

УДК 537.525:621.32.032

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА КАТОДА С ТОНКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ В ТЛЕЮЩЕМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ И ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ РАЗРЯДА

© 2023 г. Г. Г. Бондаренко^а, *, В. И. Кристья^б, **, М. Р. Фишер^б, ***

^аНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
Москва, 101000 Россия

^бМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Калужский филиал, Калуга, 248000 Россия

*e-mail: gbondarenko@hse.ru

**e-mail: kristya@bmstu.ru

***e-mail: fishermr@bmstu.ru

Поступила в редакцию 29.06.2022 г.

После доработки 15.07.2022 г.

Принята к публикации 15.07.2022 г.

Сформулирована модель тлеющего газового разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки. В ней принимается во внимание, что при протекании разрядного тока вследствие бомбардировки катода ионами на пленке накапливаются положительные заряды, создающие в ней сильное электрическое поле. В результате начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в диэлектрик, которая при повышении его температуры переходит в термополевую эмиссию. Электроны двигаются в пленке, ускоряясь электрическим полем и тормозясь при столкновениях с фононами, и часть из них выходит из пленки в разряд, увеличивая эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода. Напряженность электрического поля в пленке находится из условия равенства плотности разрядного тока и плотности эмиссионного тока из подложки катода в пленку. Рассчитаны зависимости эмиссионной эффективности пленки, эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода и характеристик разряда от температуры катода. Показано, что уже при температуре, превышающей комнатную на несколько сотен градусов, термическое усиление полевой электронной эмиссии из металлической подложки в пленку может оказывать заметное влияние на эмиссионные свойства катода и вольт-амперную характеристику разряда.

Ключевые слова: тлеющий газовый разряд, катодное падение напряжения, диэлектрическая пленка, ионно-электронная эмиссия, полевая электронная эмиссия, термополевая электронная эмиссия, эмиссионная эффективность пленки, эффективный коэффициент электронной эмиссии катода, вольт-амперная характеристика разряда.

DOI: 10.31857/S1028096023010065, EDN: ВКРССЕ

ВВЕДЕНИЕ

В газоразрядных приборах тлеющего разряда, таких как газовые лазеры, после их включения происходит пробой рабочего газа в межэлектродном промежутке и возникает слаботочный разряд, который затем переходит в тлеющий вследствие возрастания плотности разрядного тока. Особенность тлеющего разряда – существование в нем тонкого положительно заряженного слоя плазмы вблизи катода с большой напряженностью электрического поля (в то время как в остальной части разряда она достаточно мала) и с падением напряжения U_c на нем (катодным паде-

нием напряжения) порядка 10^2 – 10^3 В [1, 2]. Величина U_c существенно зависит от эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода γ_{eff} , равного среднему числу электронов, которые эмиттируются с его поверхности в расчете на один падающий на нее из разряда ион. Уменьшение U_c приводит к снижению энергоемкости прибора и к увеличению его долговечности вследствие уменьшения напряженности электрического поля в катодном слое разряда, а, следовательно, энергии бомбардирующих катод частиц и интенсивности распыления катода [3, 4].

В приборах с металлическими электродами основным механизмом эмиссии с катода электронов, необходимых для поддержания разряда, является ионно-электронная эмиссия [1]. Снижение катодного падения напряжения разряда U_c в них может происходить при достижении величины напряженности электрического поля у катода порядка 10^9 В/м, что обуславливает возникновение полевой электронной эмиссии с его поверхности и увеличение $\gamma_{\text{эф}}$ [5–7]. Однако это возможно лишь при очень малом расстоянии между электродами, порядка 10 мкм (т.е. в микро-разрядах) [8–10] или при достаточно большом давлении рабочего газа, превосходящем 10^6 Па [11], что не характерно для многих типов газоразрядных приборов.

