

Теоретическая модель разряда магнетронного распылительного устройства

Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «ХАИ»

Разработана модель стационарного режима магнетронного разряда, позволяющая рассчитать вольтамперные характеристики. Предложен механизм поддержания разряда, согласно которому генерация плазмы в магнитном поле обусловлена действием высокоэнергетичных первичных электронов и электронов плазмы, а на параметры зоны ионизации влияют процессы ионного распыления посредством изменения концентрации атомов рабочего газа при баллистических столкновениях с распыленными атомами, последующей термализации и отвода тепла к стенкам вакуумной камеры. Для проверки адекватности модели проведен эксперимент по измерению вольтамперных характеристик разряда планарного магнетрона в диапазоне индукции магнитного поля 0,012 – 0,036 Т при давлении газа 0,7 – 1,7 Па, который показал, что расхождение между результатами расчета и данными эксперимента не превышает 15 – 20 %.

Ключевые слова: плазменно-ионная обработка, управление ионными потоками

1. Введение

Исследование принципов работы и теории магнетронных источников плазмы представляет собой актуальную проблему, несмотря на широкое применение магнетронных источников плазмы, которые являются основным источником металлической плазмы наряду с вакуумно-дуговыми испарителями [1].

Исследованию плазмы магнетронных распылительных устройств, которые являются системами с замкнутым дрейфом электронов, посвящено большое количество работ. Современный обзор исторического развития и технических приложений магнетронных распылительных систем приведен в монографии А.И. Кузьмичева [2], а также работах Дж. Музила (Musil) [3], И.В. Свядковского [4], Д. Маттокса (Mattox) [5], С. Росснагеля (Rossnagel) [6], Е.В. Берлина [7], Б. Виндоу (Window) [8], Х. Фуджита (Fujita) [9], П. Келли (Kelly) [10].

Магнетронный разряд также рассматривается в большом количестве теоретических работ. По определению, магнетронный разряд является тлеющим разрядом (аномальный тлеющий разряд), который поддерживается вторичными электронами, эмитированными с поверхности катода при взаимодействии ионов плазмы с его поверхностью [11]. Отличительной особенностью магнетронного разряда является использование магнитного поля, форма которого существенно влияет на структуру разряда и его ток. Магнитное поле обычно невелико (порядка 10^{-3} - 10^{-1} Т) и не может существенно повлиять на движение ионов (замагнитить), так что только электроны рассматриваются как замагнитенный компонент, в то время как ионы – нет. В условиях ограниченной подвижности электронов поперек магнитного поля каждая силовая линия магнитного поля является, приближенно, эквипотенциалью электрического поля. При этом потенциал электрического поля значительно изменяется в направлении перпендикулярном магнитному полю; в плазме могут создаваться достаточно сильные электрические поля, которые могут быть использованы для ускорения ионов в направлении перпендикулярно магнитному полю [12].

Магнитное поле, направленное перпендикулярно электрическому полю, увеличивает полный пробег электронов и обеспечивает высокую скорость

ионизации. Удержание вторичных электронов магнитным полем в области возле катода (замкнутый дрейф) позволяет достичь высокой плотности плазмы [13]. Проводимость электронов поперек магнитного поля определяет параметры плазмы и является одним из основных моментов интенсивной дискуссии при разработке теории устройств, использующих скрещенные электрические и магнитные поля [14-17].

Обсуждается несколько видов механизмов проводимости. Наиболее простым видом проводимости является классическая [18], где предполагается, что дрейф электронов перпендикулярно магнитному полю обусловлен столкновениями электронов с нейтральными частицами. Однако классический механизм не может адекватно описать величину электронных токов, полученных в ряде экспериментов. Широкое распространение получили механизмы боровской диффузии, предложенный Д. Бомом (Bohm) [19] и пристеночной проводимости, предложенный А.И. Морозовым [12]. Механизм боровской диффузии основан на предположении о влиянии турбулентностей плазмы, в то время как механизм пристеночной проводимости, основан на предположении об отражении электронов от диэлектрических стенок или пристеночного слоя. А. Иванов и М. Бакал предложили механизм электронной проводимости, основанный на предположении о влиянии ионного потока, нейтрализованного на непроводящих стенках [20], который можно рассматривать как синтез механизмов классической и пристеночной проводимости. До сих пор механизм транспорта электронов в скрещенных электрическом E и магнитном B полях недостаточно выяснен. Все предложенные механизмы используются при теоретическом описании устройства со скрещенными полями [14-17,21]. В частности, при описании магнетронных распылительных устройств, Ж. Ванг (Wang) с сотрудниками [16], Д. Брэдли (Bradley) [17], С. Росснагель и Г. Кауфман (Kaufman) [22] успешно использовали предположение о боровской проводимости; В. Вествуд (Westwood) и С. Манив (Maniv) [23,24] описывают результаты экспериментов, предполагая классический механизм.

Процессы, происходящие в зоне ионизации, где создается большая часть электрон-ионных пар, также являются дискуссионным моментом. Разрядное напряжение обычно оценивается в виде $U \approx \varepsilon_c / \gamma_{eff}$, где ε_c – потери энергии на создание одной электрон-ионной пары, а γ_{eff} является «эффективным» коэффициентом вторичной электронной эмиссии [11,25,26]. Однако эта оценка является приближенной, что приводит к различным предположениям относительно природы механизма разряда. Например, И. Колев (Kolev) [25] и С. Костин (Costin) [26] выдвинули предположения о том, что коэффициент вторичной электронной эмиссии существенно зависит от приложенного магнитного поля ($\gamma_{eff} \approx \alpha_\gamma \gamma$, $\alpha_\gamma \in (0..1)$); Ж. Ванг в результате расчета сделал вывод о том, что за генерацию примерно половины первичных электронов ответственна фотоионизация [16]. Ионизация и транспорт заряженных частиц определяют важную с практической точки зрения характеристику, как вольтамперная характеристика разряда.

Характерное поведение вольтамперной характеристики разряда в зависимости от его параметров представил В. Гульбинский (Gulbiński) [27]. Для магнетрона, работающего на постоянном токе, ряд исследователей (С. Росснагель, В. Вествуд, Т. Шеридан) выражают ток разряда в виде степенного закона $I = aU^n$, где U – разрядное напряжение, а n рассматривается как некоторая мера эффективности удержания электронов магнитным полем. При этом n

изменяется в диапазоне от 1 до более 20, в зависимости от материала катода, приложенного магнитного поля, давления газа и т.д. [22,23,28]. Очевидно, эта форма недостаточна для прогнозирования технических характеристик вновь создаваемых магнетронных распылительных систем с различными особенностями конструкции, материалами катода, видами и давлениями рабочего газа, приложенным магнитным полем и другими параметрами. Теорию магнетронного разряда, которая не использует в явном виде степенной зависимости для вольтамперной характеристики, предложил Т. Миура (Miura) [29] для описания полученной им вольтамперной характеристики для одного фиксированного значения давления газа и магнитного поля. Однако при расширении диапазона параметров предложенная им теория может лишь качественно описывать вольтамперную характеристику магнетронного разряда, поскольку исходные параметры модели зависят от результатов эксперимента.

Наряду с теоретическими моделями, широкое распространение получили численные модели магнетронного разряда. А. Богаертс (Bogaerts) [33], И. Колев (I. Kolev) [34], С. Колев (St. Kolev) [35], Дж. Брэдли (Bradley) [17,36,37], М. Гокнер (Goeskner) [38], Ю.Б. Голубовский [39], И.А. Порохова [40], А. Марек (Marek) [41], К. Костин (Costin) [42] в своих работах использовали различные методы численного моделирования (метод частиц, метод Монте-Карло, одно- и двухжидкостные модели магнитной гидродинамики [43-46]), что позволяет описывать работу магнетронных устройств при определенном выборе параметров. К сожалению, значительные затраты времени для проведения подобных расчетов не позволяют широко использовать эти модели на практике.

В разделе представлена теоретическая модель магнетронного разряда, которая описывает наиболее интересные с технологической точки зрения параметры разряда. Модель основана на представлениях теории А. Энгеля (Engel) и М. Штеенбека (Steenbeck) [11,30,47] о процессе лавинообразной генерации электронов и ионов в разрядном промежутке вследствие эмиссии вторичных электронов с поверхности катода, а также режимах нормального и аномального разряда.

