

УДК 537.525:621.32.032

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ТОЛЩИНЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА НА ЕГО НАГРЕВ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

© 2025 г. Г. Г. Бондаренко^{a,*}, М. Р. Фишер^{b,**}, В. И. Кристя^{b,***}

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

^bМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, 105005 Россия

*e-mail: gbondarenko@hse.ru

**e-mail: fishermr@bmstu.ru

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

Поступила в редакцию 23.06.2024 г.

После доработки 18.08.2024 г.

Принята к публикации 18.08.2024 г.

Сформулирована модель катодного слоя тлеющего газового разряда при наличии на катоде диэлектрической пленки, толщина которой различна на разных участках его поверхности, причем на части поверхности она может отсутствовать. Модель учитывает ионно-электронную эмиссию с поверхности катода, термополевую электронную эмиссию из подложки катода в пленку и термическую электронную эмиссию с участков катода без пленки. Показано, что при нагреве катода эмиссионная эффективность пленки, эффективный коэффициент электронной эмиссии катода и плотность разрядного тока уменьшаются, так как при этом снижается напряженность электрического поля в пленке, обеспечивающая необходимую для поддержания разряда плотность тока термополевой электронной эмиссии из подложки катода в пленку. Поэтому, когда на всей рабочей поверхности катода находится диэлектрическая пленка, тлеющий разряд долго не переходит в дуговой. Если же на некоторой ее части пленка отсутствует, то после нагрева катода до достаточно высокой температуры с нее начинается термическая эмиссия электронов, которые покидают поверхность катода и увеличивают его эффективный коэффициент электронной эмиссии и плотность разрядного тока. Это обуславливает более интенсивный нагрев катода и ускоренный переход тлеющего разряда в дуговой.

Ключевые слова: тлеющий газовый разряд, диэлектрическая пленка на катоде, температура катода, ионно-электронная эмиссия, термополевая электронная эмиссия, эмиссионная эффективность пленки, эффективный коэффициент электронной эмиссии катода, переход тлеющего разряда в дуговой разряд.

DOI: 10.31857/S1028096025010117, **EDN:** AAPUXS

ВВЕДЕНИЕ

В приборах дугового разряда (например, в осветительных лампах) после их включения происходит пробой рабочего газа в межэлектродном промежутке, и сначала зажигается тлеющий разряд, в котором катодное падение напряжения порядка 10^2 В, а эмиссия с катода электронов,

необходимых для поддержания разряда, происходит вследствие его бомбардировки ионами, образующимися в разрядном объеме при ионизации атомов рабочего газа [1–3]. Через некоторое время температура катода в результате его нагрева потоком тепла, поступающего из катодного слоя разряда, достигает значений, при которых возможна

термическая электронная эмиссия, и разряд переходит в дуговой с катодным падением напряжения порядка 10 В [4, 5]. Срок службы приборов в значительной степени определяется процессом распыления катода ионами и быстрыми атомами до перехода разряда в дуговой, так как в режиме их периодических включений и выключений он существенно меньше, чем в непрерывном режиме работы [6, 7]. Поэтому одно из направлений усовершенствования таких приборов состоит в уменьшении промежутка времени до возникновения в них дугового разряда.

Тлеющий разряд может быстрее переходить в дуговой в случае достижения напряженности электрического поля у катода порядка 10^9 В/м, что приводит к возникновению полевой электронной эмиссии с его поверхности и к значительному возрастанию разрядного тока в отсутствие термоэмиссии [8–10]. Однако в разряде с металлическим катодом это возможно лишь при расстоянии между электродами порядка 10 мкм (т.е. в микро-разрядах) [11, 12] или при достаточно высоких давлениях рабочего газа, превосходящих 10^6 Па [13], что не имеет места во многих типах газоразрядных приборов.

Эмиссионные свойства катода улучшаются, а переход тлеющего разряда в дуговой облегчается при наличии на поверхности катода оксидных включений [14, 15]. Поэтому в состав материала электродов приборов дугового разряда часто добавляют оксиды металлов, такие как BaO, MgO, Al_2O_3 , являющиеся диэлектриками [16–19]. В результате на их поверхности могут формироваться тонкие диэлектрические пленки, испарение вещества которых в разряде компенсируется его диффузией из объема электрода. При протекании разрядного тока в результате бомбардировки катода ионами на пленке накапливаются положительные заряды, что приводит к возникновению в ней электрического поля. Когда его напряженность достигает величины порядка 10^9 В·м⁻¹, начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку. Такие электроны двигаются в пленке и, достигая ее внешней границы, нейтрализуют поверхностный заряд, что приводит к установлению стационарного режима разряда. Некоторая доля таких электронов, которая называется эмиссионной эффективностью пленки [20], может иметь энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера на поверхности пленки, и выходить из нее в разрядный объем, увеличивая эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода. В процессе его нагрева полевая электронная эмиссия может переходить в термополевую, а затем в термиче-

скую при произвольных величинах межэлектродного расстояния и давления газа в приборе.

