

ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ МАГНЕТРОННОГО ТИПА

А.А. Гончаров¹, А.Н. Добровольский¹, А.Н. Евсюков¹, И.М. Проценко¹, И.В. Литовко²

¹Институт физики НАН Украины, Киев, Украина;

²Институт ядерных исследований, Киев, Украина

E-mail: gonchar@iop.kiev.ua

Представлены результаты комплексного теоретического и экспериментального исследования цилиндрических газовых разрядов в конфигурации скрещенных электрических и магнитных полей, присущих аксиально-симметричной плазменной линзе. Предложено и испытано оригинальное цилиндрическое распылительное устройство, основанное на принципах плазмооптики. На базе экспериментальных данных сформулировано новое системное видение плазмодинамики газовых разрядов магнетронного типа. Новый подход предусматривает наличие трёх квазиавтономных областей в разряде, в которых токоперенос осуществляется различными частицами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Идеи плазмооптики, в основе которых лежат принципы магнитной изоляции электронов и эквипотенциализации силовых линий магнитного поля в той или иной степени, используются в различных плазмодинамических системах, таких, например, как плазменные укоротители с замкнутым дрейфом электронов, электростатические плазменные линзы, магнитоэлектрические плазмоды, осесимметричные масс-сепараторы и другие. Не вдаваясь в подробный исторический экскурс, отметим, что одними из первых устройств, где идея магнитной изоляции электронов была реализована, являются аксиально-симметричные цилиндрические ионные магнетроны, предложенные для генерации ускоренных квазинейтральных ионных потоков с целью заполнения ими магнитных ловушек пробочной конфигурации. Предложенная Жариновым А.В. в середине 60-х годов прошлого века развернутая, кольцевая модель такой системы [1,2] оказалась исключительно плодотворной. Это привело к появлению укоротителей с замкнутым дрейфом электронов, где генерация и ускорение ионов осуществлялись в узкой, прилегающей к аноду зоне. Такие ускорители с анодным слоем разрабатывались поначалу как электроактивные движки и источники тяжелых ионов различных химических элементов. Затем в 80-х годах в связи с интенсивным развитием вакуумно-плазменных технологий они стали активно адаптироваться для ионной обработки материалов и нанесения покрытий.

В 70-х годах было обнаружено, что обращенная схема ускорителя с анодным слоем легко превращается в самостоятельный газовый разряд магнетронного типа, который может использоваться для эффективного распыления катода-мишени. Вскоре основанные на этих принципах появились мощные планарные, технологические распылительные системы, способные напылять покрытия на крупномасштабные поверхности, например, на архитектурные стекла. В современных плазменных технологиях плоские магнетронные распылительные системы различных конфигураций достойно занимают свою

нишу, обеспечивая высокое качество и однородность наносимых функциональных покрытий и являясь эффективным плазмохимическим реактором, где синтезируют бинарные соединения химически активных металлов.

Использование предложенных Морозовым А.И. [3,4] диэлектрических стенок в канале плазменного ускорителя взамен металлических позволило расширить зону генерации и ускорения и резко, на один – два порядка, увеличить интенсивность формируемых квазинейтральных ионных пучков. Это сразу же открыло перспективу для использования таких систем на космических аппаратах. Наряду с использованием в космических исследованиях стационарные плазменные ускорители нашли применение в плазменных технологиях модификации поверхностных свойств материалов.

Кольцевой плазменный ускоритель с протяженной зоной ускорения и в особенности аксиально-симметричная электростатическая плазменная линза являются плазмодинамическими устройствами, в которых наиболее отчетливо проявляются основные плазмооптические принципы. Плазмооптические системы необычайно сложны для цельного и последовательного описания физических процессов, определяющих механизмы их действия. Современные теоретические представления строятся на кинетических, гидродинамических, а также гибридных моделях, которые в той или иной степени адекватно описывают отдельные, квазиавтономные области таких систем [3,4]. Так, в частности, в плазменных ускорителях с диэлектрическими стенками существуют несколько квазиавтономных областей [3], из которых отметим здесь прианодную область и разнесенные вдоль канала плазменного укоротителя области ионизации рабочего вещества и ускорения. Как свидетельствуют последние экспериментальные данные [4], область основного падения потенциала (область ускорения) сосредотачивается в основном на срезе ускорительного канала вблизи катода.