2. Теоретическая модель магнетронного разряда

Для описания измеренных вольтамперных характеристик разряда планарного магнетрона была разработана модель генерации и транспортировки плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях.

При рассмотрении распределения плотности ионного тока предполагается, что геометрия разряда имеет вид, как показано на рисунке 1, а. Силовые линии магнитного поля с индукцией B представляют собой концентрические окружности, минимальный радиус кривизны силовых линий в области горения разряда R_c [11]. Магнитное поле не влияет на движение ионов, которые ускоряются по направлению к катоду под действием электрического поля E . При взаимодействии ионов с катодом происходит распыление поверхности катода и эмитируются вторичные электроны. Электростатический слой отражает электроны от поверхности катода; возможно также отражение за счет неоднородного магнитного поля. Электроны удерживаются магнитным полем B и вращаются вокруг силовых линий с радиусом $r_L = \sqrt{2m\epsilon_0/eB^2}$ [18] ионизируя при столкновениях атомы рабочего газа, и создавая, таким образом, электроны

плазмы, ε_{e0} – энергия электрона. Электроны плазмы двигаются поперек силовых линий магнитного поля, приобретая энергию в электрическом поле и теряя ее на ионизацию нейтральных атомов и молекул электронным ударом, возбуждение атомов и поляризационное рассеяние. В результате создается некоторая концентрация электронов плазмы, которые дрейфуют в направлении анода. Область, где происходит ионизация (зона ионизации), имеет протяженность $x \in [0..L_{ion}]$ и указана штриховкой на рисунке 1, а.

При рассмотрении вольтамперных характеристик используется плоская геометрия, как показано на рисунке 1, б, поскольку предполагается, что $L_{ion} \ll R_c$. Кроме того, учитывая, что подвижность электронов в катодной части зоны ионизации меньше или сравнима с подвижностью ионов, предполагается, что распределение потенциала имеет вид анодного слоя.падением потенциала возле катода U_0 , а также потенциалом плазмы U_p в модели пренебрегается.

Схема процессов передачи тепла от расплывших атомов подложки к стенкам вакуумной камеры, описанная ниже, изображена на рисунке 1, в.

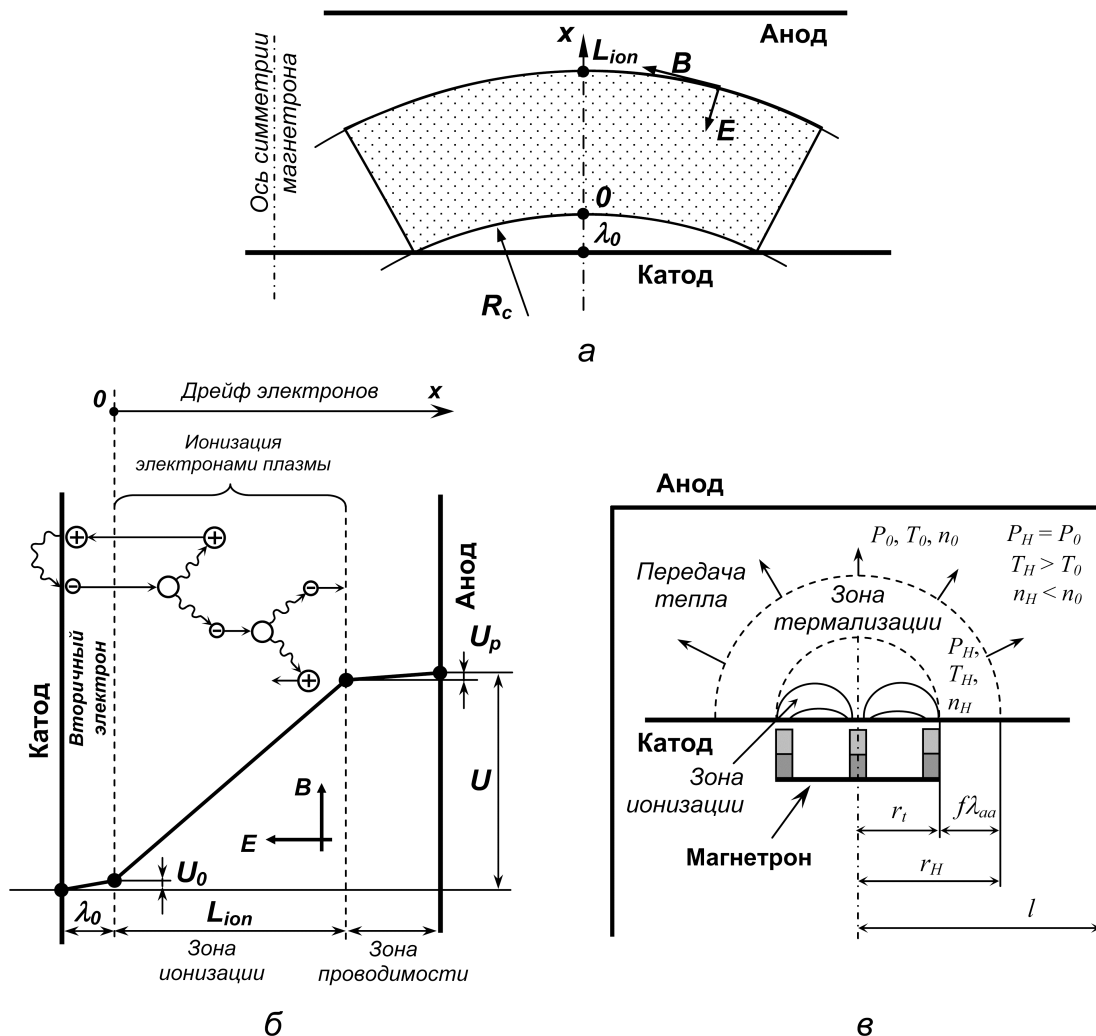


Рис. 1. Схема разряда планарного магнетрона: а – геометрия разряда; б – процессы в разряде и распределение потенциала в разрядном промежутке; в – процессы передачи тепла

Условие самоподдержания разряда для рассматриваемого разрядного промежутка можно записать [48]:

$$\alpha_{iB} d_m = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{net}} \right), \quad (1)$$

где α_{iB} – коэффициент ионизации для области с эффективным магнитным удержанием электронов и без него, соответственно; γ_{net} – эффективный коэффициент вторичной электронной эмиссии при наличии конечного магнитного поля; d_m – полная длина пути, который электрон должен пройти для преодоления области с эффективным магнитным удержанием.

Коэффициент ионизации можно записать в виде [40]

$$\alpha_{iB} = \frac{const}{\lambda_{ea}} \exp \left[-\frac{\varepsilon_{iz}}{E \lambda_{ea}^*} \right], \quad (2)$$

где λ_{ea} – длина свободного пробега электрона для упругих столкновений с нейтральными атомами при его движении в области без магнитного удержания, а λ_{ea}^* – длина пробега электрона поперек силовых линий магнитного поля между упругими столкновениями с нейтральными атомами при движении электрона в области с эффективным магнитным удержанием; ε_{iz} – энергия ионизации нейтральной частицы, эВ.

В уравнении (2) предполагается, что электрон проходит промежуток длиной λ_{ea} вдоль силовой линии магнитного поля и приобретает энергию $E \lambda_{ea}^*$ (эВ), поскольку на этом промежутке он испытывает упругое столкновение с нейтральной частицей или флуктуацией электрического поля и смещается поперек магнитного поля, а значит, вдоль электрического поля.

Предполагаем, что столкновениями со стенками в стационарном режиме можно пренебречь, поэтому, в отличие от режима пробоя разрядного промежутка, подвижность электрона поперек магнитного поля записывается в виде

$$\mu_{e\perp} = \mu_e \left(1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right)^{-1} = e \left(m v_{ea} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right] \right)^{-1}, \quad (3)$$

где μ_e – подвижность электрона вдоль силовых линий магнитного поля; v_{ea} – частота упругих столкновений электрона с нейтральными атомами; $\omega_c = eB_{\perp}/m$ – циклотронная частота вращения электрона, e – заряд электрона, m – масса электрона. Таким образом, предполагается, что для стационарного режима основным видом проводимости электронов в плазме поперек магнитного поля является классическая проводимость за счет столкновений электронов с рассеивающими центрами.

