

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ТОЛЩИНЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА НА ЕГО ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА В ТЛЕЮЩЕМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

© 2024 г. Г. Г. Бондаренко<sup>1</sup>, М. Р. Фишер<sup>2</sup>, В. И. Кристя<sup>2, \*</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный  
исследовательский университет)”, Калужский филиал, Калуга, Россия

\*E-mail: kristya@bmstu.ru

Поступила в редакцию 15.11.2023

После доработки 22.11.2023

Принята к публикации 28.12.2023

Предложена модель катодного слоя тлеющего газового разряда при наличии на катоде диэлектрической оксидной пленки, толщина которой имеет различные значения на разных участках его поверхности. Изучено влияние неравномерности толщины пленки на эффективный коэффициент электронной эмиссии катода и на характеристики разряда.

DOI: 10.31857/S0367676524040048, EDN: QIRJLV

### ВВЕДЕНИЕ

Тлеющий газовый разряд используется в различных типах электронных приборов, таких как газовые лазеры и осветительные лампы [1–4]. Его характерной особенностью является наличие у катода тонкого заряженного слоя, называемого катодным слоем разряда, с большой напряженностью электрического поля и падением напряжения на нем (катодным падением напряжения) порядка  $10^2$ – $10^3$  В. Поэтому взаимодействие газоразрядной плазмы с поверхностью катода в тлеющем разряде определяется характеристиками катодного слоя, такими как его длина  $d_c$  и катодное падение напряжения  $U_c$ . Уменьшение величины  $U_c$ , приводящее к снижению напряженности электрического поля в катодном слое разряда, а следовательно, энергии ионов у катода и интенсивности его распыления в разряде, может быть достигнуто путем формирования на рабочей поверхности катода тонкой диэлектрической оксидной пленки [5–7]. В разряде на диэлектрике, вследствие бомбардировки катода ионами, накапливаются положительные заряды, которые создают в нем электрическое поле с напряженностью  $E_f$  порядка  $10^8$ – $10^9$  В·м<sup>–1</sup>, достаточной для появления полевой эмиссии электронов из металлической подложки электрода. Такие электроны двигаются в пленке под действием поля к ее внешней границе

и нейтрализуют поверхностный заряд, обеспечивая стационарный режим разряда. Часть электронов может преодолевать потенциальный барьер на границе пленки и выходить в разрядный объем, увеличивая эффективный коэффициент электронной эмиссии катода  $\gamma_{\text{эф}}$ , равный среднему числу электронов, эмиттируемых им в расчете на один падающий на него ион [8–10], что приводит к снижению катодного падения напряжения разряда.

Влияние полевой эмиссии электронов из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку на характеристики разряда изучалось в работах [11–13] в предположении постоянной толщины пленки вдоль поверхности катода. Но в случае неоднородной структуры или состава катода толщина пленки может изменяться вдоль его поверхности. Однако влияние этого фактора на эмиссионные свойства катода и характеристики разряда до настоящего времени не исследовано.

В данной работе предложена модель тлеющего газового разряда при наличии на катоде диэлектрической пленки, имеющей различную толщину на разных участках его рабочей поверхности. Изучено влияние неравномерности толщины пленки на величину эффективного коэффициента электронной эмиссии катода и на характеристики катодного слоя разряда.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Пусть на плоском металлическом катоде газоразрядного прибора находится тонкая диэлектрическая пленка, толщина которой изменяется вдоль его поверхности. Для оценки влияния этого фактора на эмиссионные свойства катода будем считать, что на участках поверхности катода, характерные размеры которых равны  $L_k$ , толщина пленки равна  $H_{fk}$ , а суммарная доля поверхности катода с такой толщиной пленки равна  $\omega_k$ , где  $k = 1, 2, \dots, N$ , а  $N$  — количество различных значений толщины пленки. В работах [14–16] показано, что наличие на катоде неоднородностей его рельефа или толщины диэлектрической пленки обуславливает нарушение однородности распределения электрического поля у его поверхности лишь вблизи таких неоднородностей. Поэтому при  $H_{fk} < L_k$  это происходит только у границ участков с различной толщиной пленки. Следовательно, распределение напряженности электрического поля вдоль поверхности катода можно считать кусочно-однородным. При условии же, что  $L_k$  существенно меньше длины  $\lambda_c$  перезарядки бомбардирующих катод ионов на атомах рабочего газа, т.е. при