Эмиссионные свойства металлических катодов при различных температурах и значениях напряженности электрического поля возле их поверхности исследованы в большом количестве работ [8, 10, 13, 21, 22]. Для катодов с тонкими поверхностными диэлектрическими пленками этот вопрос рассматривали в [23, 24] в предположении постоянной толщины пленки вдоль всей рабочей поверхности катода. Оценка влияния неравномерности толщины пленки на эмиссионные свойства катода выполнена в [25] лишь при температуре, близкой к комнатной, когда вклад термополевого механизма электронной эмиссии мал. Исследования же характеристик катодов с диэлектрической пленкой переменной толщины в широком интервале температур до настоящего времени не проводились.

В настоящей работе предложена модель тлеющего газового разряда при наличии на рабочей поверхности катода или на ее части диэлектрической пленки, толщина которой изменяется по ее длине. Изучено влияние этого фактора на эмиссионные свойства катода в широком интервале температур и на характеристики катодного слоя разряда.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Пусть на части рабочей поверхности металлического катода газоразрядного прибора находится диэлектрическая оксидная пленка, толщина которой разная на ее различных участках, а на остальной части поверхности имеется лишь монослой оксида, т.е. диэлектрическая пленка отсутствует. Для оценки влияния этого фактора на эмиссионные свойства катода в разряде будем считать, что на участках его поверхности, характерные размеры которых равны L_k , толщина пленки равна H_{fk} , а суммарная доля поверхности катода с такой толщиной пленки равна ω_k , где $k = 0, 1, 2, \dots, N$, а N — количество различных толщин пленки. На участках же поверхности катода, характерные размеры которых равны L_0 , пленка отсутствует, т.е. $H_{j0} = 0$, а суммарная доля поверхности катода без пленки равна ω_0 . Как показано в [26–28], при наличии на поверхности катода неоднородностей рельефа, или различной толщине диэлектрической пленки, нарушение однородности распределения электрического поля у его поверхности возможно лишь вблизи таких неоднородностей. Поэтому при $H_{fk} \ll L_k$ это может происходить только у границ участков с различной толщиной пленки, т.е. распределе-

ние напряженности электрического поля вдоль поверхности катода можно считать кусочно-однородным. Если L_k существенно меньше длины λ_c перезарядки бомбардирующих катод ионов на атомах рабочего газа, т.е. при

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

где d_c — длина катодного слоя разряда, то неоднородности распределений всех величин вдоль поверхности катода достаточно малы и сосредоточены в тонком приповерхностном слое толщиной L_k [29]. Поэтому они слабо влияют на характеристики катодного слоя тлеющего разряда, которые могут быть найдены из его одномерной модели. Если считать, что ось z направлена перпендикулярно поверхности катода и граница катодного слоя разряда совпадает с плоскостью $z = 0$, а катод расположен в плоскости $z = d_c$, то ее уравнения можно записать в виде [4, 30, 31]:

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

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

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

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

где j — плотность разрядного тока, j_i — плотность ионного тока у поверхности катода, $K = 4\epsilon_0 \times (ep\lambda_c/M_i)^{1/2}$, M_i и p — масса иона рабочего газа и его давление в разрядном объеме соответственно, $\alpha(z) = A \exp(-Bp/E(z))$ — ионизационный коэффициент рабочего газа, A и B — постоянные для газа, γ_{eff} — эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода, $E(z) = 2U_c z/d_c^2$ — распределение напряженности электрического поля в катодном слое разряда, S — площадь поверхности катода, занятой разрядом, R — величина балластного сопротивления в разрядной цепи, U_c — катодное падение напряжения, U_0 — приложенное к разрядной цепи внешнее напряжение, от которого зависит плотность разрядного тока, e — заряд электрона, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

