

## ФИЗИКА

УДК 537.533; 621.384

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ: ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПРОСТЕЙШИЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

*канд. техн. наук, доц. В.Т. БАРЧЕНКО, Е.А. ПЕТРОВА*  
(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»);  
*канд. физ.-мат. наук, доц. В.Г. ЗАЛЕССКИЙ*  
(Полоцкий государственный университет)

*Представлены результаты моделирования основных характеристик газовых разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях с катодным и анодным падением потенциала. Рассмотрена картина физических явлений как на электродах, так и в межэлектродном пространстве. Описаны инженерные аналитические модели, обладающие физической прозрачностью, которые несмотря на свою простоту достаточно хорошо описывают экспериментальные данные.*

**Введение.** Получение высококачественных тонкоплёночных слоёв различных материалов является одной из актуальных задач технологии изготовления различных элементов микроэлектронной техники [1]. Метод получения плёнок ионным распылением обладает целым рядом достоинств, что обуславливает необходимость разработки теории магнетронных распылительных систем (МРС), в частности разработки теории процессов в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Магнетронные системы относятся к системам распыления диодного типа, в которых распыление материала происходит за счёт бомбардировки поверхности мишени ионами рабочего газа (например, аргона), образующимися в плазме аномального тлеющего разряда. Высокая скорость распыления, характерная для этих систем, достигается увеличением плотности ионного тока за счёт локализации плазмы у распыляемой поверхности мишени с помощью сильного поперечного магнитного поля [2].

Принцип действия МРС заключается в следующем: при подаче постоянного напряжения между мишенью (отрицательный потенциал) и анодом (положительный потенциал) возникает неоднородное электрическое поле и возбуждается аномальный тлеющий разряд. Эмитированные с поверхности катода под действием ионной бомбардировки электроны захватываются магнитным полем и совершают сложное циклоидальное движение по замкнутым траекториям у поверхности мишени. Тем самым электроны оказываются как бы в ловушке, созданной магнитным полем, возвращающим электроны на катод, и поверхностью мишени, отталкивающей электроны.

Электроны циркулируют в этой ловушке до тех пор, пока не произойдёт несколько ионизирующих столкновений с атомами рабочего газа, в результате которых электрон потеряет энергию, полученную от электрического поля. Таким образом, большая часть энергии электрона, прежде чем он попадёт на анод, расходуется на ионизацию и возбуждение, что должно приводить к возрастанию концентрации положительных ионов вблизи анода. Также наличие магнитной ловушки исключает нагрев подложки высокоэнергетичными вторичными электронами.

Основными рабочими характеристиками магнетронных систем являются: напряжение на электродах, ток разряда, плотность тока ионов и удельная мощность на катоде-мишени, величина индукции и структура магнитного поля, род и рабочее давление плазмообразующего вещества.

Магнетронные системы относятся к низковольтным системам распыления. Напряжение питания, как правило, не превышает 1000 В. Рабочее напряжение на катоде-мишени, составляет 300...700 В. На мишень обычно подаётся отрицательный потенциал, а анод имеет нулевой потенциал (для более полного улавливания вторичных электронов можно подать на анод небольшое смещение – 40...50 В).

Напряжение на разряде зависит от многих факторов: тока разряда, давления рабочего газа, индукции магнитного поля, конфигурации магнетронной системы, мощности источника питания и т.п. Плотность тока на мишени достаточно высока. Так, для системы с плоским катодом она может достигать 200 мА/см<sup>2</sup> (в центре зоны распыления плотность тока может быть значительно выше). Значения удельной мощности в магнетронных системах достигают 100 Вт/см<sup>2</sup>. Предельная мощность определяется условиями охлаждения мишени и теплопроводностью распыляемого материала. Магнетронная распылительная система может работать в диапазоне давлений от 0,01 до 1 Па и выше. Индукция магнитного поля у поверхности мишени составляет 0,03...0,1 Т.

При расчётах магнетронных систем обычно пренебрегают ионным током в тёмном катодном пространстве, что, как правило, аргументируется малостью концентрации ионов [3].