$$H_{fk} < L_k < \lambda_c < d_c, \quad (1)$$

неоднородности распределений всех величин вдоль поверхности катода малы и сосредоточены в тонком приповерхностном слое толщиной порядка  $L_k$  [17]. Поэтому они слабо влияют на характеристики катодного слоя разряда, которые могут быть найдены из его одномерной модели. Если координата  $z$  направлена перпендикулярно поверхности катода и граница катодного слоя разряда совпадает с плоскостью  $z = 0$ , ее уравнения имеют вид [1, 2, 12, 13]:

$$\int_0^{d_c} \alpha(z) dz = \ln(1 + 1/\gamma_{\text{eff}}), \quad (2)$$

$$j_i/p^2 = KU_c^{3/2}/(pd_c)^{5/2}, \quad (3)$$

$$j = (1 + \gamma_{\text{eff}}) j_i, \quad (4)$$

$$U_c + RSj = U_0, \quad (5)$$

где  $j$  — плотность разрядного тока,  $j_i$  — плотность ионного тока у поверхности катода,  $K = 4\epsilon_0(ep\lambda_c/M_i)^{1/2}$ ,  $M_i$  — масса иона,  $p$  — давление рабочего газа,  $\alpha(z) = A \exp(-Bp/E(z))$  — ионизационный коэффициент рабочего газа,  $A$  и  $B$  — постоянные для данного рода газа,  $E(z) = 2U_c z/d_c^2$  — распределение напряженности электрического поля

в катодном слое разряда,  $S$  — площадь поверхности катода, занятой разрядом,  $R$  — величина балластного сопротивления в разрядной цепи,  $U_0$  — приложенное к разрядной цепи внешнее напряжение, от которого зависит плотность разрядного тока,  $e$  — величина заряда электрона,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная.

В разряде катод бомбардируется ионами, плотность тока которых равна  $j_i$ , и с него происходит эмиссия электронов с плотностью тока  $f_{es}\gamma_i j_i$  [1, 2, 18], где  $\gamma_i$  — коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода,  $f_{es} = 1/(1 + \bar{v}/4w_e)$  — доля эмиттированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность вследствие рассеяния на атомах рабочего газа,  $\bar{v}$  — средняя скорость эмиттируемых катодом электронов,  $w_e$  — дрейфовая скорость электронов в газе у катода. Это приводит к накоплению на внешней поверхности участков пленки толщиной  $H_{fk}$  положительного заряда, создающего в пленке электрическое поле с напряженностью  $E_{fk}$ . Когда она достигает величины порядка  $10^8 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ , начинается туннелирование электронов через потенциальный барьер на границе металл-диэлектрик [8–10]. При этом нужно учитывать, что на ней обычно существует некоторый рельеф, на вершинах которого происходит увеличение напряженности электрического поля, характеризующееся коэффициентом усиления поля  $\beta$  [19–21]. Поэтому при расчете эмиссии электронов в пленку напряженность электрического поля в ней вблизи поверхности подложки можно считать равной  $E_{f0k} = \beta E_{fk}$  [21–24].

Макроскопическая (усредненная по поверхности  $k$ -го участка катода) плотность тока полевой эмиссии из подложки катода в пленку может быть найдена в таком случае из формулы Фаулера–Нордгейма [10, 11, 21, 25]:

$$j_{fk}(H_{tk}) = \frac{aE_{f0k}^2}{t^2(y_{0k})(\phi_m - \chi_d)} \times \exp\left(-\frac{bv(y_{0k})(m_e^*/m_e)^{1/2}}{E_{f0k}}(\phi_m - \chi_d)^{3/2}\right), \quad (6)$$

где  $H_{tk} = ((\phi_m - \chi_d)/2E_{f0k})(1 + (1 - y_{0k}^2)^{1/2})$  — длина туннелирования в диэлектрик электрона с энергией вблизи уровня Ферми металла,  $v(y_{0k}) = 1 - y_{0k}^2 + (1/3)y_{0k}^2 \ln y_{0k}$ ,  $t(y_{0k}) = 1 + (1/9)y_{0k}^2(1 - \ln y_{0k})$ ,  $y_{0k} = cE_{f0k}^{1/2}/(\phi_m - \chi_d)$ ,  $a = 1.541 \cdot 10^{-6} \text{ А}\cdot\text{эВ}\cdot\text{В}^{-2}$ ,  $b = 6.831 \cdot 10^9 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{эВ}^{-3/2}$ ,  $c = 3.795 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}\cdot\text{м}^{1/2}\cdot\text{В}^{-1/2}$ ,  $\phi_m$  — работа выхода металлической подложки,  $\chi_d$  — электронное сродство материала пленки,  $m_e$  и  $m_e^*$  — масса электрона в вакууме и его эффективная масса в диэлектрике.