В разряде катод бомбардируют ионы, плотность тока которых равна j_i . В результате с его поверхности происходит эмиссия электронов с плотностью тока $f_{es}\gamma_i j_i$ [4, 32], где γ_i — коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода, $f_{es} = 1/(1 + \bar{v}/4w_e)$ — доля эмитированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность вследствие рассеяния на атомах ра-

бочего газа, \bar{v} — средняя скорость эмитируемых 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 напряженностью E_{fk} . Когда она достигает величины порядка $10^9 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$, начинается туннелирование электронов через потенциальный барьер на границе металл-диэлектрик [20, 23]. Нужно учитывать, что на ней обычно существует некоторый рельеф, на вершинах которого происходит увеличение напряженности электрического поля, характеризующееся коэффициентом усиления поля β [33, 34]. Поэтому при расчете эмиссии электронов в пленку напряженность электрического поля в ней вблизи поверхности подложки можно считать равной $E_{f0k} = \beta E_{fk}$ [8, 35, 36].

Для участков поверхности катода, на которых находится диэлектрическая пленка, макроскопическая (усредненная по поверхности k -го участка катода) плотность тока j_{fk} термополевой электронной эмиссии из подложки электрода в зону проводимости диэлектрика, эмиссионная эффективность пленки δ_{fk} на k -м участке катода и плотность тока j_{ek} электронов, выходящих из него в разряд, определяются выражениями [31]:

$$j_{fk}(H_{fk}) = \frac{4\pi e m_e^* k_B T}{h^3} [I_1(\epsilon_{fk}) + I_2(\epsilon_{fk})], \quad (6)$$

$$\delta_{fk} = 1 - \exp\left(-\frac{H_{0k}}{\lambda_{ek}}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_{0k}^n}{n! \lambda_{ek}^n} \frac{B_n(E_{f0k}, T)}{A(E_{f0k}, T)}, \quad (7)$$

$$j_{ek} = j_e(H_{fk}) = \delta_{fk} j_{fk}(H_{fk}), \quad (8)$$

где

$$A(E_{f0k}, T) = I_1(\epsilon_{fk}) + I_2(\epsilon_{fk}),$$

$$B_n(E_{f0k}, T) = \begin{cases} 0 & \text{при } \epsilon_{0nk} \leq 0, \\ I_1(\epsilon_{0nk}) & \text{при } 0 < \epsilon_{0nk} < \epsilon_{fk}, \\ I_1(\epsilon_{fk}) + I_2(\epsilon_{fk}) - I_2(\epsilon_{0nk}) & \text{при } \epsilon_{0nk} \geq \epsilon_{fk}. \end{cases}$$

$$I_1(\epsilon_{fk}) = \int_0^{\epsilon_{fk}} \ln\left(1 + \exp\left(-\frac{\epsilon_z - \epsilon_F}{k_B T}\right)\right) \times \\ \times (1 + Q(\epsilon_z, E_{f0k}))^{-1} d\epsilon_z,$$

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

$$Q(\varepsilon_z, E_{f0k}) = \exp \left[\frac{8\sqrt{2}\pi}{3h} \left(\frac{k_e^3 e^5 (m_e^*)^2}{E_{f0k}} \right)^{1/4} \frac{v(y_{0k})}{y_{0k}^{3/2}} \right],$$

$$\varepsilon_{lk} = \varepsilon_F + \Phi_m - \chi_d - (k_e e^3 E_{f0k} / 2)^{1/2},$$

$$\varepsilon_{0nk} = \varepsilon_F + \Phi_m - (e E_{f0k} H_{0k} - n \Delta \varepsilon),$$

$$y_{0k} = (k_e e^3 E_{f0k})^{1/2} / (\varepsilon_F + \Phi_m - \chi_d - \varepsilon_z),$$

$$k_e = 1/4\pi\varepsilon_0\varepsilon_f,$$

T — температура катода, $H_{0k} = H_{fk} - H_{lk}$, H_{lk} — длина туннелирования электронов через барьер на границе подложки с пленкой, $v(y)$ — функция, выражающаяся через эллиптические интегралы, λ_{ek} и $\Delta\varepsilon$ — средняя длина пробега электрона в диэлектрической пленке между его столкновениями с фононами и теряемая при таком столкновении энергия соответственно, m_e^* — эффективная масса электрона в диэлектрике, ε_F и Φ_m — энергия Ферми и работа выхода материала подложки соответственно, χ_d и ε_f — электронное сродство и высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки соответственно, k_B — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка; если величина ε_{0nk} получается отрицательной, то нужно использовать значение $\varepsilon_{0nk} = 0$, поскольку 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 δ_{fk} .