В данной работе критически анализируется приведенное выше утверждение.

В работе не рассматривается тонкая структура темного катодного пространства, что вероятно, может внести некоторую погрешность. Также погрешность могут вносить не учитываемые в моделях некоторые виды столкновений.

#### Модели разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях

Свойства конкретной газоразрядной системы в сильной степени зависят от области, в которой имеет место наибольшее падение напряжения. По этому признаку можно выделить следующие модели разряда: разряд с анодным падением потенциала и разряд с катодным падением потенциала [4].

Каждая из моделей имеет свои характерные особенности, во многом определяющие возможность и эффективность их применения в технике. Кроме того, существует также модель разряда, в которой присутствуют слои как прикатодного, так и прианодного объёмного заряда, сочетающие в себе элементы двух предыдущих моделей.

#### Модель разряда Пеннинга

Для анализа данной формы разряда наиболее удобно рассмотреть систему с цилиндрическим анодом и катодами, показанную на рисунке.

Магнитное поле направлено вдоль оси разряда. В прианодной области ток течёт поперёк магнитного поля, поэтому разряд Пеннинга характеризуется высоким напряжением горения (порядка нескольких киловольт). Диапазон давлений газа составляет  $10^{-6} \dots 10^{-3}$  мм рт. ст. Ток разряда – до 1 А. В широком диапазоне давлений газа анодный ток разряда при заданном значении индукции магнитного поля пропорционален давлению. С другой стороны, при фиксированном давлении с ростом индукции магнитного поля анодный ток разряда сначала растёт, а затем остаётся неизменным [5].

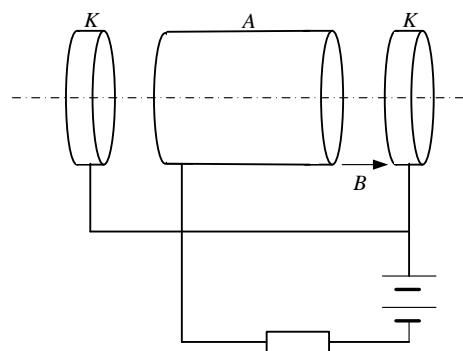
Вышеперечисленные свойства позволяют определить некоторые возможности применения пеннинговского разряда:

- низкие давления газа и большие потенциалы в разряде Пеннинга приводят к сильному ускорению ионов, что позволяет применять разряд в качестве источника ионов;
- линейная зависимость тока разряда от давления газа обуславливает применение такого типа разрядов для измерения давления;
- разряд можно применить как эффективный ионный насос (так как ионы можно выводить из разряда).

Исследование механизмов формирования данного разряда при низких давлениях проводилось достаточно полно, в связи с чем имеется возможность довольно точно представить физическую картину происходящих в нём процессов [4].

Важнейшей частью разряда является область прианодного падения потенциала (анодный слой), так как в ней происходит большая часть актов ионизации, необходимых для поддержания разряда. В этом слое существует сильное радиальное электрическое поле, в котором электроны, дрейфующие в азимутальном направлении в скрещенных электрическом и магнитном полях, в результате редких столкновений с атомами сравнительно медленно движутся к аноду, ионизируя при столкновениях атомы. В прианодном слое падает почти всё напряжение разряда. Ионы движутся из слоя почти радиально к оси разряда (имея довольно большую кривизну траектории), при этом они приобретают энергию порядка единиц килоэлектронвольт. Выйдя из слоя, ионы начинают совершать колебания внутри анодной полости, отражаясь от потенциального барьера, которым является для них слой. Область вне слоя находится практически под потенциалом катодов, и величина напряжённости электрического поля здесь очень мала. Ионы, сталкиваясь с атомами, ионизируют их и создают плазму во всём объёме. В осевом направлении ионы движутся с тепловой скоростью (соответствующей комнатной температуре); попадая на катод, ионы выбивают вторичные электроны. Часть ионов нейтрализуется на катодах, часть – отражается.