Длина пробега λ_{ea}^* поперек силовых линий магнитного поля, когда электрон приобретает энергию между столкновениями с нейтральными частицами, может быть получена из следующего соотношения:

$$\lambda_{ea}^* = \frac{V_{ed}}{v_{ea}} = \frac{\mu_{e\perp} E}{v_{ea}} = e E \left(m v_{ea}^2 \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right] \right)^{-1}, \quad (4)$$

где V_{ed} – скорость электронного дрейфа поперек магнитного поля, м/с.

Используем соотношение $v_{ea} = V_e / \lambda_{ea}$ [48], где V_e – скорость электрона и предполагаем, что каждый новый электрон плазмы, полученный в результате лавинообразного процесса ионизации, приобретает энергию $m v_e^2 / 2 = \beta_E e E \lambda_{ea}^*$ (где

$\beta_E = 1/2$) перед столкновением с нейтральным атомом. Тогда можно получить уравнение, связывающее длины свободного пробега λ_{ea}^* и λ_{ea} :

$$\lambda_{ea}^* = \lambda_{ea} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

Полная длина пути d_m , который электрон должен пройти для преодоления зоны ионизации,

$$d_m = \frac{L_{ion} V_e}{\lambda_{ea}^* v_{ea}} = L_{ion} \frac{V_e}{V_{ed}} = L_{ion} \frac{\lambda_{ea}}{\lambda_{ea}^*}, \quad (6)$$

где L_{ion}/λ_{ea}^* - количество упругих столкновений электрона с рассеивающими центрами для преодоления области с магнитным удержанием электронов; $V_{e\perp}/v_{ea}$ - расстояние, которое электрон проходит вдоль силовой линии магнитного поля между упругими столкновениями (и соответствующим переходом на другую силовую линию).

После подстановки выражения (5) в (6) получаем

$$\frac{d_m}{L_{ion}} = \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Для установления связи коэффициента γ_{net} с коэффициентом вторичной электронной эмиссии γ_{see} , используется следующее выражение для эффективного коэффициента вторичной электронной эмиссии в области, где линии магнитного поля направлены параллельно поверхности катода [26]:

$$\gamma_{net} = \gamma_{see} \left[1 + R_{ref} \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (8)$$

где R_{ref} - коэффициент отражения вторичных электронов.

Подставим в уравнение (1) зависимость длины зоны ионизации L_{ion} от длины d_m , а также следующие выражения:

$$\lambda_a = kT/P\sigma_a, \quad E = U/d, \quad A_c = \sigma_{ea}/kT, \quad B_c = \varepsilon_{iz}\sigma_a/kT \quad (9)$$

где k - постоянная Больцмана, P и T - давление и температура газа; σ_{ea} - сечение упругого взаимодействия электронов с нейтральными частицами, U - напряжение пробоя. В результате получаем уравнение, которое описывает процесс электрического пробоя магнетронного разряда, который поддерживается вторичной электронной эмиссией с поверхности катода:

$$U = \frac{B_c P d_m}{\ln(A_c P d_m) - \ln \left[\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{net}} \right) \right]}. \quad (10)$$

Как видно, в отсутствие магнитного поля уравнение (10) сводится к уравнению, которое было получено Энгелем и Штеенбеком в предположении постоянства электрического поля в слое и использовании условия самоподдержания разряда. Это уравнение связывает катодное падение потенциала U с «толщиной» катодного слоя Pd_m [30,47].

Установим связь параметра Pd_m с плотностью ионного тока на катоде при наличии в разрядном промежутке магнитного поля B ; для вывода зависимости используем представления теории Энгеля и Штеенбека [47].

Для описания напряженности электрического поля E в слое толщиной L_{ion} используем уравнение Пуассона в предположении о линейной зависимости напряженности электрического поля от расстояния x :

$$\frac{1}{\alpha_E} \frac{en_i}{\varepsilon_0} \approx \frac{E}{L_{ion}}, \quad (11)$$

где n_i и n_e – концентрации ионов и электронов, соответственно.

Предполагая, вслед за Энгелем и Штеенбеком, что электрическое поле в зоне ионизации толщиной L_{ion} можно описать в приближении $E \approx const = U/L_{ion}$, можно получить выражение

$$en_i = \alpha_E \varepsilon_0 \frac{U}{L_{ion}^2}. \quad (12)$$

Тогда плотность тока можно описать выражением

$$J = J_i + J_e = J_i \left(1 + \frac{J_e}{J_i} \right) = en_i \mu_i E \left(1 + \frac{n_e \mu_{e\perp}}{n_i \mu_i} \right), \quad (13)$$

где μ_i – подвижность иона, n_e – концентрация электронов.

При рассмотрении подвижности иона μ_i предполагаем, что движение ионов происходит в бесстолкновительном режиме, т.е., ион постоянно ускоряется в электрическом поле слоя. Учитывая, что ионы генерируются в разных частях слоя, а также используя зависимость скорости частицы от подвижности $V_i = \mu_i E$, можно записать:

$$\mu_i = \frac{V_i}{E} = \left(\frac{e}{4M_i} \right)^{1/2} \frac{L_{ion}}{U^{1/2}}. \quad (14)$$

Из уравнения Пуассона следует, что при постоянном электрическом поле в зоне ионизации концентрации ионов и электронов равны. Тогда можно записать:

$$J = \alpha_E \left(1 + \frac{\mu_{e\perp}}{\mu_i} \right) \mu_i \varepsilon_0 \frac{U^2}{L_{ion}^3}. \quad (15)$$

Подставив в уравнение (15) выражения (7) и (14), можно получить зависимость плотности тока от потенциала катода и параметра Pd_m при наличии магнитного поля:

$$J = \alpha_E \varepsilon_0 \left(\frac{e}{4M_i} \right)^{1/2} P^2 \frac{U^{3/2}}{(Pd_m)^2} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right] \left[1 + e \left(m v_{ea} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}} \right)^2 \right]^{1/2} \left(\frac{e}{4M_i} \right)^{1/2} \frac{(Pd_m)}{PU^{1/2}} \right)^{-1} \right]. \quad (16)$$

Формулы (10) и (16) определяют параметрическую зависимость падения потенциала U и плотности тока J на катоде от параметра Pd_m , где P – давление газа, d_m – длина пути, который электрон должен пройти для преодоления области с эффективным магнитным удержанием.

Поскольку давление газа P зависит от концентрации частиц n_a ($P = n_a kT$), для дальнейшего исследования параметров разряда необходимо учесть зависимость концентрации атомов газа n_a возле катода от тока разряда, наблюдаемую в экспериментах и теоретически описанную рядом авторов [22,49].

При бомбардировке катода ионами, атомы материала катода выбрасываются в плазму с некоторым коэффициентом распыления, обладая при этом определенной энергией. Они сталкиваются с атомами нейтрального газа, теряя энергию, которая рассеивается в некоторой «зоне термализации»

(см. рисунок 1, в). В результате, происходит уменьшение плотности рабочего газа возле катода магнетрона благодаря разогреву и разрежению газа. Зона термализации определяет тепловой источник, из которого тепло передается к охлаждаемым стенкам вакуумной камеры (анод) благодаря термической проводимости рабочего газа.

Поскольку геометрия большей части экспериментальных систем достаточно сложна, необходимо ввести упрощающие предположения. Процесс передачи тепла рассматривается в сферической геометрии [49], а минимальный радиус r_t теплового источника определяется через параметры зоны распыления, а именно, ширину w_s и внутренний радиус R_{min} (см. рисунок 1, а). Площадь зоны распыления определяется выражением

$$A_{sput} = \pi(2R_{min}w_s + w_s^2); \quad (17)$$

радиус r_t полусферического источника тепла площадью $2\pi r_t^2$ определяется из площади зоны распыления:

$$r_t = \left(R_{min}w_s + \frac{w_s^2}{2} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Предполагается, что радиус r_H зоны разрежения газа определяется добавлением к радиусу r_t нескольких величин f длины свободного пробега λ_{aa} для столкновений распыленного атома с атомами рабочего газа [49]:

$$r_H = r_t + f\lambda_{aa} = r_t + f/n_H\sigma_{aa}, \quad (19)$$

где σ_{aa} - сечение столкновений между нейтральными атомами, m^2 .