В результате возрастает эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии k -го участка катода, который равен [20, 23]:

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

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

Напряженность электрического поля E_{fk} на участке пленки толщиной H_{fk} в установившемся режиме разряда может быть найдена из условия равенства плотности разрядного тока у его поверхности и плотности тока термополевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку [30, 31]:

$$(1 + \gamma_{\text{eff}k}) j_i = j_{fk}(H_{fk}). \quad (10)$$

Возле участков же поверхности катода без диэлектрической пленки напряженность электрического поля равна напряженности поля у поверхности катода в разряде $E_c = 2U_c/d_c$, т.е. она на несколько порядков меньше напряженности поля в пленке. Поэтому с таких участков, кроме ионно-электронной эмиссии, может происходить только термическая эмиссия при достаточно высокой температуре катода, плотность тока которой определяется выражением [37]:

$$j_{f0} = \frac{4\pi m_e s_f (k_B T)^2}{h^3} \exp \left(-\frac{\Phi_m - \chi_d - \sqrt{ke^3 E_c}}{k_B T} \right), \quad (11)$$

где m_e — масса электрона, и так как все электроны, эмитируемые с таких участков катода, покидают его поверхность, можно считать, что $j_{e0} = j_{f0}$ и $\gamma_{\text{eff}0} = f_{es} \gamma_i + f_{es} j_{f0}/j_i$.

Усредненные же по поверхности катода эмиссионная эффективность пленки, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода и плотность тока электронной эмиссии определяются выражениями:

$$\delta_f = \sum_{k=1}^N \omega_k \delta_{fk}, \quad (12)$$

$$\gamma_{\text{eff}} = \sum_{k=0}^N \omega_k \gamma_{\text{eff}k}, \quad (13)$$

$$j_e = \sum_{k=0}^N \omega_k j_{ek}. \quad (14)$$

Если все тепло, выделяемое при протекании тока в катодном слое разряда, поглощается катодом, размеры катода достаточно малы, так что разряд заполняет всю его поверхность, а температура T во всем его объеме V одинакова, то уравнение теплового баланса катода, определяющее зависимость T от времени t , имеет вид:

$$cV\rho \frac{dT}{dt} = j_i S [(1 + \gamma_{\text{eff}}) U_c + U_i - (1 + \gamma_{\text{eff}}) \Phi_m] - \vartheta \sigma T^4 S, \quad (15)$$

причем $T(0) = T_0$, U_i — потенциал ионизации атома рабочего газа, c , ρ и ϑ — теплоемкость, плотность и излучательная способность материала катода соответственно, σ — постоянная Стефана–Больцмана.

Соотношения (2)–(15) определяют эмиссионные свойства катода и характеристики катодного слоя тлеющего разряда при наличии на части поверхности катода тонкой диэлектрической

пленки переменной толщины и позволяют оценить влияние термополевой и термической электронной эмиссии на нагрев катода в разряде.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Вычисления проводили для разряда в аргоне при $p = 2660$ Па, $T_0 = 300$ К, $U_0 = 250$ В, $R = 40$ Ом с цилиндрическим вольфрамовым катодом диаметром 2.8 мм и длиной 3.5 мм с диэлектрической пленкой оксида алюминия на всей рабочей поверхности катода, имеющей четыре разные толщины H_{fk} 3, 4, 5 и 6 нм на различных ее участках, где $k = 1, 2, 3, 4$, а также при отсутствии диэлектрической пленки на части поверхности катода, т.е. при ее толщинах H_{fk} , равных 0, 4, 5 и 6 нм, где $k = 0, 1, 2, 3$. Суммарные доли поверхности катода с разной толщиной пленки считали одинаковыми, т.е. $\omega_k = 0.25$. Проведены также расчеты для разряда с катодом без диэлектрической пленки (при $H_{j0} = 0$ и $\omega_0 = 1$).