Один из способов увеличения $\gamma_{\text{эф}}$ и уменьшения U_c состоит в формировании на поверхности катода тонкой диэлектрической оксидной пленки [12–14]. Поэтому в состав материала электродов газоразрядных приборов часто включают оксиды металлов, являющиеся диэлектриками. В таком случае на поверхности металлического катода при его нагреве может формироваться тонкая диэлектрическая пленка, распыление материала которой ионами в разряде компенсируется его диффузией из объема электрода. В разряде в результате бомбардировки катода ионами на пленке накапливаются положительные заряды, что приводит к возникновению в ней электрического поля. Когда его напряженность достигает величины порядка 10^8 – 10^9 В/м, начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в диэлектрик. Такие электроны двигаются в пленке и, достигая ее внешней границы, нейтрализуют поверхностный заряд. Некоторая доля δ_f электронов, которая называется эмиссионной эффективностью пленки [15], имеет энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера на поверхности пленки, и выходит из нее, увеличивая $\gamma_{\text{эф}}$ и снижая U_c [16]. При нагреве катода в разряде [17] полевая электронная эмиссия из подложки в диэлектрическую пленку должна переходить в усиленную температурой полевую, а затем в термополевую эмиссию при произвольном межэлектродном расстоянии и давлении рабочего газа в приборе.

Расчет эмиссионных свойств металлических катодов и характеристик разряда при различных температурах и напряженности электрического поля возле их поверхности проводили в большом количестве работ [5, 6, 11, 18–22]. Для катодов с тонкими поверхностными диэлектрическими пленками этот вопрос рассматривали в [23, 24] лишь при температуре порядка комнатной, когда вклад термополевого механизма электронной эмиссии достаточно мал. Исследования же влияния усиленной температурой полевой электрон-

ной эмиссии на эмиссионные свойства катода с тонкой диэлектрической пленкой на поверхности в тлеющем разряде и на характеристики тлеющего разряда в более широком интервале температур катода не проводили.

В настоящей работе представлена модель катодного слоя тлеющего разряда в случае наличия на поверхности катода диэлектрической пленки заданной толщины и исследовано ее влияние на эмиссионные свойства катода и характеристики разряда при температурах, существенно превосходящих комнатную. Изучено, в частности, влияние термополевого электронной эмиссии из катода на вид вольт-амперной характеристики тлеющего разряда.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Пусть на плоском металлическом катоде газоразрядного прибора, нагретом в разряде до температуры T , находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной H_f . При бомбардировке катода ионами с плотностью тока j_i происходит эмиссия электронов с плотностью тока $f_{es}\gamma_i j_i$ [2, 25], где γ_i – коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода, $f_{es} = 1/(1 + v_e/4w_e)$ – доля эмиттированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность вследствие рассеяния на атомах рабочего газа, v_e – средняя скорость эмиттируемых катодом электронов, w_e – дрейфовая скорость электронов в газе у катода. В результате происходит накопление на внешней поверхности пленки положительного заряда, создающего в пленке электрическое поле с напряженностью E_f . Когда она достигает величины порядка 10^8 – 10^9 В/м, ширина потенциального барьера на границе металл–диэлектрик становится достаточно малой, и начинается туннелирование через него электронов, т.е. возникает электронная эмиссия из металла в зону проводимости диэлектрика. При $E_f < 10^9$ В/м и толщине пленки около 10 нм падение напряжения на ней, обусловленное зарядкой ее поверхности, имеет порядок 10 В, в то время как катодное падение напряжения тлеющего разряда составляет 100–200 В [1, 2]. Следовательно, зарядка пленки не оказывает существенного влияния на напряженность поля у катода и на движение эмиттируемых с катода электронов. После того как E_f достигает значения, при котором макроскопическая (усредненная по поверхности катода) плотность тока полевой эмиссии становится равной плотности разрядного тока, дальнейшее накопление поверхностного заряда на пленке прекращается, и все параметры разряда перестают зависеть от времени, т.е. он переходит в стационарный режим.

Будем считать, что координата z направлена перпендикулярно поверхности катода, причем

граница его металлической подложки и пленки находится в плоскости $z = 0$, а внешняя граница пленки совпадает с плоскостью $z = H_f$. Распределение эмиттированных в пленку электронов по продольной компоненте их энергии ε_z определяется выражением [5, 6]:

$$f_t(\varepsilon_z) = N(\varepsilon_z, T) D(\varepsilon_z, E_f), \quad (1)$$

в котором $N(\varepsilon_z, T)$ – функция распределения по ε_z туннелирующих электронов, $D(\varepsilon_z, E_f)$ – коэффициент проницаемости барьера.