Экспериментальные исследования плазмодинамических характеристик электростатических плазменных линз [5] выявили, что при определенных условиях в линзе может зажигаться самоподдержи-

вающийся стабильный цилиндрический газовый разряд. Это обстоятельство дало возможность взглянуть на конфигурацию плазменной линзы как удобный прототип для создания нового поколения плазодинамических устройств. В частности, благодаря последовательному учету плазмооптических принципов магнитной изоляции электронов и эквипотенциализации магнитных силовых линий и некоторой модификации конфигурации фиксирующих электродов были предложены и экспериментально реализованы цилиндрические симметричные плазменные ускорители, формирующие фокусирующийся, сходящийся на ось, азимутально-однородный ионный поток, и цилиндрическая распылительная система магнетронного типа с магнитоэлектронным виртуальным анодом [6].

Если цилиндрические плазменные ускорители по механизму действия являются аналогами ионных магнетронов и ускорителей с анодным слоем и, следовательно, к ним применимы с некоторой модификацией теоретические представления, развитые для этих систем, то плазмооптические магнетроны являются скорее аналогами плазменных ускорителей с протяженной зоной ускорения.

Отметим также обострившийся в последнее время интерес к цилиндрическим системам магнетронного типа (как обращенных, так и прямого действия) в связи с их несомненными технологическими достоинствами при обработке цилиндрических образцов сложной конфигурации, высокой степенью использования материала мишени и парового потока, а также благодаря возможности построения адекватных теоретических моделей [7-10].

Цель данной работы – гидродинамический анализ плазодинамических процессов цилиндрического газового разряда в поперечном магнитном поле с замкнутым дрейфом электронов, экспериментальное исследование стационарных характеристик разряда в зависимости от параметров системы.

2. ИСХОДНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Следуя общим плазодинамическим подходам, применяемым при анализе подобных систем, будем рассматривать одномерный газонаполненный диодный промежуток с замагниченным электронным фоном и свободными незамагниченными ионами. Упрощенная схема такого промежутка представлена на Рис.1. Здесь изображены: цилиндрический катод радиусом R_c и высотой h , внутренняя поверхность которого может служить распыляемой ускоренными ионами мишенью; два полых разомкнутых на h цилиндрических анода радиусом $R_A < R_c$. Приложенное магнитное поле B параллельно образующей электродов. Образующие разведенных анодных электродов формируют виртуальную цилиндрическую поверхность, которая в силу условия эквипотенциальности, принимает потенциал, близкий к анодному. Предполагается, что на оси системы могут размещаться обрабатываемые образцы. Будем придерживаться некоторых характерных параметров: давление плазмобразующего газа (аргон Ar) $2...6 \cdot 10^{-3}$ Торр, величина

приложенного магнитного поля $H=500...800$ Э, напряжение на разряде $U_d=400...600$ В, плотность разрядного тока $j_d=20...30$ мА/см², характерный размер диодного промежутка $L=1...3$ см.

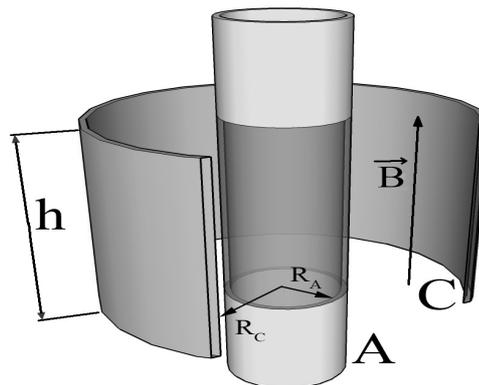


Рис.1. Упрощенная схема газонаполненного диодного промежутка

Газовые разряды магнетронного типа в рассматриваемом диапазоне давлений являются сильноточными, и поэтому естественно предположить, следуя аналогии с плазменными ускорителями с протяженной зоной ускорения, наличие трех основных квазиавтономных зон в этом диодном промежутке. Тогда можно представить разрядное падение напряжения в виде:

$$U_d = U_{Cpl} + E_{pl} \cdot \Delta r + U_{plA},$$

где U_{Cpl} – катодное падение потенциала; E_{pl} – электрическое поле плазменного цилиндра; Δr – толщина плазменного цилиндра; U_{plA} – анодное падение потенциала.