Использовали следующие значения параметров [20, 23, 30, 35]: $\phi_m = 4.5$ эВ, $\chi_d = 2$ эВ, $\epsilon_f = 3$, $\beta = 3.8$, $\lambda_{ek} = \lambda_{e0}(E_{j0}/E_{fk})^q$, $\lambda_{e0} = 0.3$ нм, $E_{j0} = 5 \times 10^8$ В/м, $q = 0.65$, $\Delta\epsilon = 0.125$ эВ, $m_e^* = m_e$, $\gamma_i = \gamma_{i0}(E\chi/n)^{0.6}$, $\gamma_{i0} = 0.1$, где n — концентрация рабочего газа, отношение $E\chi/n$ в выражении для γ_i берется в кило-таунсендах.

Рассчитанные зависимости напряженности E_f электрического поля в пленке и усредненной по поверхности катода эмиссионной эффективности пленки δ_f от времени t горения разряда приведены на рис. 1, а полученные с их использованием зависимости от времени усредненного по поверхности катода эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода $\gamma_{\text{эф}}$, плотности разрядного

тока j , температуры катода T и катодного падения напряжения разряда U_c изображены на рис. 2.

Из рисунков следует, что после зажигания тлеющего разряда, кроме ионно-электронной эмиссии со всей рабочей поверхности катода, на участках его поверхности с диэлектрической пленкой происходит также полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку, обусловленная возникновением в ней сильного электрического поля, создаваемого положительными зарядами, накапливающимися на ее поверхности. Часть этих электронов, равная эмиссионной эффективности участков пленки, может выходить из них и вносить вклад в эффективный коэффициент электронной эмиссии катода. С участков же катода без пленки полевая электронная эмиссия не происходит, так как напряженность электрического поля у катода в разряде на несколько порядков меньше, чем в диэлектрической пленке. С течением времени в результате нагрева катода потоком тепла, поступающего из катодного слоя разряда, его температура увеличивается, и полевая эмиссия электронов из подложки катода в пленку переходит в термополевую [37]. В результате напряженность электрического поля в пленке, обеспечивающая необходимую для поддержания разряда плотность электронного тока из подложки катода в пленку, начинает уменьшаться, что приводит к быстрому снижению эмиссионной эффективности пленки, к уменьшению эффективного коэффициента электронной эмиссии катода, а следовательно, и плотности разрядного тока. Поэтому нагрев катода замедляется, и в случае, когда диэлектрическая пленка имеется на всей поверхности катода, разряд не переходит в дуговой в течение большого промежутка времени. Если же на части поверхности катода диэлектрическая пленка отсутствует, то после нагрева катода до достаточно высокой температуры

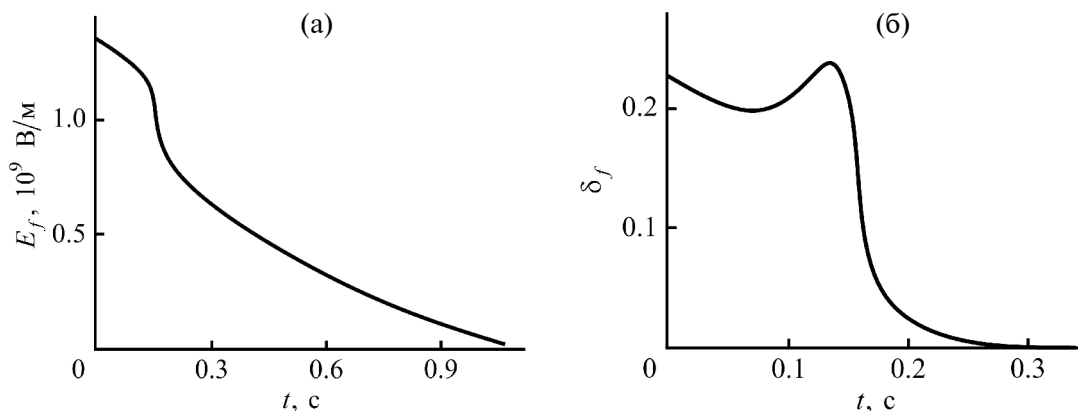


Рис. 1. Зависимости от времени напряженности электрического поля в пленке (а) и усредненной по поверхности катода эмиссионной эффективности пленки (б), рассчитанные при отсутствии диэлектрической пленки на части поверхности катода.