Функция $f_t(\varepsilon_z)$ имеет максимум при некотором значении $\varepsilon_z = \varepsilon_{z\max}$ из интервала от ε_F до $\varepsilon_F + \varphi_m$, где ε_F и φ_m – энергия Ферми и работа выхода материала подложки. Поэтому основной вклад в термополевую эмиссию из металла в диэлектрик вносят электроны с энергией вблизи $\varepsilon_{z\max}$ [18, 22], для которых ширина барьера H_t определяется выражением:

$$H_t = ((\varepsilon_F + \varphi_m - \chi_d - \varepsilon_{z\max})/2eE_f) \times (1 + (1 - y_m^2)^{1/2}), \quad (2)$$

где $y_m = (ke^3E_f)^{1/2}/(\varepsilon_F + \varphi_m - \chi_d - \varepsilon_{z\max})$, $k = 1/(4\pi\varepsilon_0\varepsilon_f)$, χ_d и ε_f – электронное сродство и высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки, e – заряд электрона, ε_0 – диэлектрическая постоянная.

На границе металл–диэлектрик обычно существует некоторый рельеф, на вершинах которого происходит увеличение напряженности электрического поля, характеризующееся коэффициентом усиления поля β [26, 27]. Так как плотность эмиссионного тока экспоненциально зависит от E_f [6], можно считать, что при не очень высокой температуре катода усиленная температурой полевая электронная эмиссия происходит лишь с некоторой малой доли поверхности s_f вблизи вершин рельефа [28]. Для диэлектрических оксидных пленок нанометровой толщины характерные поперечные размеры элементов рельефа обычно намного превосходят толщину пленки [29]. Поэтому распределение напряженности поля в пленке по ее толщине можно считать однородным, т.е. $E_f = \beta U_f/(\varepsilon_f H_f)$, где U_f – падение напряжения на пленке.

Следовательно, макроскопическая (средняя по поверхности катода) плотность тока термополевой электронной эмиссии из подложки электрода в зону проводимости диэлектрика определяется соотношением:

$$j_f(H_t) = es_f \int_0^\infty f_t(\varepsilon_z) d\varepsilon_z. \quad (3)$$

Подстановка в него выражения (1) для $f_t(\varepsilon_z)$ дает [5, 6, 11]:

$$j_f(H_t) = \frac{4\pi em_e^* s_f k_B T}{h^3} (I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l)), \quad (4)$$

где

$$I_1(\varepsilon_l) = \int_0^{\varepsilon_l} \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{\varepsilon_z - \varepsilon_F}{k_B T} \right) \right) \times (1 + Q(\varepsilon_z, E_f))^{-1} d\varepsilon_z,$$

$$I_2(\varepsilon_l) = \int_{\varepsilon_l}^\infty \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{\varepsilon_z - \varepsilon_F}{k_B T} \right) \right) d\varepsilon_z,$$

$$Q(\varepsilon_z, E_f) = \exp \left(\frac{8\sqrt{2}\pi}{3h} \left(\frac{k^3 e^5 (m_e^*)^2}{E_f} \right)^{1/4} \frac{v(y)}{y^{3/2}} \right),$$

$$\varepsilon_l = \varepsilon_F + \varphi_m - \chi_d - (ke^3 E_f / 2)^{1/2},$$

$$y = (ke^3 E_f)^{1/2} / (\varepsilon_F + \varphi_m - \chi_d - \varepsilon_z),$$

$v(y)$ – функция, выражающаяся через эллиптические интегралы, m_e^* – эффективная масса электрона в диэлектрике, k_B – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка.

Электроны, эмиттированные из металла в пленку, двигаются к ее внешней границе. Они ускоряются электрическим полем и тормозятся при рассеянии на фононах [15]. В результате, как показано в [23], функция распределения потока электронов в пленке $f_e(z, \varepsilon_z)$ по продольной компоненте ε_z их энергии определяется выражением:

$$f_e(z, \varepsilon_z) = \sum_{n=0}^\infty f_n(z, \varepsilon_z - e\varphi(z) + n\Delta\varepsilon) = \sum_{n=0}^\infty \frac{(z - H_t)^n}{n! \lambda_e^n} \exp \left(-\frac{z - H_t}{\lambda_e} \right) \times f_t(\varepsilon_z + n\Delta\varepsilon - e\varphi(z)), \quad (5)$$

где $f_n(z, \varepsilon_z)$ – энергетическое распределение электронов, претерпевших в пленке n столкновений до точки с координатой z , $\Delta\varepsilon$ и λ_e – энергия, теряемая электроном при столкновении с фононом, и средняя длина его пробега вдоль оси z между столкновениями.