Туннелировавшие в зону проводимости пленки электроны двигаются к ее внешней границе. При этом происходит их ускорение электрическим полем и торможение при рассеянии на фононах [9, 10, 26]. Если энергия, теряемая электроном при каждом столкновении с фононом, равна  $\Delta\epsilon$ , а средняя длина пробега электрона вдоль оси  $z$  между столкновениями равна  $\lambda_{ek}$ , эмиссионная эффективность пленки толщиной  $H_{fk}$ , равная отношению плотностей электронного тока вне и внутри пленки, определяется выражением [10]:

$$\delta_{fk} = 1 - \exp\left(-\frac{H_{0k}}{\lambda_{ek}}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_{0k}^n}{n! \lambda_{ek}^n} \times \left(1 + \frac{\epsilon_{nk}}{\epsilon_{dk}}\right) \exp\left(-\frac{\epsilon_{nk}}{\epsilon_{dk}}\right), \quad (7)$$

где  $H_{0k} = H_{fk} - H_{tk}$ ,  $\epsilon_{dk} = \hbar e E_{f0k} / 2(2m_e^* (\phi_m - \chi_d))^{1/2} t(y_{0k})$ ,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  – постоянная Планка,  $\epsilon_{nk} = e E_{f0k} H_{fk} - \phi_m - n \Delta\epsilon$ , причем, если величина  $\epsilon_{nk}$  получается отрицательной, нужно использовать значение  $\epsilon_{nk} = 0$ , поскольку при этом все электроны, испытавшие  $n$  столкновений с фононами при движении в пленке, имеют энергию, недостаточную для выхода из нее в разряд и не дают вклада в  $\delta_{fk}$ .

В результате возрастает эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии данного участка катода, который равен [9, 10]:

$$\gamma_{effk} = (\gamma_{ie} + \delta_{fek}) / (1 - \delta_{fek}), \quad (8)$$

где  $\delta_{fek} = f_{es} \delta_{fk}$ ,  $\gamma_{ie} = f_{es} \gamma_i$ .

Напряженность электрического поля  $E_{fk}$  в участке пленки толщиной  $H_{fk}$  в установившемся режиме разряда может быть найдена из условия равенства плотности разрядного тока у его поверхности и плотности тока полевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку [12, 13]:

$$(1 + \gamma_{effk}) j_i = j_{fk}(H_{tk}), \quad (9)$$

Усредненные же по поверхности катода его эмиссионная эффективность, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии и плотность тока полевой электронной эмиссии в пленку при этом определяются выражениями

$$\delta_f = \sum_{k=1}^N \omega_k \delta_{fk}, \quad (10)$$

$$\gamma_{eff} = \sum_{k=1}^N \omega_k \gamma_{effk}, \quad (11)$$

$$j_f = \sum_{k=1}^N \omega_k j_{fk}(H_{tk}). \quad (12)$$

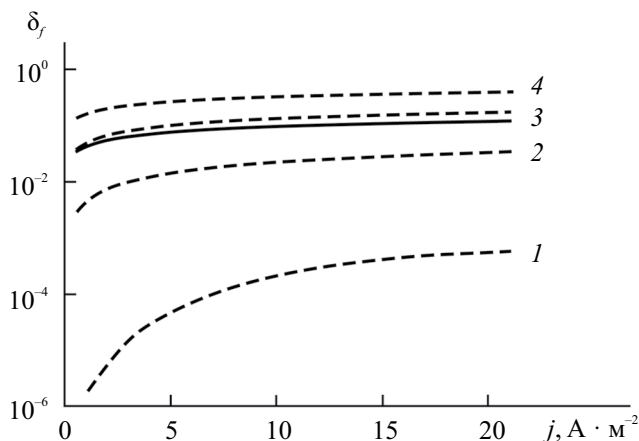
Соотношения (2)–(12) определяют эмиссионные свойства катода и характеристики катодного слоя тлеющего разряда при наличии на поверхности катода тонкой диэлектрической пленки переменной толщины.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