Первая зона – это зона катодного падения потенциала U_{Cpl} , где происходит основное ускорение (доускорение) и формирование ионного потока, идущего на катод-мишень. В этой области перенос разрядного тока обеспечивается ионами с плотностью j_{iC} и электронами вторичной эмиссии с катода $j_e^f = \gamma j_{iC}$. Поскольку при рассматриваемых разрядных напряжениях $\gamma \leq 0.1$, то можно считать, что ионный ток на катоде $j_{iC} = j_d / (1 + \gamma)$ равен примерно току разряда. Плотность ионного тока в катодном слое в нулевом приближении можно оценить по формуле Ленгмюра:

$$j_d \approx j_{iC} = (1/9\pi) \sqrt{2e/M} U_{Cpl}^{3/2} / d_{Cpl}^2,$$

где e – заряд электрона; M – масса иона аргона; d_{Cpl} – размер катодной области.

Заметим, что эта формула справедлива в том случае, когда на границе плазмы электрическое поле $E=0$. Тогда плотность ионного тока, поступающего на границу, определяется формулой Бома:

$$j_{iC} = 0.4en_i \sqrt{2kT_e/M},$$

где n_i – плотность ионов; T_e – температура электронов.

Это случай оптимального токопрохождения, когда с точностью до температуры плазменных электронов можно по разрядному току определить концентрацию плазмы.

Считая в нулевом приближении $U_{Cpl} \approx U_d$ и подставляя характерные значения j_d и магнитного

поля, можно убедиться, что размер катодного слоя при указанных характерных параметрах $d_{Cpl} < \rho_e$, где ρ_e – электронный ларморовский радиус, рассчитанный по падению потенциала в слое. Это означает, что электроны вторичной ионно-электронной эмиссии в слое немагнитны и свободно проникают во вторую область, ускоренные напряжением U_{Cpl} .

Вторая зона – это зона положительного столба с характерным размером Δr , в объеме которого происходит ионизация заряженных частиц. Это зона низкотемпературной плазмы, где как проникающие быстрые, так и возникающие медленные электроны замагнитнены, а ионы свободно перемещаются под действием конечного E_{pl} в сторону катода. Токперенос здесь осуществляется как ионами, так и электронами, поэтому $j_d = j_{ipl} + j_{epl}$.

В этой области справедливы следующие одномерные уравнения двухжидкостной магнитной гидродинамики:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e^s - n_e^f), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot j_{epl} = \gamma j_{iC} n_a \sigma_{ei}(v_e^f) \quad (2)$$

$$\nabla \cdot j_{ipl} = \gamma j_{iC} n_a \sigma_{ei}(v_e^f),$$

$$n_i = \frac{\gamma j_{iC} n_a \sigma_{ei}}{e \sqrt{2e/M}} \int_{x_{apl}}^x \frac{d\zeta}{\sqrt{\phi(\zeta) - \phi(x)}}, \quad (3)$$

$$j_{epl} = \mu_{\perp} en_e^s \left(E_{pl} - \frac{\nabla(n_e^s k T_e)}{en_e^s} \right), \quad (4)$$

где $\mu_{\perp} = e v_e / m_e \omega_{eH}^2$ – подвижность; $\omega_{eH} = eH/m_e c$ – циклотронная частота; $\omega_{eH} / \nu_e \gg 1$ – параметр Холла; ν_e – частота упругих столкновений с атомами и ионами: $\nu_e \approx n_a \langle v_e \sigma_{ea} \rangle + n_i \langle v_e \sigma_{ei} \rangle$.