Выбитые из катодов вторичные электроны осциллируют вдоль осевого направления, отражаясь от сравнительно небольших (порядка 100 В) падений потенциала, и в конце концов попадают на катоды. Эти электроны не могут попасть на анод, так как в объёме разряда вне анодного слоя радиальное электрическое поле отсутствует. Лишь небольшая доля (~ 5...10 %) этих электронов попадает в анодный слой из-за наличия радиального поля у концов анода. Таким образом, электрический ток на аноде замыкается электронами, а на катодах – как путём нейтрализации ионов, так и при выбивании вторичных



Цилиндрическая разрядная система

электронов. Что касается потерь заряженных частиц, то они исчезают только на электродах. Если же анод имеет форму узкого кольца, то должна иметь место амбиполярная диффузия частиц к стенкам газоразрядной трубки.

Плотность анодного тока определяется концентрацией электронов в прианодном слое и их подвижностью в поперечном магнитном поле. Эксперименты [5] показали, что при давлениях ниже  $10^{-3}$  мм рт. ст. подвижность имеет столкновительный характер, при больших давлениях необходимо прибегать к механизму аномальной утечки зарядов, обусловленной коллективными процессами (колебаниями в самосогласованном поле) в плазме при больших концентрациях заряженных частиц.

При малых давлениях несложно аналитически получить выражение для вольтамперной характеристики. В данных конкретных условиях можно считать, что плотность объёмного заряда  $\rho$  постоянна на всей протяжённости анодного слоя, тогда из уравнения Пуассона можно получить соотношение:

$$\rho = A \frac{E^2}{U_0}, \quad (1)$$

где  $U_0$  – падение потенциала в слое;  $E$  – напряженность электрического поля.

Скорость дрейфа электронов в направлении электрического поля

$$V_{er} = C \frac{E}{B^2} v_{eg}, \quad (2)$$

где  $B$  – индукция магнитного поля;  $v_{eg}$  – частота столкновений электронов с атомами.

Если пренебречь вкладом ионов в объёмный заряд, для плотности анодного тока  $j_a$  можно записать:

$$j_a = D \frac{E^3}{U_0 B^2} v_{eg}. \quad (3)$$

Здесь постоянные  $A$ ,  $C$  и  $D$  определяются используемой системой единиц.

В полученных выражениях частота столкновений пропорциональна давлению газа, следовательно, при изменении давления анодный ток должен меняться прямо пропорционально  $p$ , если не изменяется средняя напряжённость электрического поля в слое или если не изменяется средняя толщина слоя.

При движении электронов к аноду они также дрейфуют в азимутальном направлении со скоростью

$$V_{e\vartheta} = \frac{E}{B},$$

на несколько порядков превышающей скорость радиального дрейфа ( $V_{\vartheta} = 3,5 \cdot 10^6$  см/с,  $V_r = 3 \cdot 10^4$  см/с, при  $i = 10^3$  мА). При этом соответствующий азимутальный ток

$$J_{\vartheta} = \frac{V_{\vartheta}}{V_r} J_a$$

не зависит от давления и гораздо больше анодного  $J_a$ , что подтверждается экспериментом [5].

В прианодном слое должна происходить интенсивная ионизация газа электронным ударом. Оценка подтверждает этот вывод: электрон движется в слое радиально со скоростью  $V_r$ , проходит его за время  $d/V_r$  и совершает  $v_i d/V_r$  ионизаций ( $v_i$  – частота ионизации).

В центральной части разряда ионы колеблются радиально и могут создавать в центре разряда за счёт ионизации газа относительно большую концентрацию плазмы ( $n_e = 10^{10}$  см $^{-3}$ ). Медленные ионы из этой плазмы уходят на катоды за счёт своей тепловой энергии, замыкая часть общего тока разряда. При увеличении давления концентрация вторичной плазмы возрастает, при дальнейшем росте давления анодный слой объёмного заряда перестаёт существовать, так как ионы вторичной плазмы нейтрализуют отрицательный объёмный заряд, при этом меняется механизм разряда.