Поэтому эмиссионная эффективность пленки, равная отношению плотностей электронного тока вне и внутри пленки $j_e(H_f)$ и $j_f(H_t)$, может быть найдена из соотношения [23]:

$$\delta_f = \frac{j_e(H_f)}{j_f(H_f)} = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \times \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \frac{\int_0^{\varepsilon_{0n}} f_l(\varepsilon_z) d\varepsilon_z}{\int_0^{\infty} f_l(\varepsilon_z) d\varepsilon_z}, \quad (6)$$

где $H_0 = H_f - H_i$, $\varepsilon_{0n} = \varepsilon_f + \varphi_m - (e\varphi(H_f) - n\Delta\varepsilon)$, $\varphi(z) = E_f z + ke/4z$ – распределение потенциала электрического поля в пленке. Если величина ε_{0n} получается отрицательной, нужно использовать значение $\varepsilon_{0n} = 0$, так как в рассматриваемых условиях электроны, испытавшие n столкновений при движении в пленке, имеют энергию, достаточную для выхода из нее в разряд.

После подстановки в (6) выражения (1) оно принимает вид [30]:

$$\delta_f = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \frac{B_n(E_f, T)}{A(E_f, T)}, \quad (7)$$

где

$$A(E_f, T) = I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l),$$

$$B_n(E_f, T) =$$

$$= \begin{cases} 0 & \text{при } \varepsilon_{0n} < 0 \\ I_1(\varepsilon_{0n}) & \text{при } 0 < \varepsilon_{0n} < \varepsilon_l. \\ I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l) - I_2(\varepsilon_{0n}) & \text{при } \varepsilon_{0n} > \varepsilon_l \end{cases}$$

Плотность тока туннелировавших в пленку электронов, которые выходят из нее в разряд, как следует из (6), равна:

$$j_e = j_e(H_f) = \delta_f j_f(H_f). \quad (8)$$

В результате возрастает эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода, который определяется выражением [16]:

$$\gamma_{\text{eff}} = (\gamma_{ie} + \delta_{ie}) / (1 - \delta_{ie}), \quad (9)$$

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

Напряженность электрического поля в пленке E_f в установившемся режиме разряда может быть найдена из условия равенства плотности разрядного тока $j = (1 + \gamma_{\text{eff}}) j_i$ и плотности тока электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку [24, 31]:

$$j = j_f(H_f). \quad (10)$$

Уравнения же катодного слоя тлеющего разряда имеют вид [1, 2, 24, 32–34]:

$$\int_{H_f}^{d_c + H_f} \alpha(z) dz = \ln(1 + 1/\gamma_{\text{eff}}), \quad (11)$$

$$j/p^2 = (1 + \gamma_{\text{eff}}) K U_c^{3/2} / (pd_c)^{5/2}, \quad (12)$$

$$U_c + E_f H_f + RSj = U_0, \quad (13)$$

где $K = 4\varepsilon_0(ep\lambda_c/M_i)^{1/2}$, λ_c – длина перезарядки иона в газе, M_i – масса иона, p – давление рабочего газа, $\alpha(z) = A p \exp(-Bp/E(z))$ – ионизационный коэффициент рабочего газа, A и B – постоянные для данного рода газа, $E(z) = 2U_c(d_c + H_f - z)/d_c^2$ – распределение напряженности электрического поля в катодном слое разряда, d_c – длина катодного слоя, S – площадь части поверхности катода, занятой разрядом, R – величина балластного сопротивления в разрядной цепи, U_0 – приложенное к разрядной цепи внешнее напряжение, от которого, как следует из (13), зависит плотность разрядного тока.