В отличие от работы С. Росснагеля [49], учтем расстояние l от центра источника тепла (центр подложки, лежащий на оси симметрии зоны распыления, перпендикулярной плоскости катода) до стенок вакуумной камеры, которое определяется выражением

$$l = [l_{ch} - (R_{min} + w_s)] + r_t, \quad (20)$$

где l_{ch} – действительное расстояние от оси симметрии зоны распыления до стенок камеры (в нашем эксперименте – половина размера камеры).

Тогда разницу температур можно найти из уравнения передачи тепла от полусферического источника тепла:

$$T_H - T_0 = \frac{E_{in}}{2\pi K} \left(\frac{1}{r_H} - \frac{1}{l} \right), \quad (21)$$

где T_H – температура «горячего», разреженного газа; T_0 – температура стенок вакуумной камеры; r_H – радиус зоны разрежения газа; K – коэффициент теплопроводности газа; величина E_{in} определяется выражением

$$E_{in} = IY_v E_a = J\pi(2R_{min}w_s + w_s^2)Y_v E_a, \quad (22)$$

где I – ток разряда, А; E_a – энергия распыленного атома, эВ; Y_v – коэффициент распыления.

Для коэффициента распыления используем выражение, которое учитывает пропорциональность количества распыленных атомов энергии бомбардирующего иона:

$$Y_v = U U_{sput0}^{-1}, \quad (23)$$

где U_{sput0} – коэффициент пропорциональности.

Поскольку предполагается, что давление $P = n_a kT$ равно давлению, измеренному для всего объема вакуумной камеры, накладывается следующее условие [50]:

$$n_a T_H = n_{a0} T_0, \quad (24)$$

где n_a – плотность газа в зоне разрежения, м^{-3} , а n_{a0} – плотность газа в «фоновой» области, примыкающей к стенкам камеры.

Тогда разницу температур (21) можно записать в виде

$$T_H - T_0 = \frac{E_{in}}{4\pi K} \left(\frac{\sigma_{aa} n_{a0} T_0}{f T_H} \left(1 + \frac{\sigma_{aa} n_{a0} T_0}{f T_H} r_t \right)^{-1} - \frac{1}{l} \right), \quad (25)$$

и, наконец, плотность газа в зоне разрежения определяется решением уравнения (25):

$$n_a = 2n_{a0} \left(1 - \frac{E_{in}}{4\pi K l T_0} - \frac{\sigma_{aa} n_{a0}}{f} r_t + \sqrt{\left(1 - \frac{E_{in}}{4\pi K l T_0} - \frac{\sigma_{aa} n_{a0}}{f} r_t \right)^2 + \frac{E_{in}}{\pi K} \frac{\sigma_{aa} n_{a0}}{f T_0} \left(\left(\frac{4\pi K}{E_{in}} T_0 + \frac{1}{l} \right) r_t + 1 \right)} \right)^{-1}. \quad (26)$$

Учитывая изменение концентрации нейтрального газа при постоянстве давления в разрядном промежутке, в уравнениях (10) и (16) целесообразно перейти от параметра Pd_m к параметру $n_a d_m$.

Исследуя уравнение (10) на экстремум, можно определить, что оно имеет минимум при значении аргумента

$$(n_a d_m)_0 = \frac{\bar{e}}{\sigma_{ea}} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{net}} \right), \quad (27)$$

при котором падение напряжения на разрядном промежутке достигает значения

$$U_0 = \bar{e} \varepsilon_{iz} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{net}} \right). \quad (28)$$

Для значения U_0 можно определить плотность тока J_0 в разрядном промежутке, для чего необходимо численно решить уравнение

$$J_0 = \alpha_E \varepsilon_0 \left(\frac{e}{4M_i} \right)^{1/2} n_a^2(J_0, U_0) \frac{U_0^{3/2}}{(n_a d_m)_0^2} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea0}} \right)^2 \right] \left[1 + \frac{e}{m v_{ea0} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea0}} \right)^2 \right]^{1/2} \left(\frac{e}{4M_i} \right)^{1/2} \frac{(n_a d_m)_0}{n_a(J_0, U_0) U_0^{1/2}}} \right]. \quad (29)$$

Протяженность зоны ионизации в режиме нормального магнетронного разряда может быть найдена из выражения (7)

$$L_{ion0} = d_{m0} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea0}} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (30)$$

где величина d_{m0} находится из уравнения (27):

$$d_{m0} = \frac{\bar{e}}{n_a(J_{i0}) \sigma_{ea}} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{net}} \right), \quad (31)$$

Для дальнейшего описания магнетронного разряда введем ряд предположений о характере взаимодействия электронов с частично ионизированной плазмой. Известно, что классический механизм не всегда адекватно описывает результаты эксперимента для систем со скрещенными электрическими и магнитными полями. Ранее были описаны различные механизмы подвижности, приводящие к аномальной транспортировке электронов поперек магнитного поля вследствие различных турбулентностей в плазме.

При выводе уравнений (28) и (29) предполагалось, что на средней длине между столкновениями с нейтральными атомами электрон приобретает энергию ε_{iz} , достаточную для ионизации. При движении в магнитном поле можно выделить два компонента полной энергии электрона ε – энергию вращательного движения ε_{\perp} и энергию поступательного движения ε_z относительно силовых линий магнитного поля:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\perp} + \varepsilon_z. \quad (32)$$

Учитывая экспериментально обнаруженную зависимость параметров разряда от концентрации нейтральных атомов n_a в зоне ионизации [49], влияние плазменной частоты ω_p на параметры разряда, возможность взаимодействия электронов с волнами в плазме (затухание Ландау, Бомовская диффузия) [18], а также наличие токовых неустойчивостей, в работе предполагалась следующая зависимость энергии ε_{\perp} циклотронного вращения электронов:

$$\varepsilon_{\perp} = \left(\frac{n_a}{n_{a0}} \right)^{k_1} \frac{\omega_c^{k_2}}{\omega_0^{k_3} \omega_p^{k_2-k_3}} \left(\frac{J}{J_i} \right)^{k_4} \varepsilon, \quad (33)$$

где ω_0 – некоторый постоянный множитель; K_1, K_2, K_3, K_4 – постоянные. Для определения полной энергии электрона использовалось следующее рассуждение. Преодолев длину d_m без столкновений, электрон приобрел бы энергию U , которая соответствует падению напряжения на разрядном промежутке, однако столкновения, происходящие в среднем при пробеге λ_{ea} , уменьшают это значение. В результате, энергию электрона ε можно представить в виде

$$\varepsilon = U \frac{\lambda_{ea}}{d_m} = \frac{U}{n_a d_m \sigma_{ea}}. \quad (34)$$

а частоту упругих столкновений электрона с нейтральными атомами ν_{ea} , в результате которых электрон дрейфует поперек магнитного поля столкновений, можно выразить в виде

$$\nu_{ea} = n_a \sigma_{ea} \left(\frac{2e\varepsilon_{\perp}}{m} \right)^{1/2} = n_a \sigma_{ea} \left(\frac{2e}{m} \left(\frac{n_a}{n_{a0}} \right)^{k_1} \frac{\omega_c^{k_2}}{\omega_0^{k_3} \omega_p^{k_2-k_3}} \left(\frac{J}{J_i} \right)^{k_4} \varepsilon \right)^{1/2}. \quad (35)$$

Для описания плазменной частоты [18] предполагаем, что концентрация электронов равна концентрации ионов и может быть выражена через плотность ионного тока и, далее, через плотность тока, используя выражение (13):