#### **Модель разряда с катодным слоем объёмного заряда**

Некоторые технические применения разряда с катодным слоем объёмного заряда описаны во введении, там же описываются некоторые физические процессы, происходящие в разрядном промежутке. Этому виду разряда посвящено большое количество публикаций, что связано с его широким применением в технике [2; 4; 6]. Однако нельзя сказать, что существует однозначное описание физической картины явлений в данном разряде. Часто закономерности, характерные для разряда Пеннинга, переносятся и на разряд с прикатодным слоем объёмного заряда. Однако некоторые простые оценки для данного разряда противоречат теории разряда Пеннинга.

Рассмотрим модель разряда, считая, что основное падение разрядного напряжения сосредоточено в пределах катодного слоя пространственного заряда, иногда называемого темным катодным пространством (ТКП). Характеристики ТКП будут определять вид вольтамперной характеристики разряда. При моделировании будем предполагать, что поля являются однородными; преобладающий механизм выхода электронов из катода-мишени – вторичная ионно-электронная эмиссия; преобладающие столкновения: электронов с атомами – ионизация электронным ударом, ионов с атомами – резонансная перезарядка.

При написании уравнений будем использовать квазиодномерное приближение.

Для описания потоков электронов и ионов в ТКП можно использовать следующие соотношения:

$$E(x) = -\frac{d}{dx}U(x), \quad \frac{d}{dx}E(x) = \rho(x)/\epsilon_0, \quad \rho(x) = e(n_i(x) - n_e(x)), \quad \frac{d^2}{dx^2}U(x) = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0},$$

$$j_i(x) + j_e(x) = j(x),$$

$$\bar{j}_e(x) = e\bar{V}_e(x)n_e(x), \quad (4)$$

$$\bar{j}_i(x) = e\bar{V}_i(x)n_i(x), \quad (5)$$

где  $U(x)$  – потенциал в сечении  $x$ ;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума;  $e$  – заряд электрона;  $n_e, n_i, j_e, j_i, V_e, V_i$  – концентрации электронов, ионов, плотности тока электронов и ионов, скорости электронов и ионов в сечении  $x$  соответственно;  $j$  – суммарная плотность тока в сечении  $x$ .

В записанных уравнениях фигурируют средние скорости электронов и ионов. При наличии разброса скоростей (4) и (5) нужно будет записать в виде

$$j_e(x) = en_e(x) \int_0^{\infty} V_e f_e(V_e, x) dV_e,$$

$$j_i(x) = -en_i(x) \int_0^{\infty} V_i f_i(V_i, x) dV_i,$$

где  $f_e(V_e, x), f_i(V_i)$  – функции распределения по скоростям для электронов и ионов соответственно.

Граничные условия можно представить следующим образом:

$$U(0) = U_k, \quad U(d_k) = 0, \quad \left. \frac{dU}{dx} \right|_{x=0} = 0, \quad (6)$$

$$j_e(0) = \gamma j_i(0), \quad (7)$$

где  $U_k$  – потенциал катода-мишени;  $\gamma$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии (второй коэффициент Таунсенда).

Система координат выбрана следующим образом:  $x = 0$  – катод, ось  $x$  направлена в сторону анода параллельно электрическому полю напряженностью  $E$ , перпендикулярно плоскости электрода (плоскопараллельная система электродов) и магнитному полю  $B$ , направленному вдоль оси  $z$ .

#### **Вольтамперная характеристика области катодного падения напряжения (ТКП)**

Анализ режимов работы ионно-плазменных устройств распыления показывает, что в большинстве случаев электроны проходят ТКП в прямопролетном режиме (без столкновений), а ионы – в режиме нескольких перезарядок, что соответствует так называемому режиму «сильного поля».

Для этого режима уравнение Пуассона будет иметь вид

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} = \frac{1}{\epsilon_0}(n_e - n_i) = \frac{1}{\epsilon_0} \left( \frac{j_e(x)}{\sqrt{2\frac{e}{m_e}U(x)}} - \frac{j_i(x)}{b_n \sqrt{\frac{dU}{dx}}} \right), \quad (8)$$

где  $b_n$  – коэффициент подвижности ионов при определяющем влиянии процесса перезарядки;  $m_e$  – масса электрона.