Уравнения (2) описывают рождение электронов и ионов в плазменном столбе только за счет ударной ионизации нейтрального газа быстрыми электронами вторичной эмиссии. Эти электроны не вносят существенного вклада в токперенос и в то же время являются основным ионизирующим фактором, внося заметный вклад в суммарный объемный заряд. Благодаря замагнитненности в плазменном столбе в процессе своего перемещения к аноду эти быстрые электроны могут совершить несколько актов ионизации. Затраты электрона на акт ионизации включают потери при неупругих и упругих столкновениях и зависят существенно от условий в разряде. Для качественных оценок в родственных плазмодинамических системах [3] принимают энергетическую «цену» акта ионизации ε_i постоянной, составляющей примерно 3-4 потенциала ионизации. Потеряв ионизационную способность, эти электроны достигают анода, внося незначительный вклад в общий токперенос. Поток образующихся медленных электронов поперек магнитного поля в сторону анода обусловлен подвижностью μ_{\perp} в электрическом поле E_{pl} и диффузией. Уход электронов вдоль H не учитывается, хотя в конечных реальных системах он может иметь место.

Третья зона – это узкая прианодная область, порядка ларморовского радиуса электрона, где разрушается магнитная изоляция и осуществляется электронный перенос разрядного тока. Если площадь анода S_A мала настолько, что $I_d > j_e S_A$, то потенциал анода выше потенциала плазмы $U_{plA} > 0$. Анодный ток электронов в этой области подчиняется закону Ленгмюра. В противном случае $I_d < j_e S_A$, $U_{plA} < 0$, и ток электронов на анод ограничивается законом Больцмана $\sim \exp(-eU_{plA}/kT_e)$.

Как первый, так и второй случаи не являются оптимальными, поскольку в первом случае часть разрядного напряжения расходуется на ускорение электронов, во втором – часть образующихся в разряде ионов получает возможность сбрасываться на анод.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОМ СТОЛБЕ РАЗРЯДА

Для решения системы уравнений, описывающих динамику заряженных частиц в положительном плазменном столбе диодного промежутка, следует сделать некоторые замечания, оправдывающие используемые допущения. Поскольку в слабодиссипативных системах с магнитной изоляцией электронов реализуются надтепловые, объемные электрические поля, то диффузионным членом в уравнении (4) можно пренебречь. Тогда, считая, что $E_{pl} \gg \nabla p_e / en_e^s$, из (4) получим $n_e^s = j_{epl} / e \mu_{\perp} \phi'_x$. Электронную компоненту разрядного тока в плазменном столбе найдем, интегрируя уравнение (2) при условии, что на границе «плазма-катодный слой» $j_{epl}|_{x=x_{cpl}} = \gamma j_{iC}$:

$$n_e^s = \frac{\gamma j_{iC}}{e \mu_{\perp} \phi'_x} [n_a \sigma_{ei}(x - x_{cpl}) + 1]. \quad (5)$$

Для оценки вклада быстрых электронов учтем, что быстрые электроны входят в плазменный слой с энергией порядка eU_d , теряют при каждом акте ионизации ε_i и уходят из слоя с энергией порядка 30...40 эВ. Среднее время их жизни $\tau = L_{eff} / \langle v_e^f \rangle$, где L_{eff} – эффективная длина пробега, которую можно получить из условия самостоятельности разряда $\gamma n_a \sigma_{ei} L_{eff} \approx 1$. Следовательно, $L_{eff} = (\gamma n_a \sigma_{ei})^{-1} \gg \Delta x$, где через $\Delta x = x_{cpl} - x_{apl}$ обозначена толщина плазменного слоя. Таким образом, можно считать, что концентрация быстрых электронов не зависит от x , и ее можно оценить из выражения $\gamma j_{iC} S_C \approx n_e^f V / \tau$, где $V = \pi (R_C^2 - R_A^2) h$ – объем, а $S_C = 2\pi R_C h$ – площадь поверхности катода. Тогда получим для концентрации быстрых электронов выражение:

$$n_e^f = \frac{2R_C}{R_C^2 - R_A^2} \frac{j_{iC}}{en_a \sigma_{ei} \langle v_e^f \rangle} = \Re \frac{j_{iC} \lambda_{ei}}{e \langle v_e^f \rangle}, \quad (6)$$

где $\lambda_{ei} = 1/n_a \sigma_{ei}$ - длина свободного пробега электрона в актах ионизации электронным ударом, а $\mathfrak{K} = \frac{2R_c}{R_c^2 - R_A^2}$ - геометрический множитель.