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m} \right)^{1/2} = \left(\frac{J_i}{\varepsilon_0 m} \right)^{1/2} \left(\frac{eM_i}{U} \right)^{1/4} = \left(\frac{J}{\varepsilon_0 m} \right)^{1/2} \left(\frac{eM_i}{U} \right)^{1/4} \left(1 + \frac{\mu_{e\perp}}{\mu_i} \right)^{-1/2}. \quad (36)$$

Тогда энергию электрона ε_0 можно представить в виде

$$\varepsilon_0 = U_0 \frac{\lambda_{ea0}}{d_{m0}} = \frac{U_0}{(n_a d_m)_0 \sigma_{ea}} = \varepsilon_{iz}, \quad (37)$$

а частоту ν_{ea0} , входящую в выражение (29), можно выразить в виде

$$\nu_{ea0} = n_a(J_0, U_0) \sigma_{ea} \left(\frac{2e}{m} \left(\frac{n_a(J_0, U_0)}{n_{a0}} \right)^{k_1} \frac{\omega_c^{k_2}}{\omega_0^{k_3} (\omega_p(J_{i0}, U_0))^{k_2-k_3}} \left(\frac{J_0}{J_{i0}} \right)^{k_4} \varepsilon_{iz} \right)^{1/2}, \quad (38)$$

$$\omega_p(J_{i0}, U_0) = \left(\frac{J_0}{\varepsilon_0 m} \right)^{1/2} \left(\frac{eM_i}{U_0} \right)^{1/4} \left(\frac{J_0}{J_{i0}} \right)^{-1/2}. \quad (39)$$

Таким образом, система уравнений (28)-(31) и (38)-(39) позволяет определить некоторую точку вольтамперной характеристики (J_0, U_0) , которая, как известно из теории Энгеля и Штеенбека [47], делит вольтамперную характеристику на две части. На практике реализуется только участок характеристики, где $J > J_0$, а величины J_0 и U_0 представляют собой минимальные (т.н. «нормальные») плотность ионного тока и катодное падение потенциала. По аналогии с терминологией, принятой для тлеющего разряда, режим магнетронного разряда с параметрами J_0 и U_0 , определенными из уравнений (28) и (29), можно назвать нормальным режимом магнетронного разряда, а разряд при $J > J_0$ - аномальным режимом магнетронного разряда. В нормальном режиме увеличение тока разряда связано с расширением площади катода, занятого токовым пятном [30], а в аномальном режиме – с увеличением плотности плазмы.

Тогда можно записать систему уравнений, решение которой позволяет определить вольтамперную характеристику разряда:

Для описания аномального режима целесообразно перейти к безразмерным переменным [30]:

$$\bar{d} = \frac{n_a d_m}{(n_a d_m)_0}, \quad \bar{U} = \frac{U}{U_0}, \quad \bar{j} = \frac{J}{J_0}, \quad (40)$$

В результате система уравнений принимает вид

$$U(\bar{d}) = U_0 \frac{\bar{d}}{1 + \ln \bar{d}}, \quad (41)$$

$$J = \left(\frac{n_a(J, U(\bar{d}))}{n_a(J_0, U_0)} \right)^2 \frac{J_0}{\bar{d}^{1/2} (1 + \ln \bar{d})^{3/2}} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}(J, U(\bar{d}), \bar{d})} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{ea}(J_0, U_0)} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (42)$$

$$L_{ion}(\bar{d}) = \left[4 \left(1 + \frac{\mu_{e\perp}}{\mu_i} \right) \varepsilon_0 \left(\frac{e}{4M_i} \right)^{1/2} \frac{(U(\bar{d}))^{3/2}}{J} \right]^{1/2}, \quad (43)$$

$$v_{ea}(J, U(\bar{d}), \bar{d}) = n_a(J, U(\bar{d})) \sigma_{ea} \left(\frac{2e}{m} \left(\frac{n_a(J, U(\bar{d}))}{n_{a0}} \right)^{k_1} \frac{\omega_c^{k_2}}{\omega_p^{k_3}(J, U(\bar{d}))^{k_2 - k_3}} \frac{\varepsilon_{iz}}{1 + \ln \bar{d}} \right)^{1/2}, \quad (44)$$

$$\omega_p(J, U(\bar{d}), \bar{d}) = \left(\frac{J}{\varepsilon_0 m} \right)^{1/2} \left(\frac{eM_i}{U} \right)^{1/4} \left(1 + \frac{\mu_{e\perp}}{\mu_i} \right)^{-1/2}. \quad (45)$$

$$\frac{\mu_{e\perp}}{\mu_i} = \frac{2(eM_i U_0)^{1/2}}{m \omega_c} \frac{n_a(J_i, U(\bar{d}))}{n_a(J_{i0}, U_0)} \frac{1}{d_{m0} \bar{d}^{1/2} (1 + \ln \bar{d})^{1/2}}. \quad (46)$$

Численное решение системы уравнений (41)-(46) позволяет описать магнетронный разряд при изменении параметра \bar{d} в пределах $\bar{d} \in [1..0,38]$.

3. Экспериментальное исследование разряда планарного магнетрона

Для экспериментальной проверки результатов теории был проведен эксперимент по изучению влияния магнитного поля и давления газа в камере на параметры разряда. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2, а. Планарное магнетронное распылительное устройство было установлено в центре цилиндрической вакуумной камеры (500×500 мм). Магнитное поле создавалось электромагнитом, в качестве материала сердечника

выбрано армко-железо. Магнитное поле создавалось соленоидом (4100 витков), намотанным на сердечник диаметром 45 мм и длиной 106 мм. Конструктивная схема электромагнита приведена на рисунке 2, б. Магнетрон был оснащен катодом в форме диска изготовленного из полированной нержавеющей стали. Диаметр катода составлял 400 мм, толщина – 8 мм.

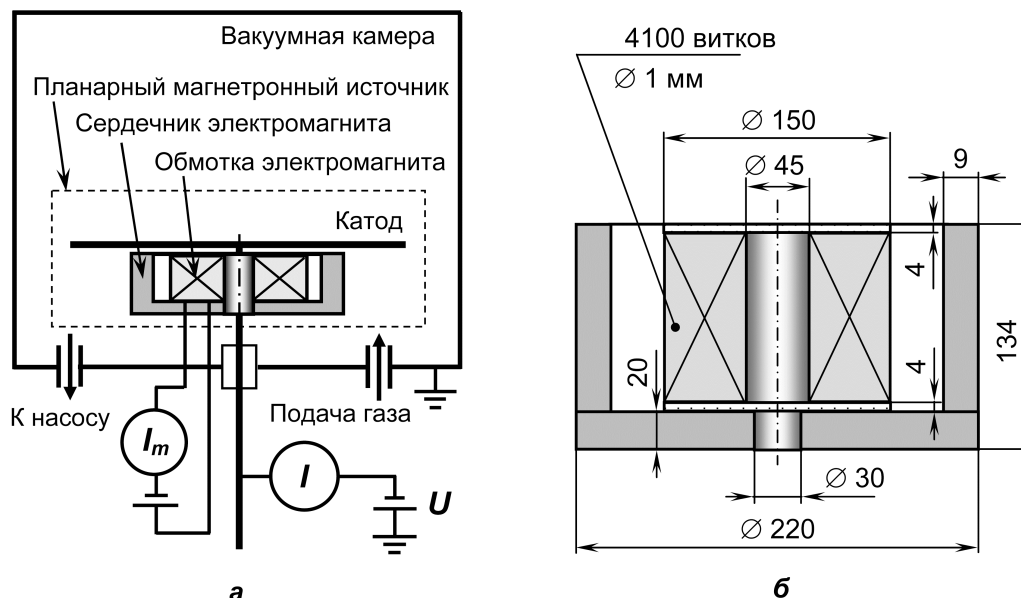


Рис. 2. Экспериментальная установка: а – схема установки; б – конструктивная схема электромагнита

Магнитное поле B изменялось в диапазоне от 0,012 до 0,036 Т над катодом возле его поверхности, где силовые линии магнитного поля параллельны поверхности катода (в области поддержания магнетронного разряда); радиус кривизны силовых линий магнитного поля составлял величину порядка 90 мм [52]. Давление рабочего газа изменялось в диапазоне 0,7 – 1,7 Па при постоянной величине магнитного поля. Отрицательное смещение $V_c = 250 - 900$ В подавалось на катод и зонд. В этих условиях инициировался самоподдерживающийся магнетронный разряд, и снимались вольтамперные характеристики разряда. Длительность каждого эксперимента составляла 3 секунды при постоянном режиме работы устройства. Разряд возникал в форме яркого тора высотой от 2 до 3 см над поверхностью катода, фотография разряда приведена на рисунке 3, а.