Соотношения (1)–(13) определяют характеристики катодного слоя тлеющего разряда при наличии на поверхности катода тонкой диэлектрической пленки и позволяют оценить влияние усиленной температурой полевой электронной эмиссии на их значения и на вольт-амперную характеристику разряда.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Вычисления проводили для разряда в аргоне при $p = 133$ Па с алюминиевым катодом без диэлектрической пленки и с пленкой оксида алюминия при следующих значениях параметров [15, 23, 24]: $\varphi_m = 4.5$ эВ, $\chi_d = 2$ эВ, $\varepsilon_f = 3$, $\lambda_e = \lambda_{e0}(E_{f0}/E_f)^q$, $\lambda_{e0} = 0.3$ нм, $E_{f0} = 5 \times 10^8$ В/м, $q = 0.65$, $\Delta\varepsilon = 0.125$ эВ, $m_e^* = m_e$, $\gamma_i = \gamma_{i0}(E_c/n)^{0.6}$, $\gamma_{i0} = 0.025$, где m_e – масса электрона в вакууме, n – концентрация рабочего газа, $E_c = E(H_f)$ – напряженность электрического поля у поверхности катода в разряде, причем величина отношения E_c/n в выражении для γ_i берется в килоаунсендах ($1 \text{ кТд} = 10^{-18} \text{ В} \cdot \text{м}^2$). Использовали значения коэффициентов $\beta = 3.8$ и $s_f = 10^{-3}$ [23, 35], а также аналитические аппроксимации интегралов $I_1(\varepsilon_1)$, $I_2(\varepsilon_2)$ и функции $v(y)$, предложенные в [11, 36]. Толщину H_f диэлектрической пленки считали равной 6 нм, поскольку, как показано в [37], в разряде не происходит пробой таких тонких пленок, обусловленный образованием в них электронных лавин.

Расчитанные при $j/p^2 = 5 \times 10^{-4}$ А/(м · Па)² зависимости эмиссионной эффективности пленки δ_f , эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода γ_{eff} , напряженности электрического поля у поверхности катода в разряде E_c и в пленке E_f от температуры T катода с пленкой приведены на рис. 1. Из него следует, что при увеличении температуры до 500 К эмиссионные характеристики катода изменяются незначительно, так как механизм электронной эмиссии