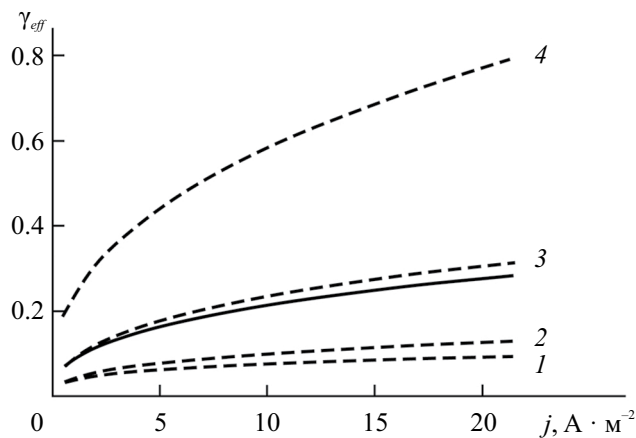
Вычисления проводили для разряда в аргоне при  $p = 133$  Па с алюминиевым катодом без диэлектрической пленки, с пленкой оксида алюминия толщиной  $H_f = 6$  нм на всей рабочей поверхности катода, а также с пленкой переменной толщины, имеющей 5 разных значений, равных 4, 5, 6, 7 и 8 нм, на ее различных участках с размерами  $L_k$  порядка 50 мкм (что обеспечивает выполнение условия (1)). Суммарные доли поверхности катода с каждым значением толщины пленки считались одинаковыми и равными 0.2 (т.е.  $H_{fk} = (3 + k)$  нм,  $\omega_k = 0.2$ , где  $k = 1, 2, 3, 4, 5$ ). В работе [27] показано, что в разряде не происходит пробой таких тонких оксидных пленок, обусловленный образованием в них электронных лавин.

Использовали следующие значения параметров [9, 10, 12, 22]:  $\phi_m = 4.5$  эВ,  $\chi_d = 2$  эВ,  $\beta = 3.8$ ,  $\lambda_{ek} = \lambda_{e0} (E_{f0}/E_{fk})^q$ ,  $\lambda_{e0} = 0.3$  нм,  $E_{f0} = 5 \cdot 10^8$  В/м,  $q = 0.65$ ,  $\Delta\epsilon = 0.125$  эВ,  $m_e^* = m_e$ ,  $\gamma_i = \gamma_{i0} (E_c/n)^{0.6}$ ,  $\gamma_{i0} = 0.025$ , где  $n$  – концентрация рабочего газа,  $E = E(d_c)$  – напряженность электрического поля у поверхности катода в разряде, причем величина отношения  $E/n$  в выражении для  $\gamma_i$  берется в кило-таунсендах ( $1 \text{ кТд} = 10^{-18} \text{ В} \cdot \text{м}^2$ ).

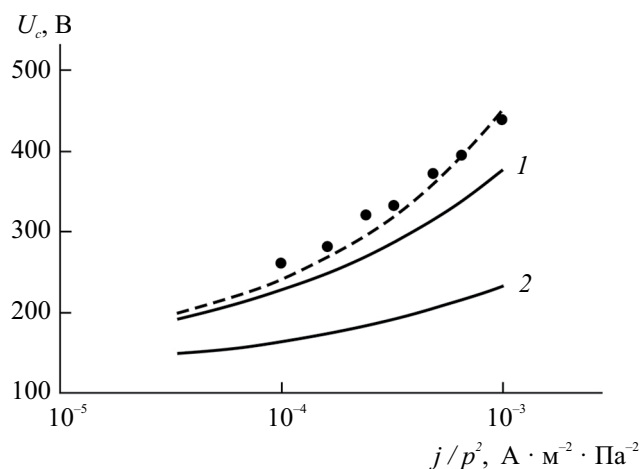
Рассчитанные зависимости эмиссионной эффективности  $\delta_{fk}$  и эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии  $\gamma_{effk}$  участков катода с различной толщиной пленки  $H_{fk}$ , а также их усредненных по поверхности катода значений  $\delta_f$  и  $\gamma_{eff}$ , от плотности разрядного тока изображены на рис. 1 и 2. Видно, что величины  $\delta_{fk}$  и  $\gamma_{effk}$  быстро возрастают с увеличением  $H_{fk}$  при заданной плотности разрядного тока  $j$ , так как в более толстой пленке эмиттированные из металлической подложки электроны, двигаясь под действием электрического поля с напряженностью  $E_{fk}$ , могут иметь у ее внешней границы более высокие энергии. Увеличение плотности разрядного тока  $j$  обуславливает дополнительный рост  $\delta_{fk}$  и  $\gamma_{effk}$  вследствие того, что при этом, как следует из (9), происходит увеличение напряженности  $E_{fk}$  электрического поля в пленке. Эмиссионная же эффективность наиболее тонких участков пленки с  $H_{f1} = 4$  нм, как следует из результатов расчетов, остается равной нулю (т.е.  $\delta_{f1} = 0$ ), поскольку энергия практически всех электронов, эмиттированных в них из подложки



