно больше γ_a). В поток атомов дают существенный вклад быстрые атомы, образовавшиеся в области слабого поля в прианодной части слоя. Этот факт связан с тем, что сечение упругого столкновения быстрого атома с медленным σ_{aa} много меньше сечения перезарядки σ_r . В поток ионов основной вклад дают ионы, образовавшиеся в прикатодной области в сильном поле и имеющие большую энергию.

Таблица. $N_0=1\cdot 10^{15}$ см⁻³, $L=10$ см, $\gamma^*=15$

φ_1 кВ	20.7	31.5	47.5	57.5	70.0	79.0
j_e А/см ²	0.01	0.03	0.1	0.2	0.5	1.0
x_1 см	15.7	15.4	14.5	13.4	11.7	10.3
δ_1	0.21	0.22	0.24	0.26	0.30	0.34
δ_2	0.79	0.78	0.76	0.74	0.70	0.66
y_2	0.063	0.052	0.044	0.042	0.041	0.040
y_3	0.27	0.20	0.15	0.13	0.11	0.082
χ_2	0.39	0.38	0.37	0.36	0.36	0.36
M	15.7	15.4	14.5	13.4	11.7	10.3
γ_i	3.3	4.1	5.4	6.2	7.4	8.5
γ_a	2.9	3.9	5.0	5.9	7.0	8.0
$E(1)$ кВ	2.7	4.4	7.5	10.0	14.8	19.4

Разработанная математическая модель высоковольтного разряда является кинетической. Электроны, выходящие с поверхности катода и вторичные электроны, родившиеся в слое, движутся в режиме убегания. Длины свободного пробега этих электронов при высоких напряжениях значительно превышают размеры слоя и плазмы. Отношение плотности потока вторичных электронов к плотности тока электронов, выходящих с катода равно $y_2(1)\ll 1$ (таблица), поэтому ФРЭЭ имеет сильно выраженную пучковую часть и слабо выраженный спектр вторичных электронов. Именно этим свойством ВТР отличается от аномального тлеющего разряда, спектр электронов в котором перекрывает весь диапазон энергии без явно выраженной пучковой части. Разработанная кинетическая математическая модель, корректно учитывающая основные физические процессы, может быть использована при оптимизации режимов генерации электронных пучков для различных технологических применений.

Таким образом, разработанная модель вполне пригодна для выбора режимов генерации электронных пучков для различных технологических применений.

Литература

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
2. Новиков А.А. Источник электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой. М.: Энергоатомиздат, 1983. 215 с.
3. Ульянов К.Н. Теория высоковольтного тлеющего разряда //ТВТ. 1978. Т.16. С. 1121.
4. Каган Ю.М., Перель В.И. О движении положительных ионов в собственном газе //ДАН СССР. 1954. Т.38. 575 с.
5. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М.: Мир, 1967. 506 с.

Исследование автоэмиссионных активированных катодов

*В.А.Смирнов, *В.И. Кочнев, *А.В. Коннов, Е.П. Шешин
Москва, Московский физико-технический институт (государственный университет)
Москва, *АО «НПП «Торий»
e-mail: torlab144@gmail.com*

Рассмотрены различные типы активированных автоэмиссионных катодов с подачей эмиссионно-активных компонентов на эмиттер из постороннего источника и изнутри материала эмиттера. Показаны возможные пути снижения работы выхода автоэмиссионных катодов.

Study of field emission activated cathodes. V.A. Smirnov, V.I. Kochnev, A.V. Konnov, E.P. Sheshin. Various types of activated cathodes with the supply of emission-active components to the emitter from the external source and from the bulk of the emitter are considered. Possible ways to reduce work function of field emission cathodes are shown.

В технике электровакуумных приборов (ЭВП) при использовании автоэмиссионных катодов (далее автокатод, автоэмиттер) на основе тугоплавких металлов (Ta, W, Mo) и модифицированного углерода с работой выхода 4,2 – 4,5 эВ для получения приемлемых плотностей тока $\sim 0,1$ А/см² необходима напряженность электрического поля порядка 10^7 В/см [1]. Это условие затрудняет применение автокатодов, особенно в мощных СВЧ приборах, работающих с анодным напряжением до 20 кВ и более, несмотря на прогресс в конструировании электронно-оптических систем с многоячейстой структурой эмиттеров [2]. При больших напряжениях трудно избежать пробоев и искрений, разрушающих эти структуры. Поэтому, появились работы по активированным автокатаодам [3], которые, согласно теории Фаулера – Нордгейма, с меньшей работой выхода эмиттера могут обеспечить заданную плотность тока при значительно пониженной напряжённости поля.

На рис. 1. представлены результаты расчёта по формуле (1) зависимости отбора тока от работы выхода. Видно, что при одинаковой напряжённости поля для автоэмиттеров с ϕ 2 – 2,5 эВ возможен отбор тока на несколько порядков выше, чем для эмиттеров на основе традиционно используемых материалов с работой выхода ϕ 4 – 4,5 эВ. Также возможно существенно снизить напряжённость поля при сохранении величины отбираемого тока.