Измеренные вольтамперные характеристики разряда представлены на рисунке 3, б-в и рисунке 4. При увеличении тока визуальные размеры разряда расширяются до некоторого размера, при токах порядка 1 А, однако затем остаются практически постоянными в широком диапазоне токов, при этом изменяется только яркость разряда. Измеренный внутренний радиус R_{min} и ширина зоны распыления w_s составляли 5 и 6 см, соответственно. Яркость разряда и ионный ток на катод зависели от давления рабочего газа и приложенного магнитного поля. Более высокие значения давления и магнитного поля позволяли достичь более высокие значения тока при более низких разрядных напряжениях. На рисунках 3 и 4 также приведены результаты расчетов вольтамперных характеристик согласно предложенной модели магнетронного разряда, которые подтверждают адекватность теоретической модели, поскольку отклонение расчетных данных не превышали величины 15 % от экспериментально измеренного значения.

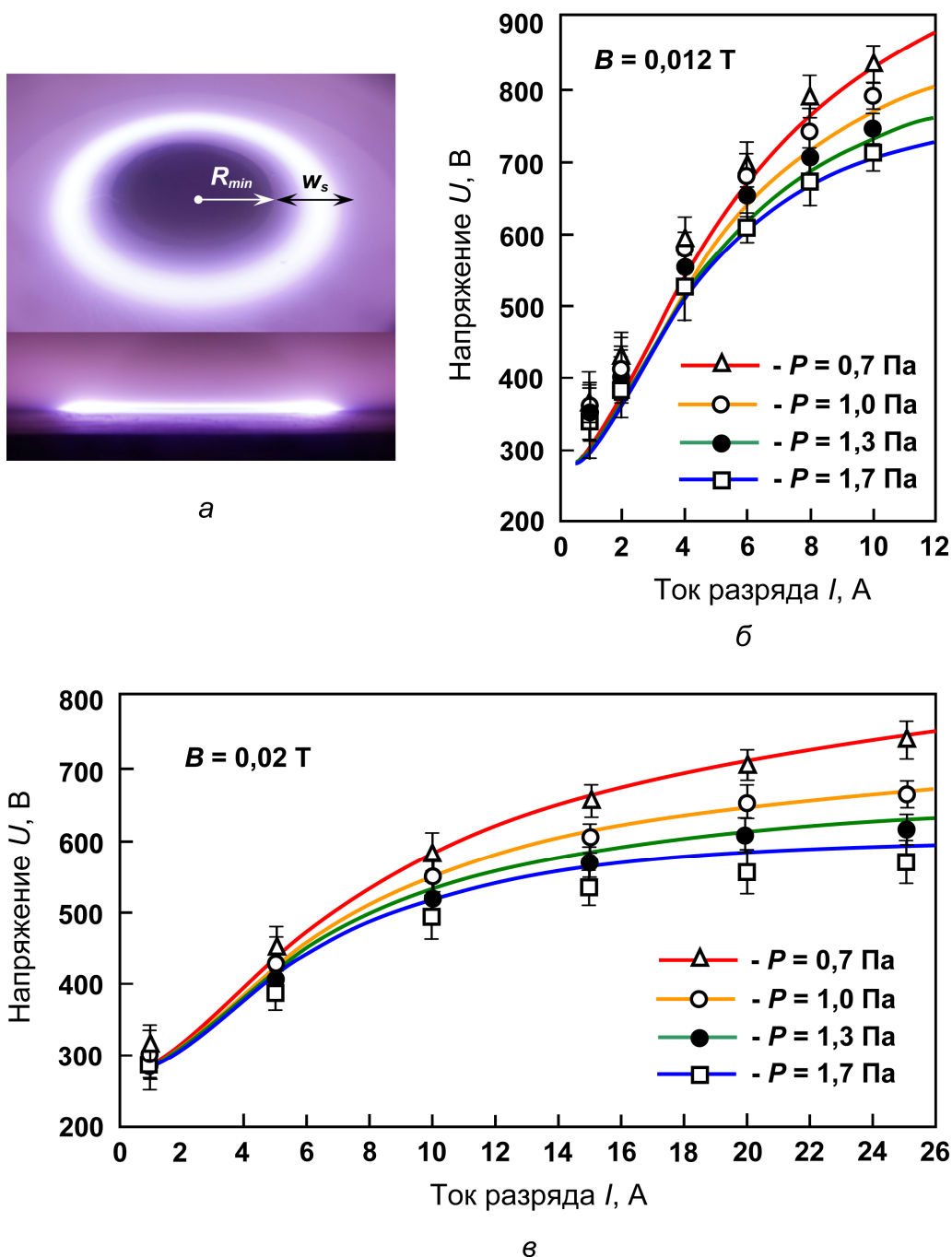


Рис. 3. Результаты исследования разряда планарного магнетрона: а – фотография разряда; б – вольтамперные характеристики разряда для индукции 0,012 Т, давление рассматривается как параметр

Численный расчет был проведен при следующих параметрах: $\sigma_{ea} = 5,8 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$; $R_{ref} = 0,4$; $\gamma_{see} = 0,06$; $l_{ch} = 0,25 \text{ м}$; $\sigma_{aa} = 54 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$; $\varepsilon_{iz} = 27,5 \text{ эВ}$; $f = 3$; $R_{min} = 0,05 \text{ м}$; $w_s = 0,06 \text{ м}$; $T_0 = 300 \text{ К}$; $K = 0,025 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $U_{sput0} = 1000 \text{ В}$; $E_a = 0,5 \text{ эВ}$; $R_c = 0,6 \text{ м}$; $\alpha_w = 3,14$, $\omega_0 = 5,6 \cdot 10^{11} \text{ 1/с}$.

Расчеты показали, что наилучшее соответствие экспериментальным данным получено, когда постоянные в выражении (33) принимают значения: $\kappa_1 = 1$, $\kappa_2 = 3/2$, $\kappa_3 = 1/2$, $\kappa_4 = 1/2$. Данные расчета позволяют представить зависимость (33) энергии циклотронного вращения электрона в окончательном виде:

$$\varepsilon_{\perp} = \left(\frac{n_a}{n_{a0}} \right) \frac{\omega_c^{3/2}}{\omega_{0j}^{1/2} \omega_p} \varepsilon, \quad (47)$$