Значение  $b_n$  можно оценить из соотношения

$$b_n = \frac{2}{3} \sqrt{2 \frac{e}{m_i n_a \sigma_n}},$$

где  $m_i$  – масса иона;  $n_a$  – концентрация атомов в слое;  $\sigma_n$  – сечение перезарядки.

Уравнение (8) в аналитических функциях не интегрируется. Однако можно предположить, что плотность пространственного заряда электронов существенно меньше, чем ионный объемный заряд. Указанное предположение основывается на том, что корень из массы иона в  $43A^{0.5}$  раз больше корня из массы электрона ( $A$  – атомная масса иона), а плотность электронного тока в ТКП не превышает значения  $\gamma$ , которое в рассматриваемом случае не превышает 0,1.

С учетом сказанного, пренебрегая электронным объемным зарядом, уравнение (8) можно проинтегрировать, тогда для вольтамперной характеристики можно записать следующее выражение:

$$j = (1 + \gamma) \frac{10\sqrt{5}}{9\sqrt{3}} \frac{\epsilon_0}{d_{mkn}^{2.5}} b_n U_0^{1.5}, \quad (9)$$

где  $j$  – плотность разрядного тока;  $d_{mkn}$  – ширина области темного катодного пространства;  $U_0$  – разность потенциалов на слое.

#### **Ширина тёмного катодного пространства**

В технологических ионно-плазменных системах обычно индукция магнитного поля не превышает 0,1 Тл. При этих условиях плазма является замагниченной только по электронной компоненте, а ионы магнитного поля практически «не чувствуют».

Анализ экспериментальных данных показывает, что протяженность области ТКП сравнима с ларморовским радиусом электрона, что позволяет при оценочных расчетах не учитывать влияние магнитного поля на траектории электронов в области ТКП.

Если считать, что всё напряжение разряда приложено к области ТКП, и допустить применимость приближения фон Энгеля о линейности распределения напряжённости электрического поля, ширина тёмного катодного пространства может быть определена так, как это сделано в [8]:

$$d_{mkn} = \sqrt[5]{\frac{e}{m_i} \lambda_0 (4\epsilon_0)^2 (1 + \gamma)^2 \frac{U_c^3}{j^2 p}},$$

где  $\lambda_0$  – длина свободного пробега иона относительно процесса перезарядки при единичном давлении;  $m_i$  – масса иона или атома.

Как видно из приведённого выше соотношения, ширина ТКП, кроме внешних характеристик разряда, зависит также от характеристик разрядного промежутка и материала катода (посредством второго коэффициента Таусенда  $\gamma$ ). Однако в первом приближении можно рассчитать искомую ширину исходя из общих соображений.

Длина свободного пробега иона при давлении  $p$  может быть определена из соотношения

$$\lambda_i = \frac{1}{n_a \sigma_n} = \frac{kT_i}{\sigma_n},$$

где  $kT_i$  – средняя кинетическая энергия атомов рабочего газа. Сечение резонансной перезарядки можно оценить по следующей формуле:

$$\sigma_n = 6 \cdot 10^{-19} (1 - 0,06 \ln T_i)^2.$$

Протяженность слоя можно также оценить из выражения (9). Вместе с тем часто оказывается, что для оценки ширины слоя неплохие результаты дает оценка  $d_{mkn}$ , полученная в вакуумном приближении:

$$d_{mkn} = \sqrt{\frac{4\epsilon_0 \sqrt{2e/m_i} U_0}{9j_i}}.$$

#### **Распределение электрического поля в ТКП**

Сравнительно просто распределение электрического поля в ТКП можно получить, если в первом приближении не учитывать влияние магнитного поля и ионизирующие столкновения.