Подставляя выражения (3), (5), (6) в (1), получим окончательное уравнение в виде

$$\varphi''_{xx} = \frac{Ax + D}{\varphi'_x} + C - B \int_{x_{Apl}}^x \frac{d\xi}{\sqrt{\theta(\xi) - \varphi(x)}}, \quad (7)$$

где

$$A = \frac{4\pi j_{iC}}{\mu_{\perp} \lambda_{ei}}, \quad D = \frac{4\pi j_{iC}}{\mu_{\perp}} \left(1 - \frac{x_{Cpl}}{\lambda_{ei}}\right),$$

$$C = 4\pi en_e^f, \quad B = \frac{4\pi j_{iC}}{\lambda_{ei} \sqrt{2e/M_i}}.$$

Примем $x_{Apl} = 0$, $x_{Cpl} = \Delta x$ и введем безразмерные величины $y = x/\Delta x$, $\psi = \varphi/\varphi_d$, где $\varphi|_{x=x_{Apl}} = \varphi_d$. Тогда уравнение (7) примет вид:

$$\psi''_{yy} = \frac{ay + d}{\psi'_y} + c - b \int_0^y \frac{d\xi}{\sqrt{\psi(\xi) - \psi(y)}}, \quad (8)$$

где

$$a = \frac{4\pi e\gamma < v_e^f > \Delta x^4}{\lambda_{ei}^2 \mathfrak{K}} \frac{n_e^f}{\mu_{\perp} \varphi_d^2},$$

$$b = \frac{4\pi e\gamma < v_e^f > \Delta x^3}{\lambda_{ei}^2 \mathfrak{K}} \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{2e} \varphi_d \sqrt{\varphi_d}}, \quad \frac{n_e^f}{\Delta x},$$

$$c = 4\pi e \Delta x^2 \frac{n_e^f}{\varphi_d},$$

$$d = \frac{4\pi e\gamma < v_e^f > \Delta x^4}{\lambda_{ei}^2 \mathfrak{K}} \frac{n_e^f}{\mu_{\perp} \varphi_d^2} (\lambda_{ei} - 1).$$

Будем искать решение уравнения (8) в виде $\psi(y) = \Phi - \alpha^2 (ay + d)^2$, где Φ - постоянная, определяемая из условия $\psi|_{y=0} = 1$, тогда $\psi'_y = -2\alpha^2 a(ay + d)$, $\psi''_{yy} = -2\alpha^2 a^2$. Уравнение (8) примет вид:

$$-2\alpha^2 a^2 = -\frac{1}{2\alpha^2 a} + c - \frac{b}{\alpha a} \int_0^y \frac{d\xi}{\sqrt{(y + d/a)^2 - (\xi + d/a)^2}}. \quad (9)$$

Для интеграла в (9) получим выражение:

$$I = \frac{\pi}{2} - \arcsin \left[\frac{1}{y \frac{a}{d} + 1} \right].$$

Здесь $d/a = \lambda_{ei} - \Delta x$, таким образом, получаем уравнение для определения параметра α :

$$4\alpha^4 a^3 + 2\alpha^2 ac - 2\alpha bI - 1 = 0. \quad (10)$$

Для интересующего нас случая $\Delta x \ll \lambda_{ei} = \gamma L_{eff}$ интеграл $I = 0$, и уравнение (10) примет вид:

$$4\alpha^4 a^3 + 2\alpha^2 ac - 1 = 0, \quad \text{решение которого}$$

$\alpha^2 = \frac{c}{4a^2} \left(\sqrt{1 + \frac{4a}{c^2}} - 1 \right)$. Падение потенциала в плазменном слое будет определяться выражением:

$$\psi(y) = 1 - \frac{c}{4} y \left(y + \frac{2d}{a} \right) \left(\sqrt{1 + \frac{4a}{c^2}} - 1 \right). \quad (11)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Результаты численного расчета в наших условиях представлены на следующих рисунках.

Полученные распределения потенциала в плазменном столбе в зависимости от напряжения на разряде и величины магнитного поля представлены на Рис.2-3.