$$\omega_{0j} = \left(\frac{J_i}{J} \right) \omega_0. \quad (48)$$

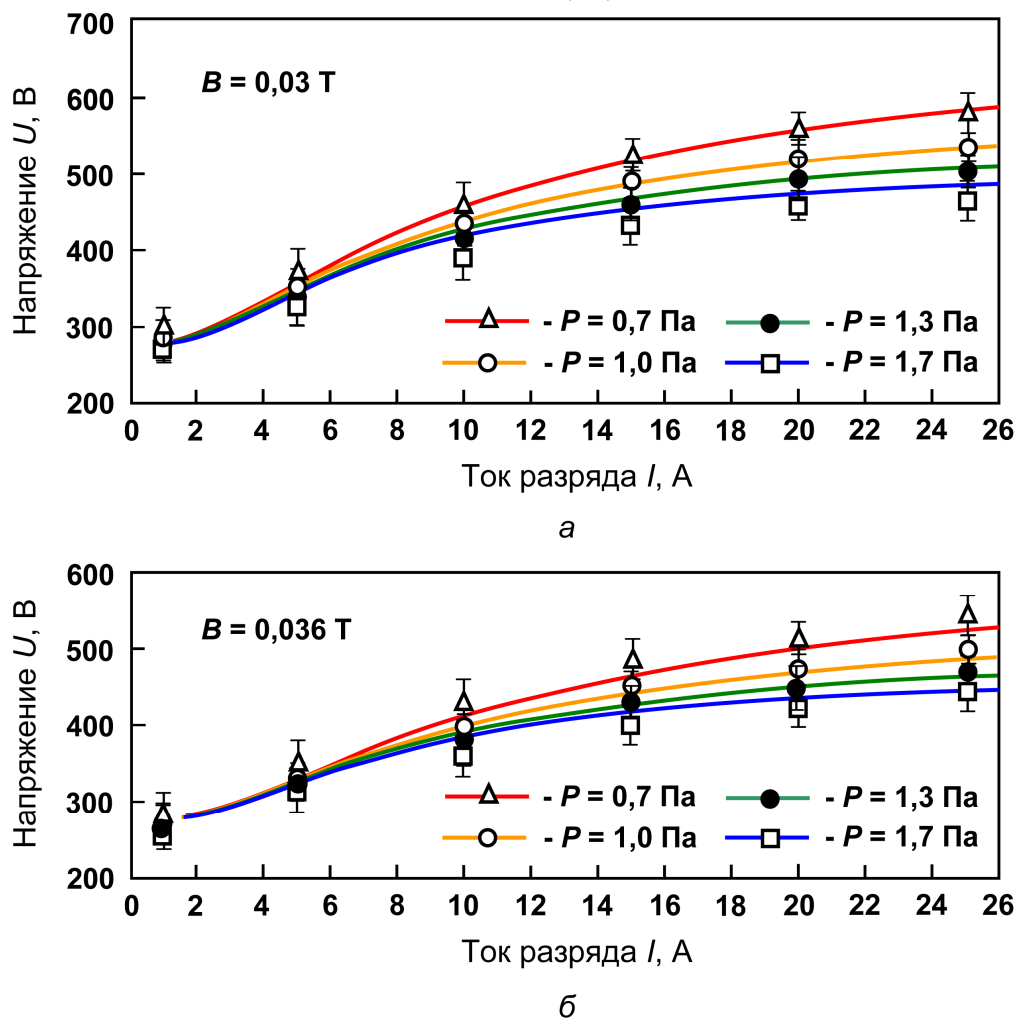


Рис. 4. Вольтамперные характеристики разряда, давление рассматривается как параметр для различных значений магнитного поля: а – 0,03 Т, б – 0,036 Т

Таким образом, формальная подстановка выражения (47) позволяет описать магнетронный разряд, используя представления модели Энегеля и Штеенбека при учете магнитного поля в предположении о реализации классического механизма подвижности электронов поперек магнитного поля. Полученные результаты подтверждают предположение о характере движения электронов в арочной ловушке магнитной системы магнетрона. Электрон преимущественно набирает энергию в области магнитных зеркал, где ларморовский радиус наибольший; при движении к центру ловушки электрон преимущественно теряет энергию на ионизацию и неупругие столкновения. При движении от магнитного зеркала ларморовский радиус электрона уменьшается вследствие сохранения магнитного момента, что приводит к уменьшению скорости дрейфа поперек магнитного поля. Потерявший энергию электрон вновь приобретает ее в области магнитного зеркала, где электрическое поле достаточно интенсивное вследствие малой концентрации плазмы.

4. Заключение

Предложена теория стационарного режима магнетронного разряда, описывающая его структуру на основе теории электрического пробоя газов и уравнений магнитной гидродинамики. Впервые описан механизм поддержания разряда, согласно которому генерация плазмы в магнитном поле обусловлена действием высокоэнергетичных первичных электронов и электронов плазмы, а на параметры зоны ионизации влияет процесс ионного распыления посредством изменения концентрации атомов рабочего газа при баллистических столкновениях с распыленными атомами, последующей термализации и отводе тепла к стенкам вакуумной камеры. Разработанная теория может использоваться для управления плотностью ионного тока в технологических системах путем магнитного удержания плазмы возле подложки, что целесообразно для обработки деталей интенсивными потоками ионов газов на этапах распыления, очистки и нагрева поверхности, а также низковольтной ионной имплантации в системах, где подложка является электродом источника плазмы.

Список литературы

1. Anders, A. Handbook of plasma immersion ion implantation and deposition / A. Anders // New York: Wiley, 2000. – 736 p.
2. Кузьмичев, А. И. Магнетронные распылительные системы / А. И. Кузьмичев // К.: Аверс, 2008. – Кн. 1. – 245 с.
3. Musil J. Reactive magnetron sputtering of thin films: present status and trends / J. Musil, P. Baroch, J. Vlcek, K.H. Nam, J.G. Han // Thin Solid Films. - 2005. - №475. - P. 208 – 218.
4. Свадковский, И. В. Направления развития магнетронных распылительных систем / И.В. Свадковский // Доклады БГУИР. – 2007. - №2 (18), с.112 - 121.
5. Mattox, D. Handbook of Physical Vapor Deposition (PVD) Processing / D. Mattox // New York: Elsevier, 2010. – 772 p.
6. Rossnagel, S. Handbook of plasma processing technology / S. Rossnagel, J. Cuomo, W. Westwood // Park Ridge, New Jersey: Noyes Publications, 1989. – 537 p.
7. Берлин, Е. В. Вакуумная технология и оборудование для нанесения и травления тонких пленок / Е. В. Берлин, С. А. Двинин, Л. А. Сейдман // М.: Техносфера, 2007. – 176 с.
8. Window, B. Ion-assisting magnetron sources: principles and uses / B. Window, G.L. Harding // Journal of vacuum science and technology. - 1990. - V.A 8, №3. - P. 1277 – 1282.
9. Fujita, H. Plasma production with dc discharge of planar magnetron device for thin film preparation / H. Fujita, S. Yagura, H. Ueno, M. Nagano // Journal of physics D: applied physics. - 1986. – V.19. – P. 1699-1706.
10. Kelly, P. J. Magnetron Sputtering: A Review of Recent Developments and Applications / P. J. Kelly, R. D. Arnell // Vacuum. - 2000. - №56. - P. 159 – 172.
11. Lieberman, M. A. Principles of plasma discharges for materials processing / M.A. Lieberman, A. J. Lichtenberg. // New York: Wiley Interscience, 1994. – 572 p.
12. Morozov, A. I. Fundamentals of Stationary Plasma Thruster Theory / A. I. Morozov, V. V. Savelyev // Review of Plasma Physics / ed. by B. B. Kadomtsev, V. D. Shafranov. – V.21. - New York: Consultant Bureau, 2000. - P. 203.
13. Conrads. H. Plasma generation and plasma sources / H. Conrads, M. Schmidt //