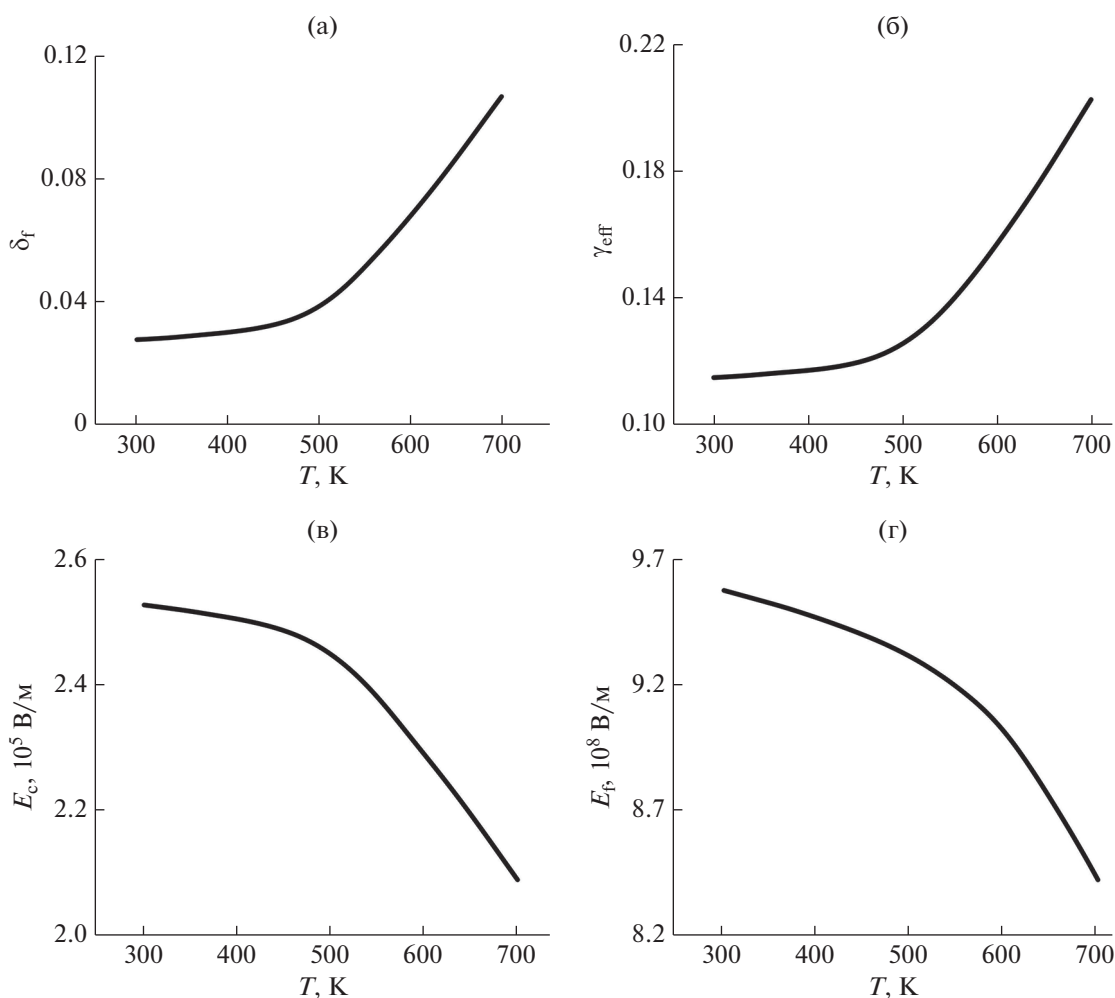


Рис. 1. Зависимости от температуры эмиссионной эффективности диэлектрической пленки (а), эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода (б), напряженности электрического поля у поверхности катода в разряде (в) и в диэлектрической пленке (г).

из подложки катода в пленку остается полевым. При дальнейшем же повышении температуры заметно возрастает энергия эмиттируемых в диэлектрик электронов, что приводит к увеличению эмиссионной эффективности пленки δ_f и, как следует из (9), к возрастанию эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода γ_{eff} . Это обуславливает некоторое уменьшение величины E_c , приводящее, как показывают расчеты, лишь к незначительному снижению доли f_{es} эмиттированных с катода электронов, которые не возвращаются на его поверхность, что не оказывает заметного влияния на γ_{eff} и U_c . Происходит также некоторое уменьшение E_f , поскольку при более высокой температуре катода вследствие усиления полевой электронной эмиссии условие (10) выполняется при меньшей напряженности электрического поля в пленке.

Из рис. 2, где изображены вольт-амперные характеристики разряда $U_c(j)$, видно, что в случае разряда с катодом без диэлектрической пленки имеет место согласие результатов расчета (штриховая линия) с экспериментальными данными [38] (точки), подтверждающее удовлетворительную точность использованной модели катодного слоя тлеющего разряда. Наличие же на катоде тонкой диэлектрической пленки обуславливает существенное снижение U_c при той же плотности разрядного тока вследствие большего значения γ_{eff} . С увеличением температуры катода величина снижения U_c , а значит и E_c , возрастает из-за увеличения вклада усиленной полевой электронной эмиссии в эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода. Это должно приводить к уменьшению энергии бомбардирующих катод ионов рабочего газа, к уменьшению интен-

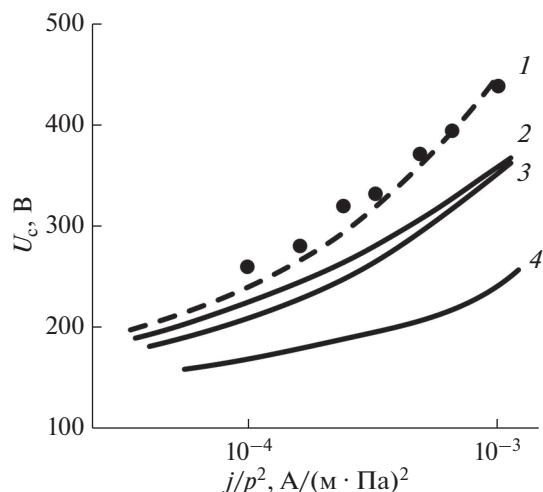


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда с катодом без диэлектрической пленки (штриховая линия) и с пленкой (сплошные линии) при 300 (1, 2), 500 (3) и 700 К (4). Точки – экспериментальные значения U_c в случае катода без пленки [38].

сивности его распыления в разряде и к увеличению долговечности прибора.