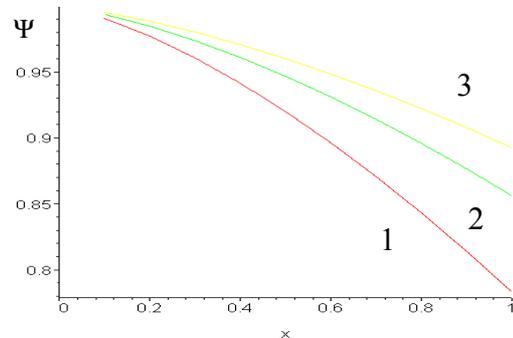


Рис.2. Распределение потенциала в плазменном слое. Разрядный потенциал равен 1 - 300 В; 2 - 450 В; 3 - 600 В ($H=600$ Э, $j_d=30$ мА/см², $R_A=3$ см, $R_C=6$ см)

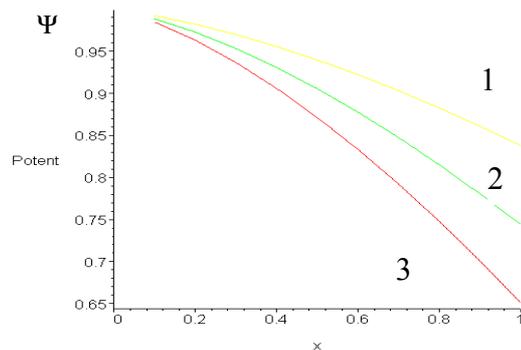


Рис.3. Распределение потенциала в плазменном слое, магнитное поле H: 1 - 400; 2 - 600; 3 - 800 Э ($U_d=450$ В, $j_d=30$ мА/см², $R_A=3$ см, $R_C=6$ см)

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА МАГНЕТРОННОГО ТИПА

В соответствии с развитыми теоретическими представлениями была предложена и реализована экспериментальная модель плазмооптической цилиндрической газоразрядной системы магнетронного типа. Как показали измерения, достаточно использовать набор параллельных катоду цилиндрических стержней, размещенных равномерно по кругу, чтобы сформировать азимутально однородную виртуальную поверхность анода. Детальное описание электродинамических, конструктивных и конфигурационных особенностей этой системы приведено в [6]. Рабочий газ (аргон) подавался прямо в вакуумную камеру. Эксперименты проводились в диапазоне давлений от 10^{-3} до 1 Па. Напряженность магнитного поля на оси равнялась 0,065 Тл, увеличиваясь в сторону катода до 0,075 Тл.

В эксперименте были подобраны высота формируемого виртуального анода и размер диодного про-

межутка. Экспериментально установлено, что разряд горит при любом диаметре виртуального анода. Максимальная реализуемая в экспериментах высота виртуального цилиндра, при которой параметры разряда не изменяются заметным образом, равнялась 55 мм. Именно при этих расстояниях начинают погибать в сторону катода магнитные силовые линии. Оптимальными значениями расстояний между узлами, а также между анодом и катодом являются 35 и 10 мм соответственно. В оптимальном режиме работы измерено распределение плавающего потенциала в диодном промежутке разряда в центральном сечении. Для этого использовался модифицированный ленгмюровский зонд, секционированный стеклянными защитными накладками от напыления меди с катода.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперименты показали наличие в зависимости от давления плазмообразующего газа в системе двух режимов функционирования цилиндрического газового разряда магнетронного типа, радикально отличающихся по своим плазодинамическим характеристикам. Первый тип разряда является слаботочным и высоковольтным (ток порядка 10 мА, напряжение на разряде порядка 1 кВ), а второй – сильноточным (в наших экспериментах ток достигал 2.5 А, напряжение около 400 В). Переход из слаботочного режима в сильноточный разряд происходит скачкообразно и зависит от ряда факторов, таких как: чистота электродов, мощность разряда, давление и тип напускаемого газа, расположения анодных узлов и т.п. Каждый из типов разрядов имеет характерное свечение, которое увеличивается с увеличением мощности, вкладываемой в разряд. Слаботочный разряд имеет более слабое свечение, локализованное вблизи анодов, тогда как в случае сильноточного разряда – интенсивность свечения существенно выше, оно достаточно равномерно распределено во всем диодном промежутке и имеет определенно выраженный максимум вблизи катода.