В одномерной постановке полная плотность электрического тока  $j$ , состоящего из тока электронов и тока ионов, сохраняется [3; 7]:

$$\frac{d}{dx} j = 0.$$

Плотности токов связаны с концентрацией и скоростями зарядов, и для данного одномерного случая их можно переписать в виде:

$$j_e(x) = -en_e(x)V_e(x),$$

$$j_i(x) = en_i(x)V_i(x).$$

При бесстолкновительном движении заряженных частиц их полная энергия, состоящая из кинетической и потенциальной, сохраняется:

$$\frac{m_e V_e^2}{2} + eU(x) = C_e, \quad (10)$$

$$\frac{m_i V_i^2}{2} + eU(x) = C_i. \quad (11)$$

Итак, пусть катод находится в точке  $x = 0$  и поддерживается при потенциале  $U_k$ :  $U(0) = U_k$ . Потенциал на плазменной границе ТКП принимаем нулевым. Пусть поток заряженных частиц является моноэнергетическим и все электроны, вышедшие из катода, обладают нулевой энергией. Аналогично можно считать, что все моноэнергетические ионы, появляющиеся на границе ТКП, также обладают нулевой энергией. Из соотношений (10) и (11) находим  $C_e = eU_k$  и  $C_i = 0$ . Следовательно, для скоростей заряженных частиц справедливы следующие представления [1]:

$$V_e(x) = \left[ \frac{2e(U(x) - U_k)}{m_e} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ и } V_i(x) = \left[ \frac{2eU(x)}{m_i} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Таким образом, для плотности объемного заряда можно записать выражение:

$$\rho(x) = j_i(x) \left( \frac{m_i}{2eU(x)} \right)^{\frac{1}{2}} - j_e(x) \left( \frac{m_e}{2e(U_k - U(x))} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Ввиду отсутствия объемного размножения зарядов в слое, плотности тока ионов и электронов будут оставаться постоянными на всей протяженности слоя и будут равны соответственно плотностям тока на катоде:

$$j_i = \frac{1}{1 + \gamma} j \text{ и } j_e = \frac{\gamma}{1 + \gamma} j.$$

Уравнение Пуассона для электрического потенциала записывается в следующем виде [1]:

$$\frac{d^2 U(x)}{dx^2} = -\frac{j}{(1 + \gamma)\epsilon_0} \left[ \left( \frac{m_i}{2eU(x)} \right)^{\frac{1}{2}} - \gamma \left( \frac{m_e}{2e(U_k - U(x))} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (12)$$

Уравнение (12) решается с граничными условиями (6), (7) и нулевым потенциалом на границе ТКП и позволяет найти первый интеграл в аналитических функциях:

$$\left( \frac{dU}{dx} \right)^2 = \frac{4j}{\epsilon_0(1 + \gamma)} \left\{ \sqrt{\frac{m_i U(x)}{2e}} + \gamma \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \left[ \sqrt{U_k - U(x)} - \sqrt{U_k} \right] \right\}.$$

Полученное уравнение решается численно, и в результате получается практически квадратичное распределение потенциала, что подтверждает применимость приближения фон Энгеля для данной системы. Хотя и без вычислений видно, что второе слагаемое в правой части меньше в  $(43\sqrt{A}/\gamma)$  раз.

#### **Катодное падение напряжения**

До настоящего времени мы не задавались вопросом о том, как оценить численное значение падения напряжения на ТКП. При строгом подходе к решению поставленной задачи необходимо принимать во внимание степень самостоятельности разряда в целом, а также энергетические затраты на выполнение этого условия. При точной постановке рассматриваемая задача весьма не тривиальна, так как в условиях низких давлений, строго говоря, ионы, приходящие на катод, могут генерироваться как в положительном столбе, так и в слое катодного падения напряжения. При этом соотношение между количеством ионов, поступающих на катод из плазмы и генерируемых в слое, будет зависеть при прочих равных условиях от тока разряда (через изменение значения  $d_{\text{мкн}}$ ).