Таким образом, термополевой механизм эмиссии электронов из металлической подложки катода в его тонкую поверхностную диэлектрическую пленку может заметно влиять на процессы, протекающие у поверхности катода в газовом разряде, уже при температуре, превосходящей комнатную на несколько сотен градусов. Следовательно, его необходимо принимать во внимание при моделировании процессов в разрядах с такими катодами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сформулирована модель тлеющего газового разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки заданной толщины. В ней наряду с ионно-электронной эмиссией с поверхности катода принимается во внимание также термополевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием сильного электрического поля, создаваемого в условиях разряда накапливающимися в пленке положительными зарядами. Рассчитаны зависимости эмиссионных параметров катода и характеристик разряда от температуры. Показано, что уже при температуре катода, превышающей комнатную на несколько сотен градусов, термополевой механизм электронной эмиссии может обуславливать заметное улучшение его эмиссионных свойств и существенное снижение катодного падения напряжения разряда. Поэтому такой механизм необходимо учитывать при моделировании

характеристик тлеющего разряда в случае наличия на катоде тонких диэлектрических пленок.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Научно-исследовательского университета “Высшая школа экономики”.

Конфликт интересов: авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

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. С.-Пб.: Лань, 2010. 512 с.
3. Byszewski W.W., Li Y.M., Budinger A.B., Gregor P.D. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. № 4. P. 720. <https://www.doi.org/10.1088/0963-0252/5/4/014>
4. Hadrath S., Beck M., Garner R.C., Lieder G., Ehlbeck J. // J. Phys. D. 2007. V. 40. № 1. P. 163. <https://www.doi.org/10.1088/0022-3727/40/1/009>
5. Murphy E.L., Good R.H. // Phys. Rev. 1956. V. 102. № 6. P. 1464. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.102.1464>
6. Modinos A. Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy. N.Y.: Springer Science, 1984. 376 p.
7. Ptitsin V.E. // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 291. P. 012019. <https://www.doi.org/10.1088/1742-6596/291/1/012019>
8. Radmilović-Radjenović M., Radjenović B. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. № 2. P. 024005. <https://www.doi.org/10.1088/0963-0252/17/2/024005>
9. Venkatraman A. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. № 19. P. 194101. <https://www.doi.org/10.1063/1.4876606>
10. Haase J.R., Go D.B. // J. Phys. D. 2016. V. 49. № 5. P. 055206. <https://www.doi.org/10.1088/0022-3727/49/5/055206>
11. Benilov M.S., Benilova L.G. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. № 6. 063307. <https://www.doi.org/10.1063/1.4818325>
12. Riedel M., Düsterhöft H., Nagel F. // Vacuum. 2001. V. 61. № 2–4. P. 169. [https://www.doi.org/10.1016/S0042-207X\(01\)00112-9](https://www.doi.org/10.1016/S0042-207X(01)00112-9)
13. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I., Prassitski V.V. // Vacuum. 2004. V. 73. P. 155. <https://www.doi.org/10.1016/j.vacuum.2003.12.004>
14. Hadrath S., Ehlbeck J., Lieder G., Sigener F. // J. Phys. D. 2005. V. 38. № 17. P. 3285. <https://www.doi.org/10.1088/0022-3727/38/17/S33>
15. Suzuki M., Sagawa M., Kusunoki T., Nishimura E., Ike-da M., Tsuji K. // IEEE Trans. Electron Devices. 2012. V. 59. № 8. P. 2256. <https://www.doi.org/10.1109/TED.2012.2197625>
16. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. // Vacuum. 2016. V. 129. P. 188. <https://www.doi.org/10.1016/j.vacuum.2016.01.008>
17. Doughty D.K., Den Hartog E.A., Lawler J.E. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. № 4. P. 352. <https://www.doi.org/10.1063/1.95628>