- Plasma sources science and technology. - 2000. – V.9. - P. 441-454.
14. Zhurin, V. V. Physics of closed drift thrusters / V. V. Zhurin, H. R. Kaufman, R. S. Robinson // Plasma sources science and technology. - 1999. – V.8. - P. R1-R20.
 15. Keidar, M. Modeling of a High-Power Thruster with Anode Layer / M. Keidar, I.D. Boyd, I.I. Beilis // Physics of plasmas. – V.11. - 2004. - P. 1715 - 1722.
 16. Wang, Z. Geometrical aspects of a hollow-cathode planar magnetron / Z. Wang, S. A. Cohen // Physics of plasmas. - 1999. – V.6. - P. 1655 – 1666.
 17. Bradley, J.W. Study of the plasma pre-sheath in magnetron discharges dominated by Bohm diffusion of electrons / J. W. Bradley // Plasma sources science and technology. - 1998. – V.7. - P. 572 – 580.
 18. Чен, Ф. Введение в физику плазмы: пер. с англ. / Ф. Чен. – М.: Мир, 1987.–398 с.
 19. Bohm, D. The characteristics of electrical discharges in magnetic fields / D. Bohm // Edited by A. Guthrie, R. K. Walkering. - New York: McGraw Hill Book Co, 1949.
 20. Ivanov, A. A. Effect of plasma-wall recombination on the conductivity in Hall thrusters / A. A. Ivanov, A. A. Ivanov Jr, M. Bacal // Plasma physics and controlled fusion. - 2002. – V.44. - P. 1463 – 1470.
 21. Boeuf, J. P. Low frequency oscillations in a stationary plasma thruster / J. P. Boeuf, L. Garrigues // Journal of applied physics. - 1998. – V.84, №7. - P. 3541 – 3555.
 22. Rossnagel, S. M. Current-voltage relations in magnetrons / S.M. Rossnagel, H. R. Kaufman // Journal of vacuum science and technology. - 1988. – V.A 6, №2. – P. 223 – 229.
 23. Westwood, W. D. The current-voltage characteristic of magnetron sputtering systems / W. D. Westwood, S. Maniv, P.J. Scanlon // Journal of physics. - 1983. – V.54, №12. - P. 6841 – 6846.
 24. Maniv, S. Generalization of the model for the J-V characteristics of dc sputtering discharges / S. Maniv // Journal of applied physics. – 1986. – V.59, №1. – P. 66 - 70.
 25. Kolev, I. Influence of electron recapture by the cathode upon the discharge characteristics in dc planar magnetrons/ I. Kolev, A. Bogaerts, R. Gijbels // Physical review E. - 2005. – V.72. – P. 056402-1 - 056402-11.
 26. Costin, C. On the secondary electron emission in dc magnetron discharge / C. Costin, G. Popa, G. Gousset // Journal of optoelectronics and advanced materials. - 2005. – V.7, №5. - P. 2465 – 2469.
 27. Gulbiński, W. Physical vapour deposition of thin film coatings / W. Gulbiński // European Summer School in Plasma Physics in Science and Technology: proceedings of International conference, August 18-29, 2008. – Koszalin, 2008. – P. 1–49.
 28. Sheridan, T. E. Gas density reduction effects in magnetrons / T. E. Sheridan, M. J. Goeckner, J. Goree // Journal of vacuum science and technology. - 1990. – V.A 8, №3. - P. 1623 – 1626.
 29. Miura, T. A theory on planar magnetron discharge / T. Miura, T. Asamaki // Thin Solid Films. - 1996. - №281. - P. 190 – 193.
 30. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: учеб. руководство для вузов / Ю.П. Райзер – М.: Наука, 1992. - 536 с.
 31. Wendt A.E. Spatial structure of a planar magnetron discharge / A.E. Wendt, M.A. Lieberman // Journal of vacuum science and technology. – 1990. – V.A 8 (2). – P. 902 - 907.
 32. Wendt A. E. Radial current distribution at a planar magnetron cathode / A. E. Wendt, M. A. Lieberman, H. Meuth // Journal of vacuum science and technology. –

1988. – V.A 6 (3). – P. 1827 - 1831.

33. Bogaerts, A. Computer modelling of magnetron discharges / A. Bogaerts, E. Bultinck, I. Kolev, L. Schwaederl, K. Van Aeken, G. Buyle, D. Depla // Journal of physics D: applied physics. - 2009. – V.42. – P. 194018-1 – 194018-12.

34. Kolev, I. Numerical Models of the Planar Magnetron Glow Discharges / I. Kolev, A. Bogaerts // Contributions to plasma physics. – 2004. – V. 44, №7–8, – P. 582 - 588.

35. Kolev, St. Physics of a magnetic barrier in low-temperature bounded plasmas: insight from particle-in-cell simulations / St. Kolev, G.J.M. Hagelaar, G. Fubiani, J.-P. Boeuf // Plasma sources science and technology. - 2012. – V.21. - P. 1 – 14.

36. Bradley, J. W. The plasma properties adjacent to the target in a magnetron sputtering source / J.W. Bradley // Plasma sources science and technology. - 1996. – V.5. - P. 622 – 631.

37. Bradley J.W. Model of the cathode fall region in magnetron discharges / J.W. Bradley, G. Lister // Plasma sources science and technology. - 1997. – V.6. - P. 524 – 532.

38. Goeckner, M. J. Monte Carlo simulations of ions in a magnetron plasma / M.J. Goeckner, J.A. Goree, T.E. Sheridan // IEEE transactions on plasma science. – 1991. – V.19, №2. – P. 301 – 308.

39. Golubovskii, Yu. B. Electron kinetics in cylindrical discharges of magnetron configurations / Yu. B. Golubovskii, I. A. Porokhova, V. P. Sushkov, M. Holik, P. Kudrna, M. Tichy // Plasma sources science and technology. - 2006. – V.15. - P. 228 – 236.

40. Porokhova, I. A. Anisotropy of the electron component in a cylindrical magnetron discharge. II. Application to real magnetron discharge / I. A. Porokhova, Yu. B. Golubovskii, J.F. Behnke // Physical review E. - 2005. – V.71. – P. 066407-1 - 066407-10.

41. Marek, A. 2D particle-in-cell simulation of DC magnetized plasma in cylindrical configuration / A. Marek, P. Kudrna, M. Holik, O. Bilyk, I. Pickova, M. Tichy, R.P. Apetrei // Acta physica slovacica. - 2005. – V.55, №5. – P. 461 - 466.

42. Costin, C. Two-dimensional fluid approach to the DC magnetron discharge / C. Costin, L. Marques, G. Popa, G. Gousset // Plasma sources science and technology. - 2005. – V.14. - P. 168 – 176.

43. Хокни, Р. Численное моделирование методом частиц: пер. с англ. / Р. Хокни, Дж. Иствуд. – М.: Мир, 1987. - 640 с.

44. Бэдсел, Ч. Физика плазмы и численное моделирование: пер. с англ. / Ч. Бэдсел, А. Ленгдон. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 452 с.

45. Цветков, И. В. Применение численных методов для моделирования процессов в плазме: учебное пособие / И.В. Цветков. – М.: МИФИ, 2007. – 84 с.

46. Биндер, К. Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике: пер. с англ. / К. Биндер, Д.В. Хеерман. – М.: Наука, 1995. – 144 с.

47. Энгель, А. Ионизированные газы: пер. с англ. / А. Энгель. – М.: Физматгиз, 1959. – 333 с.

48. Braithwaite, N. Introduction to gas discharges / N. Braithwaite // Plasma sources science and technology. - 2000. - №9. - P. 517-527.

49. Rossnagel, S.M. Gas density reduction effects in magnetrons / S.M. Rossnagel // Journal of vacuum science and technology. - 1988. – V.A 6, №1. - P. 19 – 24.

Рецензент: д-р техн. наук, проф. зав. каф. Долматов А.И., Национальный аэрокосмический университет «ХАИ» им. Н.Е. Жуковского, Харьков

Поступила в редакцию 11.06.2014

Теоретична модель розряду магнетронного розпилювального пристрою

Розроблено модель стаціонарного режиму магнетронного розряду, яка дозволяє розрахувати вольтамперні характеристики. Запропоновано механізм підтримки розряду, згідно з яким генерація плазми в магнітному полі зумовлена дією високоенергетичних первинних електронів і електронів плазми, а на параметри зони іонізації впливає процес іонного розпилення завдяки зміні концентрації атомів робочого газу при балістичних зіткненнях з розпиленими атомами, подальшій термалізації і відводу тепла до стінок вакуумної камери. Для перевірки адекватності моделі було проведено експеримент з вимірювання вольтамперних характеристик розряду планарного магнетрону в діапазоні індукції магнітного поля 0,012-0,036 Т при тиску газу 0,7-1,7 Па, який показав, що розбіжність між результатами розрахунку і даними експерименту не перевищує 15 - 20%.

Ключові слова: плазмово-іонна обробка, керування іонними потоками

Theoretical model of a discharge of a magnetron sputtering device

A model of a stationary magnetron discharge is developed, which allows to calculating the current-voltage characteristics. A mechanism of the discharge sustaining is proposed, where the plasma is generated in the magnetic field due to the action of high-energy primary electrons and plasma electrons, and the parameters of the ionization zone are affected by the sputtering process via changing the concentration of the atoms of the working gas in the ballistic collisions with the sputtered atoms, followed by thermalization and heat sink to the walls of the vacuum chamber. To verify the model, an experiment was conducted and the current-voltage characteristics of the discharge of a planar magnetron were measured at the magnetic field of 0.012-0.036 T and the gas pressure of 0.7-1.7 Pa, which showed that the error between the calculated results and the experimental data does not exceed 15-20 %.

Keywords: plasma-ion treatment, control of ion fluxes