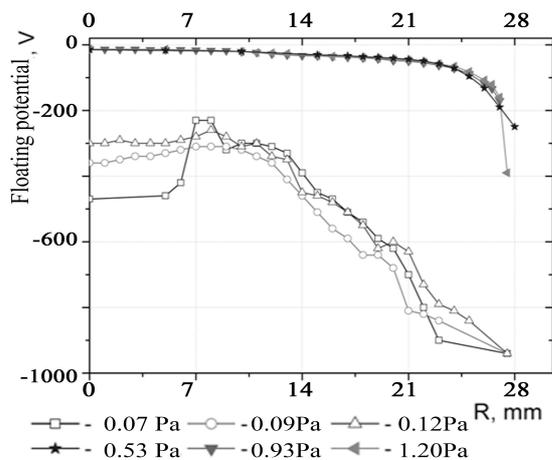


Рис. 4. Изменение плавающего потенциала по радиусу системы для обоих типов разряда

На Рис. 4 представлены результаты измерения плавающего потенциала внутри диодного проме-

жутка как в слаботочном, так и в сильноточном режиме. Как видно, сделанные теоретические предположения о распределении потенциала в газовом разряде магнетронного типа в сильноточном режиме подтверждаются. Здесь явно выражена область катодного падения напряжения с резким падением потенциала на величину порядка приложенного напряжения, а также область плазменного столба с небольшим изменением потенциала. Анодная область выражена не явно. Можно предположить, что в этих условиях токособирающая поверхность анода имеет оптимальные размеры. Заметим также в слаботочном режиме распределение потенциала типично для цилиндрически симметричных обращенных ионных магнетронов с анодным слоем, детально изученных в 50-60 годах прошлого века [3,4].

7. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Описанная плазмооптическая модель цилиндрического газового разряда магнетронного типа находится в удовлетворительном согласии с результатами эксперимента. В основе модели предположение о наличии в диодном промежутке разряда трех существенно отличающихся по характеру токопереноса квазиавтономных областей.

Следует заметить, в этой модели не учитывается влияние распыленных атомов материала катода. Ясно, при определенных условиях это влияние может быть существенно, как, в частности, качественно свидетельствуют и экспериментальные данные. Зная коэффициент распыления материала катода ионами, генерируемыми в плазме, и считая, что распыленные атомы рождаются на поверхности, а уходят из объема за среднее время жизни (равное при низких давлениях времени пролета до ближайшей поверхности твердого тела в системе), можно оценить равновесную концентрацию распыляемых атомов. Для типичных условий проведенного эксперимента коэффициент распыления S меди ионами Ar при энергиях 400...600 эВ достаточно высок и составляет 1,5...2. Средняя энергия выбитых атомов 5...9 эВ. С учетом геометрических параметров разряда можно показать, что концентрация атомов меди в разряде равна примерно 10^{12} см^{-3} . Это на два порядка меньше концентрации атомов плазмообразующего газа.

Важным вопросом является выяснение физических механизмов, ограничивающих рассматриваемую форму разряда. Как следует из проведенного рассмотрения, рост плотности разрядного тока на катоде связан прежде всего с уменьшением размеров прикатодного слоя d_{cpl} . В условиях эксперимента размер слоя порядка 10^{-2} см . Электрическое поле на поверхности катода при напряжении 400 В примерно $4 \cdot 10^4 \text{ В/см}$. Принято считать, что полевая эмиссия, которая будет стимулировать срыв разряда в дуговой, становится заметной при полях 10^5 В/см . Естественно, это значение может быть больше либо меньше в зависимости от материала катода, состояния поверхности и т.д. Тем не менее можно утверждать, что для таких разрядов магнетронного типа

предельные плотности разрядного тока находятся в пределах 30...50 мА/см². Это подтверждают многочисленные экспериментальные данные многих исследователей.