18. *Jensen K.L.* // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 102. № 2. P. 024911.
<https://www.doi.org/10.1063/1.2752122>
19. *Dionne M., Coulombe S., Meunier J.-L.* // *J. Phys. D.* 2008. V. 41. № 24. P. 245304.
<https://www.doi.org/10.1088/0022-3727/41/24/245304>
20. *Егоров Н.В., Шешин Е.П.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2017. № 3. С. 5.
<https://www.doi.org/10.7868/S0207352817030088>
21. *Holgate J.T., Coppins M.* // *Phys. Rev. Appl.* 2017. V. 7. № 4. P. 044019.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevApplied.7.044019>
22. *Jensen K.L.* // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 126. № 6. P. 065302.
<https://doi.org/10.1063/1.5109676>
23. *Bondarenko G.G., Kristya V.I., Savichkin D.O.* // *Vacuum.* 2018. V. 149. P. 114.
<https://www.doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.12.028>
24. *Крестя В.И., Мьо Ту Ха, Фишер М.Р.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 6. С. 846.
<https://www.doi.org/10.31857/S0367676520060149>
25. *Phelps A.V., Petrović Z.Lj.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1999. V. 8. № 3. P. R21.
<https://www.doi.org/10.1088/0963-0252/8/3/201>
26. *Forbes R.G.* // *Solid-State Electronics.* 2001. V. 45. № 6. P. 779.
[https://www.doi.org/10.1016/S0038-1101\(00\)00208-2](https://www.doi.org/10.1016/S0038-1101(00)00208-2)
27. *Rumbach P., Go D.B.* // *J. Appl. Phys.* 2012. V. 112. № 10. P. 103302.
<https://www.doi.org/10.1063/1.4764344>
28. *Бондаренко Г.Г., Фишер М.Р., Мьо Ту Ха, Крестя В.И.* // *Изв. вузов. Физика.* 2019. Т. 62. № 1. С. 72.
29. *Kusunoki T., Sagawa M., Suzuki M., Ishizaka A., Tsuji K.* // *IEEE Trans. Electron Devices.* 2002. V. 49. № 6. P. 1059.
<https://www.doi.org/10.1109/TED.2002.1003743>
30. *Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I., Bondariev V.* // *High Temp. Material Proc.* 2022. V. 26. № 1. P. 17.
<https://www.doi.org/10.1615/HighTempMatProc.2021041820>
31. *Крестя В.И., Мьо Ту Ха* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 5. С. 63.
<https://www.doi.org/10.31857/S1028096020030103>
32. *Arhipenko V.I., Kirillov A.A., Safronau Y.A., Simonchik L.V., Zgirouski S.M.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2009. V. 18. № 4. P. 045013.
<https://www.doi.org/10.1088/0963-0252/18/4/045013>
33. *Крестя В.И., Фишер М.Р.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2012. Т. 76. № 5. С. 673.
34. *Крестя В.И., Йе Хаунг Тун* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2014. Т. 78. № 6. С. 752.
<https://www.doi.org/10.7868/S0367676514060179>
35. *Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А., Степанов В.А., Чиркин М.В.* // Поверхность. Физика, химия, механика. 1994. № 6. С. 93.
36. *Forbes R.G.* // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. № 11. P. 113122.
<https://www.doi.org/10.1063/1.2354582>
37. *Зыкова Е.В., Кучеренко Е.Т., Айвазов В.Я.* // *Радиотехника и электроника.* 1979. Т. 24. № 7. С. 1464.
38. *Rózsa K., Gallagher A., Donkó Z.* // *Phys. Rev. E.* 1995. V. 52. № 1. P. 913.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.52.913>

Modeling of the Influence of Temperature on the Emission Properties of a Cathode with a Thin Insulating Film in a Glow Gas Discharge and the Discharge Voltage—Current Characteristic

G. G. Bondarenko^{1, *}, V. I. Kristya^{2, **}, M. R. Fisher^{2, ***}

¹National Research University Higher School of Economics, Moscow, 101000 Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Kaluga Branch, Kaluga, 248000 Russia

*e-mail: gbondarenko@hse.ru

**e-mail: kristya@bmstu.ru

***e-mail: fishermr@bmstu.ru

A model of glow gas discharge in the presence of a thin insulating film on the cathode is formulated. It takes into account that under discharge current flow, due to the bombardment of the cathode by ions, positive charges accumulate on the film and generate strong electric field in it. As a result, field emission of electrons from the cathode metal substrate into the film starts, which, with an increase in its temperature, transforms into thermal-field emission. Electrons move in the film, being accelerated by the electric field and decelerated in collisions with phonons, and some of them leave the film into the discharge, increasing the effective ion-electron emission yield of the cathode. The electric field strength in the film is determined from the condition that the density of the discharge current and the density of the emission current from the cathode metal substrate into the film are equal. The dependences of the film emission efficiency, the effective ion-electron emission yield of the cathode, and the discharge characteristics on the cathode temperature are calculated. It is shown that already at a temperature exceeding room temperature by several hundred degrees, the temperature enhancement of field electron emission from the metal substrate into the film can noticeably influence the cathode emission properties and the discharge voltage-current characteristic.

Keywords: glow gas discharge, cathode voltage drop, insulating film, ion-electron emission, field electron emission, thermal-field electron emission, film emission efficiency, cathode effective electron emission yield, discharge voltage-current characteristic.