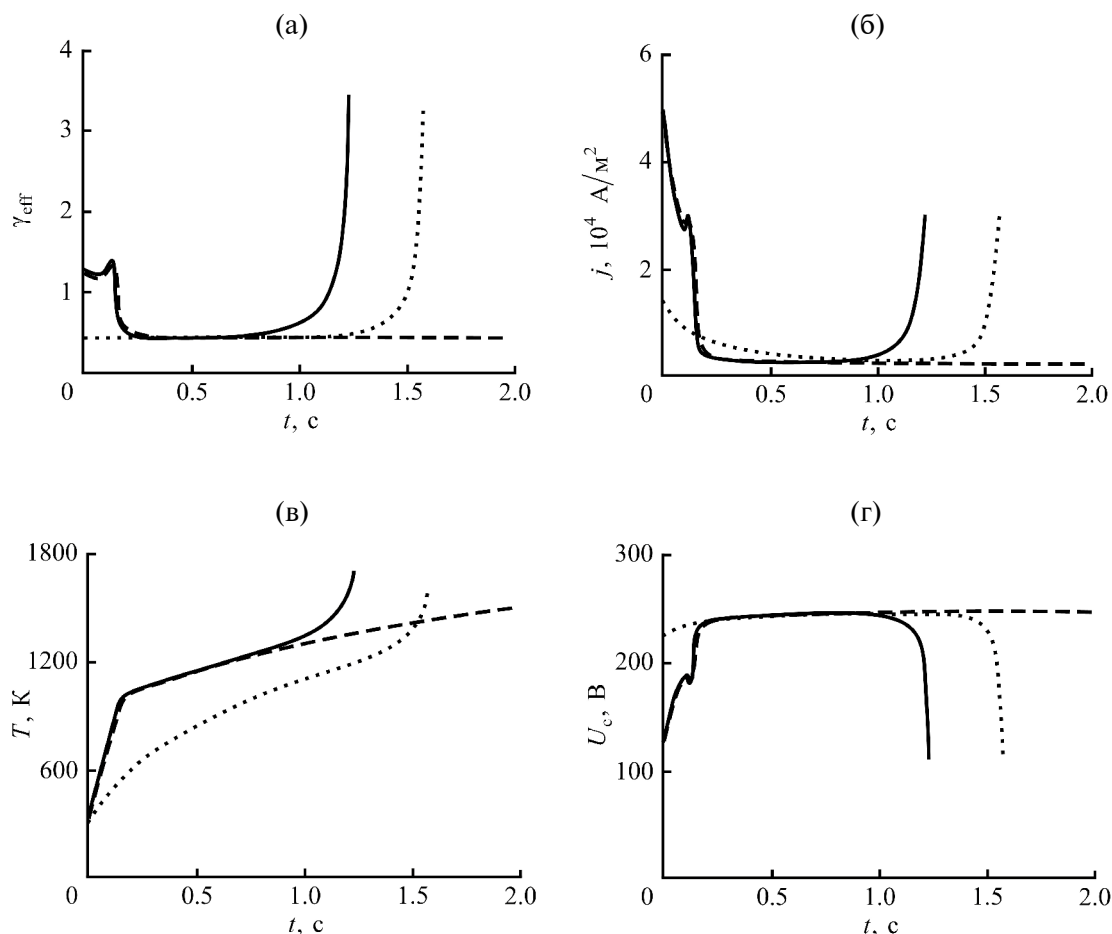


Рис. 2. Зависимости от времени эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода γ_{eff} (а), плотности разрядного тока j (б), температуры катода T (в) и катодного падения напряжения разряда U_c (г), рассчитанные при отсутствии диэлектрической пленки на части поверхности катода (сплошные линии), при наличии пленки на всей поверхности катода (штриховые линии) и при отсутствии пленки на всей поверхности катода (пунктирные линии).

с нее начинается термическая эмиссия электронов. Они покидают поверхность катода и увеличивают его эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии и плотность разрядного тока, что обуславливает более интенсивный нагрев катода и достаточно быстрый переход разряда в дуговой режим. Это согласуется с результатами [38–40], где показано, что разряд может переходить в дуговой или при отсутствии диэлектрической пленки на части поверхности катода, или после образования в пленке большого количества проводящих каналов в результате ее пробоя. При отсутствии же пленки на всей поверхности катода вследствие меньшей величины его эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии и более низкой плотности разрядного тока катод нагревается медленнее, чем в случае наличия на части его поверхности диэлектрической пленки, и переход разряда в дугу происходит позже.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена модель катодного слоя тлеющего газового разряда при наличии на части поверхности металлического катода диэлектрической пленки, толщина которой разная на различных ее участках, а на остальной части поверхности она может отсутствовать. Наряду с ионно-электронной эмиссией с поверхности катода модель учитывает термическую эмиссию электронов с участков катода без диэлектрической пленки. Она также принимает во внимание термическую эмиссию электронов из металлической подложки катода в пленку, обусловленную сильным электрическим полем, которое создают в пленке положительные заряды, накапливающиеся на ее поверхности в разряде, поскольку часть таких электронов может выходить из пленки и вносить вклад в эффективный коэффициент электронной эмиссии катода. С участков же катода без пленки

полевая электронная эмиссия не происходит, так как напряженность электрического поля у катода в разряде на несколько порядков меньше, чем в диэлектрической пленке.