Наиболее просто значение  $U_k$  можно оценить в приближении сильного поля [8]. Условие самостоятельности тлеющего разряда в основном промежутке в принятой модели запишется следующим образом:

$$N_i(1 + \delta_i)\xi_2 = \gamma_{эф}^{-1},$$

где  $N_i$  – число ионов, образующихся в разряде в расчете на один электрон, выходящий из катода;  $\delta_i$  – отношение числа ионов, инжектируемых в разрядный промежуток из вспомогательных источников, к числу ионов, генерируемых в нем;  $\xi_2$  – доля ионов, попадающих на катод из разрядного промежутка:

$$N_i = \xi_1 \left[ \frac{eU_p}{W_0} + \delta_e \frac{e(U_p + U_{en})}{W_0'} \right],$$

где  $e$  – заряд электрона;  $U_p$  – падение напряжения в основном разрядном промежутке;  $W_0$  – средние затраты энергии на один акт ионизации электронным ударом при начальной энергии быстрого электрона  $eU_p$ ;  $W_0'$  – то же при начальной энергии быстрого электрона;  $e(U_p + U_{en})$ ,  $eU_{en}$  – энергия электронов, входящих из вспомогательного разрядного промежутка в основной;  $\xi_1$  – доля энергии, расходуемая быстрыми катодными электронами при столкновениях до их ухода из основного разрядного промежутка.

Из выражений, определяющих условия самостоятельности разряда, можно найти величину падения напряжения  $U_p$  в основном разрядном промежутке:

$$U_p = \frac{W_0}{e} \left[ \frac{1}{\lambda_{эф}\xi_1\xi_2(1 + \delta_i)} - \delta_e \frac{eU_{en}}{W_0'} \right] \left( 1 + \delta_e \frac{W_0}{W_0'} \right)^{-1}.$$

Полученное выражение для падения напряжения на разрядном промежутке фактически мало отличается от катодного падения напряжения, так как  $U_k$  в тлеющем разряде при низких давлениях не опускается ниже 200... 300 В, а в плазме локализуется разность потенциалов не более 20...30 В.

**Заключение.** Рассмотренные аналитические модели физических явлений как на электродах, так и в межэлектродном пространстве, несмотря на свою простоту, достаточно хорошо описывают экспериментальные данные и могут быть использованы для оценки ряда параметров разрядов в скрещенных полях. Тот факт, что при анализе не учитывались ионизирующие столкновения и влияние магнитного поля, должен вносить известную погрешность в полученные результаты. Модели, учитывающие указанные факторы, требуют отдельного рассмотрения. В рамках представленных моделей можно вполне принять линейность распределения электрического поля в пределах тёмного катодного пространства.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Данилин, Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок / Б.С. Данилин. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 264 с.
2. Кузьмичев, А.И. Магнетронные распылительные системы / А.И. Кузьмичев. – Киев: Аверс, 2008. – Кн. 1: Введение в физику и технику магнетронного распыления. – 244 с.
3. Данилин, Б.С. Получение тонких пленок методом ионного покрытия / Б.С. Данилин, В.И. Мазутенко // Зарубежная электроника. – 1978. – Вып. 2. – С. 3 – 57.
4. Грановский, В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток / В.Л. Грановский; под ред. Л.А. Сена и В.Е. Голанта. – М.: Наука, 1971. – 543 с.
5. Shuurman, W. Investigation of a low pressure Penning discharge / W. Shuurman // Physica. – 1967. – V. 36, № 1. – P. 136 – 141.
6. Крейндел, Ю.Е. Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейндел. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
7. Абрамов, И.С. Математическое моделирование приборов и устройств плазменной электроники / И.С. Абрамов, В.Т. Барченко. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 1999. – 72 с.
8. Барченко, В.Т. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве / В.Т. Барченко, Ю.А. Быстров, Е.А. Колгин. – СПб.: Энергоатомиздат. – С-Петербург, 2001. – 332 с.

Поступила 10.07.2012

### MODELLING CHARACTERISTICS OF THE GAS DISCHARGE IN CROSSED ELECTRICAL AND MAGNETIC FIELD: MAIN PHYSICAL PROCESSES AND BASIC ENGINEERING MODELS

V. BARCHENKO, E. PETROVA, V. ZALESSKI

*The results of simulation of the basic gas discharge characteristics in crossed electric and magnetic fields with the cathode and anode potential drop are represented. Picture of the physical phenomena at the electrodes and electrode space are considered. Physical transparency engineering analysis models, which, despite their simplicity, present the experimental data fairly well, are described.*