**Рис. 1.** Зависимость от плотности разрядного тока эмиссионной эффективности участков диэлектрической пленки толщиной  $H_{fk}$  на поверхности катода (штриховые линии, 1 –  $H_{f2} = 5$  нм, 2 –  $H_{f3} = 6$  нм, 3 –  $H_{f4} = 7$  нм, 4 –  $H_{f5} = 8$  нм), а также ее величины, усредненной по поверхности катода (сплошная линия).



**Рис. 2.** Зависимость от плотности разрядного тока эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии участков катода с диэлектрической пленкой толщиной  $H_{fk}$  (штриховые линии, 1 –  $H_{f2} = 4$  нм и  $H_{f2} = 5$  нм, 2 –  $H_{f3} = 6$  нм, 3 –  $H_{f4} = 7$  нм, 4 –  $H_{f5} = 8$  нм), а также его величины, усредненной по поверхности катода (сплошная линия).



**Рис. 3.** Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда в аргоне с катодом без диэлектрической пленки (штриховая линия), с пленкой постоянной толщины (сплошная линия 1) и с пленкой переменной толщины (сплошная линия 2). Точки – экспериментальные значения катодного падения напряжения  $U_c$  в случае катода без пленки [28].

катода, остается у внешней границы пленки недостаточной для их выхода в разряд.

На рис. 3 приведены найденные вольтамперные характеристики разряда. Из него следует, что для разряда с катодом без диэлектрической пленки имеет место согласие результатов расчета с экспериментальными данными [28], подтверждающее удовлетворительную точность использованной

модели катодного слоя тлеющего разряда. Наличие на катоде диэлектрической пленки приводит к уменьшению катодного падения напряжения разряда  $U_c$  при той же плотности разрядного тока  $j$  из-за большего значения  $\gamma_{eff}$ . При этом в случае пленки постоянной толщины с  $H_f = 6$  нм снижение  $U_c$  имеет существенно меньшую величину, чем в случае переменной толщины пленки. Это объясняется тем, что эмиссионная эффективность пленки  $\delta_{fk}$  на  $k$ -м участке, как следует из (7), быстро возрастает с увеличением ее толщины  $H_{fk}$ . В результате основной вклад в увеличение эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{eff}$  вносят его участки с наибольшей толщиной пленки, и этот фактор нужно принимать во внимание при расчете характеристик разрядов с такими катодами.

При моделировании эмиссионных свойств катодов газоразрядных приборов в случае наличия на их поверхности более толстых диэлектрических пленок с  $H_{fk} > 10$  нм необходимо учитывать, что в таких пленках может происходить накопление отрицательного объемного заряда [29–32]. Это приводит к возникновению неоднородности распределения напряженности электрического поля по их толщине, обуславливающей снижение эмиссионной эффективности пленок и ухудшение эмиссионных свойств катодов [33].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, сформулирована модель катодного слоя тлеющего газового разряда при наличии на катоде диэлектрической пленки, толщина