Показано, что при нагреве катода в разряде полевая эмиссия электронов из его подложки в пленку переходит в термополевую. В результате напряженность электрического поля в пленке, обеспечивающая необходимую для поддержания разряда плотность электронного тока из подложки катода в пленку, уменьшается, что приводит к снижению эмиссионной эффективности пленки, к уменьшению эффективного коэффициента электронной эмиссии катода и плотности разрядного тока. Поэтому нагрев катода замедляется, и в случае, когда диэлектрическая пленка порывает всю поверхность катода, разряд не переходит в дуговой в течение большого промежутка времени. При отсутствии диэлектрической пленки на части поверхности катода после его нагрева до достаточно высокой температуры с нее начинается термическая эмиссия электронов. Это обуславливает увеличение эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода и плотности разрядного тока, а следовательно, более интенсивный нагрев катода и достаточно быстрый переход разряда в дуговой режим. При отсутствии пленки на поверхности катода вследствие меньшей величины его эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии и более низкой плотности разрядного тока катод нагревается медленнее, чем при наличии на части его поверхности диэлектрической пленки, и переход разряда в дугу происходит позже.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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. Zissis G., Kitsinelis S. // J. Phys. D. 2009. V. 42. № 17. P. 173001.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/17/173001>
2. Samukawa S., Hori M., Rauf S., Tachibana K., Bruggeman P., Kroesen G., Whitehead J.C., Murphy A.B., Gutsol A.F., Starikovskaia S. // J. Phys. D. 2012. V. 45. № 25. P. 253001.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/25/253001>
3. Schwieger J., Baumann B., Wolff M., Manders F., Suijker J. // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 655. P. 012045.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/655/1/012045>
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД “Интеллект”, 2009. 736 с.
5. Saifutdinov A.I. // Plasma Sources Sci. Tech. 2022. V. 31. № 9. P. 094008.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac89a7>
6. Byszewski W.W., Li Y.M., Budinger A.B., Gregor P.D. // Plasma Sources Sci. Tech. 1996. V. 5. № 4. P. 720.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/5/4/014>
7. Hadrath S., Beck M., Garner R.C., Lieder G., Ehlbeck J. // J. Phys. D. 2007. V. 40. № 1. P. 163.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/1/009>
8. Modinos A. Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy. N.Y.: Plenum Press, 1984. 376 p.
9. Егоров Н.В., Шешин Е.П. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2017. № 3. С. 5.
<https://doi.org/10.7868/S0207352817030088>
10. Ptitsin V.E. // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 291. P. 012019.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/291/1/012019>
11. Venkatraman A. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. № 19. P. 194101.
<https://doi.org/10.1063/1.4876606>
12. Haase J.R., Go D.B. // J. Phys. D. 2016. V. 49. № 5. P. 055206.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/5/055206>
13. Benilov M.S., Benilova L.G. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. № 6. P. 063307.
<https://doi.org/10.1063/1.4818325>
14. Anders A. // Thin Solid Films. 2006. V. 502. P. 22.
<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2005.07.228>
15. Riedel M., Düsterhöft H., Nagel F. // Vacuum. 2001. V. 61. № 2–4. P. 169.
[https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(01\)00112-9](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(01)00112-9)
16. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I., Prassitski V.V. // Vacuum. 2004. V. 73. № 2. P. 155.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2003.12.004>
17. Hadrath S., Ehlbeck J., Lieder G., Sigeneger F. // J. Phys. D. 2005. V. 38. № 17. P. 3285.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/17/S33>
18. Suzuki M., Sagawa M., Kusunoki T., Nishimura E., Ikeda M., Tsuji K. // IEEE Trans. ED. 2012. V. 59. P. 2256.
<https://doi.org/10.1109/TED.2012.2197625>
19. Nijdam S., Desai K.V., Park S.-J., Sun P.P., Sakai O., Lister G., Eden J.G. // Plasma Sources Sci. Tech. 2022. V. 31. № 12. P. 123001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac8448>
20. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. // Vacuum. 2016. V. 129. P. 188.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2016.01.008>
21. Holgate J.T., Coppins M. // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 7. № 4. P. 044019.
<https://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://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.12.028>

24. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Myo Thi Ha, Kristya V.I. // Russ. Phys. J. 2019. V. 62. № 1. P. 82.
<https://doi.org/10.1007/s11182-019-01686-z>
25. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2024. V. 88. № 4. P. 464.
<https://doi.org/10.1134/S1062873823706074>
26. Woodworth J.R., Aragon B.P., Hamilton T.W. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. № 15. P. 1947.
<https://doi.org/10.1063/1.118814>
27. Kim D., Economou D.J. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. № 5. P. 2852.
<https://doi.org/10.1063/1.1597943>
28. Kim D., Economou D.J. // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. № 7. P. 3311.
<https://doi.org/10.1063/1.1652249>
29. Бондаренко Г.Г., Кристья В.И., Ёе Хаинг Тун // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58. № 9. С. 99.
30. Кристья В.И., Мьо Ту Ха, Фишер М.Р. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 6. С. 846.
<https://doi.org/10.31857/S0367676520060149>
31. Бондаренко Г.Г., Кристья В.И., Мьо Ту Ха, Фишер М.Р. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2022. № 8. С. 25.
<https://doi.org/10.31857/S1028096022080039>
32. Phelps A.V., Petrović Z.Lj. // Plasma Sources Sci. Technol. 1999. V. 8. № 3. P. R21.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/8/3/201>
33. Forbes R.G., Edgcombe C.J., Valdrè U. // Ultramicroscopy. 2003. V. 95. P. 57.
[https://doi.org/10.1016/S0304-3991\(02\)00297-8](https://doi.org/10.1016/S0304-3991(02)00297-8)
34. Hourdakis E., Bryant G.W., Zimmerman N.M. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. № 12. P. 123306.
<https://doi.org/10.1063/1.2400103>
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. Xu N.S., Chen J., Deng S.Z. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. № 17. P. 2463.
<https://doi.org/10.1063/1.126377>
37. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I., Bondariev V. // High Temperature Material Proc. 2022. V. 26. № 1. P. 17.
<https://doi.org/10.1615/HighTempMatProc.2021041820>
38. Hancox R. // Br. J. Appl. Phys. 1960. V. 11. № 10. P. 468.
<https://doi.org/10.1088/0508-3443/11/10/304>
39. Guile A.E., Hitchcock A.H. // J. Phys. D. 1975. V. 8. № 6. P. 663.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/8/6/009>
40. Puchkarev V.F., Mesyats G.A. // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. № 9. P. 5633.
<https://doi.org/10.1063/1.359687>

Influence of Non-Uniform Thickness of Insulating Film along the Cathode Surface on its Heating in a Glow Gas Discharge

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

¹HSE University, Moscow, 101000 Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia

*e-mail: gbondarenko@hse.ru

**e-mail: fishermr@bmstu.ru

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

A model of the cathode layer of a glow gas discharge is formulated in the presence of a thin insulating film on the cathode, the thickness of which varies in different areas of its surface, and on some parts of the surface, it may be absent. The model takes into account ion-induced electron emission from the cathode surface, thermal-field electron emission from the cathode substrate into the film, and thermal electron emission from areas of the cathode surface without a film. It is shown that when the cathode is heated, the effective electron emission coefficient of the cathode and the discharge current density decrease, since this reduces the electric field strength in the film, which provides the current density of thermal field electron emission from the cathode substrate into the film necessary to maintain the discharge. As a result, the film emission efficiency, the cathode effective ion-electron emission coefficient and the discharge current density are decreased. Therefore, when the insulating film is on the entire cathode surface, the glow discharge does not transform into an arc discharge for a long time. If there is no insulating film on some part of it, then after cathode heating to a sufficiently high temperature, thermal emission of electrons starts from it. The electrons leave the cathode surface, increase its effective coefficient of electron emission, and discharge current density. This causes more intensive cathode heating and accelerates transition from glow discharge to an arc discharge.

Keywords: glow gas discharge, insulating film on the cathode, cathode temperature, ion-electron emission, thermal-field electron emission, film emission efficiency, cathode effective electron emission yield, glow discharge transition to an arc discharge.