Заметим также в описанной плазмооптической модели газонаполненного диодного промежутка магнитное поле практически однородно внутри промежутка анод-катод. Поэтому в такой системе может реализовываться как слаботочный разряд с анодным слоем, где падает основное напряжение на разряде, так и сильноточный с основным падением напряжения в слое, прижатом к катоду. В отличие от этого в плоских распылительных системах магнетронного типа магнитное поле максимально у катода и резко убывает в сторону анода, который оказывается в области практического отсутствия магнитного поля. В такой сильно неоднородной системе скрещенных ExH-полей может существовать только сильноточная форма разряда с катодным слоем, что и наблюдается на практике. Можно с уверенностью предположить, что, несмотря на сильную неоднородность конфигурационного пространства, в таких разрядах также будут присутствовать описанные три характерных квазиавтономных области.

Авторы благодарны за частичную финансовую поддержку работ по проекту № 93/07-Н.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Жаринов, Ю.С. Попов. Об ускорении плазмы замкнутым холловским током // *ЖТФ*. 1967, т.37, №2, с.294-299.
2. С.Д. Гришин, В.С. Ерофеев, А.В. Жаринов. Ускорители с замкнутым холловским током // *Плазменные ускорители* М: «Машиностроение», 1973, с.54-61.
3. А.И. Морозов. *Введение в плазмодинамику*. М.: «Физматлит», 2006, с.576.
4. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том III. Книга III. Раздел IX «Плазмодинамика»* / Под ред. В.Е. Фортова. М.: «Наука», 2000, с.383-574.
5. A.A. Goncharov and I.G. Brown. Plasma devices based on the plasma lens – a review of results and application // *IEEE TPS*. 2007, v.35, №4, p.986-991.
6. A.M. Dobrovols'kii, A.N. Evsyukov, A.A. Goncharov, I.M. Protsenko. Cylindrical magnetron based on the plasmaoptical principles // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics" (13)*. 2007, №1, p.151-153.
7. П.В. Каштанов, Б.М. Смирнов, Р. Хипплер. Магнетронная плазма и нанотехнология // *Успехи физических наук*. 2007, т.177, №5, с.473-510.
8. Yu. B. Golubovskii, I. A. Porokhova, V.P. Sushkov et al. Effect of ionization models on the EDF in cylindrical magnetron discharges of direct and inverted designs // *XXVIIth ICPIG*. Eindhoven, the Netherlands, 2005, topic 3.
9. D.A. Glocker, M.M. Romach, V.W. Lindberg. Recent developments in inverted cylindrical magnetron sputtering // *Surface and Coatings Technology*. 2001, v.146-147, p.457-462.
10. A. Goncharov, I. Brown. Plasma devices based on the plasma lens configuration – basic results and application (review) // *ISDEIV XXII*. Matsue, Japan, Vacuum society of Japan, 2006, v.2, p.696-701.

Статья поступила в редакцию 15.05.2008 г.

PLASMADYNAMICAL PECULIARITIES OF THE CYLINDRICAL MAGNETRON-TYPE GAS DISCHARGE

A.A. Goncharov, A.N. Dobrovols'kii, A.M. Evsyukov, I.M. Protsenko, I.V. Litovko

The results of the complex theoretical and experimental investigations of the cylindrical gas discharge are presented. The configuration of the ExH fields of this discharge is similar to axial plasma lens. Original cylindrical sputtering system based on plasmaoptical principals is proposed and tested. Based on experimental data it was stated a new system view of the magnetron-type gas discharge plasmadynamic. New approach provide for the presence of three quasiautonomous regions in discharge where current is given by different particles movements.

ПЛАЗМОДИНАМІЧНІ ОСОБЛИВОСТІ ЦИЛІНДРИЧНИХ ГАЗОВИХ РОЗРЯДІВ МАГНЕТРОННОГО ТИПУ

О.А. Гончаров, А.М. Добровольський, А.М. Євсюков, І.М. Проценко, І.В. Літовко

Представлено результати комплексного теоретичного та експериментального дослідження циліндричних газових розрядів у конфігурації скрещених електричних та магнітних полів, притаманних аксіально-симетричній плазмовій лінзі. Запропоновано та випробувано оригінальний циліндричний розпилюючий пристрій, побудований на принципах плазмооптики. На базі експериментальних даних сформульовано нове системне бачення плазмодинаміки газових розрядів магнетронного типу. Новий підхід передбачає наявність трьох квазиавтономних областей у розряді, в яких струмопереніс здійснюється різними частинками.