которой имеет различные значения на разных участках его поверхности. В ней, наряду с ионно-электронной эмиссией с поверхности катода, принимается во внимание также полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием сильного электрического поля, создаваемого в пленке положительными зарядами, накапливающимися на ее поверхности в разряде. Исследовано влияние толщины различных участков пленки на их эмиссионную эффективность и эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии в разряде. Установлено, что значения этих величин быстро возрастают с увеличением толщины пленки вследствие того, что в более толстой пленке электроны, двигаясь под действием электрического поля, имеют у ее внешней границы более высокие энергии. Поэтому основной вклад в эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода вносят его участки с наибольшей толщиной пленки, что необходимо принимать во внимание при изучении характеристик разрядов с такими катодами.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Научно-исследовательского университета «Высшая школа экономики».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД "Интеллект", 2009. 736 с.
2. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010. 512 с.
3. Schwieger J., Baumann B., Wolff M. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2015. V. 655. Art. No. 012045.
4. Langer R., Garner R., Paul I. et al. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2016. V. 76. No. 1. Art. No. 10802.
5. Savoye E.D., Anderson D.E. // J. Appl. Phys. 1967. V 38. No. 8. P. 3245.
6. Riedel M., Düsterhöft H., Nagel F. // Vacuum. 2001. V. 61. P. 169.
7. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I., Prassitski V.V. // Vacuum. 2004. V. 73. P. 155.
8. Suzuki M., Sagawa M., Kusunoki T. et al. // IEEE Trans. ED. 2012. V. 59. No. 8. P. 2256.
9. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. // Vacuum. 2016. V. 129. P. 188.
10. Bondarenko G.G., Kristya V.I., Savichkin D.O. // Vacuum. 2018. V. 149. P. 114.
11. Кристья В.И., Мьо Ту Ха // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 5. С. 63; Kristya V.I., Myo Thi Ha // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2020. V. 14. No. 3. P. 490.
12. Кристья В.И., Мьо Ту Ха, Фишер М.Р. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 6. С. 846; Kristya V.I., Myo Thi Ha, Fisher M.R. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 6. P. 698.
13. Бондаренко Г.Г., Кристья В.И., Мьо Ту Ха, Фишер М.Р. // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2022. № 8. С. 25; Bondarenko G.G., Kristya V.I., Myo Thi Ha, Fisher M.R. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2022. V. 16. No. 4. P. 581.
14. Woodworth J.R., Aragon B.P., Hamilton T.W. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. No. 15. P. 1947.
15. Kim D., Economou D.J. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. No. 5. P. 2852.
16. Kim D., Economou D.J. // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. No. 7. P. 3311.
17. Бондаренко Г.Г., Кристья В.И., Йе Хаунг Тун // Изв. вузов. Физ. 2015. Т. 58. № 9. С. 99; Bondarenko G.G., Kristya V.I., Tun J.N. // Russ. Phys. J. 2016. V. 58. No. 9. P. 1313.
18. Phelps A.V., Petrović Z. Lj. // Plasma Sources Sci. Technol. 1999. V. 8. No. 3. P. R21.
19. Forbes R.G., Edgcombe C.J., Valdrè U. // Ultramicroscopy. 2003. V. 95. P. 57.
20. Hourdakakis E., Bryant G.W., Zimmerman N.M. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. No. 12. Art. No. 123306.
21. Sun L., Zhou W., Jiang W. et al. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2020. V. 53. No. 45. Art. No. 455201.
22. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1994. № 6. С. 93.
23. Xu N.S., Chen J., Deng S.Z. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. No. 17. P. 2463.
24. Klas M., Černák P., Borkhari A.F. et al. // Vacuum. 2021. V. 191. Art. No. 110327.
25. Forbes R.G. // J. Vac. Sci. Tech. B. 1999. V. 17. No. 2. P. 534.
26. Kusunoki T., Sagawa M., Suzuki M. et al. // IEEE Trans. ED. 2002. V. 49. No. 6. P. 1059.
27. Зыкова Е.В., Кучеренко Е.Т., Айвазов В.Я. // Радиотехн. и электрон. 1979. Т. 24. № 7. С. 1464.
28. Rózsa K., Gallagher A., Donkó Z. // Phys. Rev. E. 1995. V. 52. No. 1. P. 913.
29. Eckertova L. // Czech. J. Phys. B. 1989. V. 39. No. 5. P. 559.
30. Eckertova L. // Int. J. Electron. 1990. V. 69. No. 1. P. 65.
31. Hickmott T.W. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. No. 11. P. 7903.
32. Hickmott T.W. // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. No. 9. Art. No. 093703.
33. Кристья В.И., Мьо Ту Ха, Фишер М.Р. // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 4. С. 79; Kristya V.I., Myo Thi Ha, Fisher M.R. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2019. V. 13. No. 2. P. 339.

## **Modeling of influence of the insulating film thickness non-uniformity along the cathode surface on its emission properties in glow gas discharge**

**G. G. Bondarenko<sup>1</sup>, M. R. Fisher<sup>2</sup>, V. I. Kristya<sup>2, \*</sup>**

*<sup>1</sup>National Research University «Higher School of Economics», Moscow, 101000 Russia*

*<sup>2</sup>Bauman Moscow State Technical University, Kaluga Branch, Kaluga, 248000 Russia*

*\*e-mail: kristya@bmstu.ru*

A model of the cathode sheath of glow gas discharge at the existence of an insulating oxide film on the cathode surface, which thickness has non-equal values at its different sections, is formulated. An influence of the film thickness non-uniformity on the cathode effective ion-electron emission yield and discharge cathode sheath characteristics is investigated.