

## СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

А. В. Зыков, С. В. Дудин, С. Д. Яковин

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,  
Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 15.06.2015

Проведены экспериментальные исследования стационарных режимов, а также порогов погасания магнетронного разряда с управляемым по величине и топологии магнитным полем. Предложено объяснение полученных результатов на основании пространственно-усредненной модели газового разряда с объемной ионизацией, адаптированной для магнетронного разряда.

**Ключевые слова:** магнетронный разряд, топология магнитного поля, порог погасания.

## СТАЦІОНАРНІ РЕЖИМИ МАГНЕТРОННОГО РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ

О. В. Зыков, С. В. Дудін, С. Д. Яковін

Проведені експериментальні дослідження стаціонарних режимів, а також порогів згасання магнетронного розряду з керуванням за величиною і топології магнітним полем. Запропоновано пояснення отриманих результатів на підставі просторово-усередненої моделі газового розряду з об'ємною іонізацією, адаптованої для магнетронного розряду.

**Ключові слова:** магнетронний розряд, топологія магнітного поля, порог згасання.

## STEADY-STATE REGIMES OF LOW-PRESSURE MAGNETRON DISCHARGE

A. V. Zykov, S. V. Dudin, S. D. Yakovin

The experimental research of stationary regimes and extinction thresholds of magnetron discharge with controlled size and topology of the magnetic field lines has been carried out. An explanation of the obtained results basing on the space-averaged model of gas discharge with spatial ionization adapted for magnetron discharge is presented.

**Keywords:** magnetron discharge, topology of the magnetic field, extinction threshold.

### ВВЕДЕНИЕ

Магнетронные распылительные системы (МРС) являются простым и эффективным инструментом для нанесения тонких пленок и функциональных покрытий. В настоящее время получены параметры МРС, такие как высокая удельная мощность на распыляемой мишени, низкое рабочее давление  $p < 1$  мТорр, которые позволили достичь скорости нанесения покрытий более 10 мкм/ч, сравнимые с вакуумно-дуговым методом, а по качеству получаемых пленок, из-за отсутствия капельной фазы, превзойти этот метод [1–4]. Одновременное снижение рабочего давления и повышение удельной мощности распыления мишени позволяет уменьшить количество примесей, формировать пленки с сжимающими напряжениями из частично ионизованного материала мишени и проводить технологический процесс

в бесстолкновительном режиме движения частиц на больших расстояниях от магнетрона (более 30 см) и, соответственно, на большей площади [5].

Как показали исследования, снизить рабочее давление МРС можно несколькими способами [5, 6]:

- увеличивать напряженность магнитного поля,
- улучшать удержание плазмы, оптимизируя конфигурацию магнитных силовых линий,
- увеличивать геометрический размер области активной ионизации рабочего газа,
- использовать мишень с канавками либо в форме полого катода,
- использовать МРС с двумя либо четырьмя магнетронами, формирующими в рабочей камере замкнутую магнитную конфигурацию.

Вместе с тем, в настоящее время нет полной ясности о физических причинах и общих закономерностях существования порога погасания магнетронного разряда (МР) либо перехода в режим с анодным слоем при низких давлениях.

Большинство экспериментальных и теоретических работ посвящено изучению и объяснению вольт-амперных характеристик МР на основе расчетов пространственных распределений потенциала, плотности и токов заряженных частиц, температуры электронов [4–6]. Вместе с тем, для разрядов с объемной ионизацией в квазинейтральной плазме пространственно-усредненные модели дают наглядную интерпретацию интегральных характеристик: зависимостей разрядного тока от мощности, давления рабочего газа и геометрических размеров [7, 8].

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования стационарных режимов, а также порогов погасания МР с управляемым по величине и топологии магнитным полем и с различными конфигурациями анода. Предложено объяснение полученных результатов на основании пространственно-усредненной модели газового разряда с объемной ионизацией, адаптированной для МР.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования проводились на экспериментальной технологической установке, оснащенной магнетронной распылительной системой [9]. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Установка состоит из цилиндрической вакуумной камеры (10) диаметром 700 мм и длиной 700 мм, которая откачивается диффузионным и механическим насосами до остаточного давления  $1 \times 10^{-5}$  Торр. Рабочий газ (во всех экспериментах — аргон) напускался в рабочую камеру.

Планарный магнетрон (3) с алюминиевой мишенью — катодом диаметром 170 мм и толщиной 10 мм был смонтирован на торце вакуумной камеры (10). Анодом магнетрона являлся кольцевой неподвижный электрод, прикрепленный к вакуумной

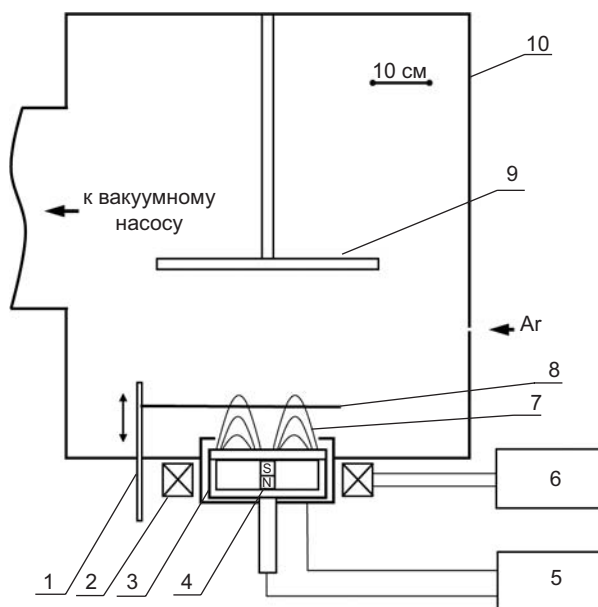


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки. 1 — подвижный анод, 2 — соленоид внешнего магнитного поля, 3 — магнетрон, 4 — постоянный магнит, 5 — блок питания магнетрона, 6 — блок питания соленоида, 7 — силовые линии магнитного поля, 8 — сетка анода, 9 — подложкодержатель, 10 — вакуумная камера

камере, либо вспомогательный подвижный электрод (1) диаметром 300 мм, изготовленный из нержавеющей сетки (8) с размером ячейки 1 мм и прозрачностью 70%. Электропитание магнетрона осуществлялось от блока питания постоянного тока (5) мощностью до 6 кВт, оснащенного системой дугогашения.

Магнитная система магнетрона состоит из внешнего соленоида (2) и центрального сменного постоянного магнита (4), который обеспечивает напряженность магнитного поля  $H_{pm} = 1,0; 1,5$  кЭ на поверхности мишени. Ток соленоида изменялся в пределах  $I_c = (0–10)$  А.

Топология магнитных силовых линий (МСЛ) и распределение напряженности магнитного поля рассчитывалась с помощью программы «MagCAD 2.3.4» [21]. Результаты расчетов представлены на рис. 2 для различных токов соленоида. Из рисунка видно, что в зависимости от конфигурации МСЛ, определяемой соотношением напряженности магнитного поля, создаваемого центральным магнитом и внешним соленоидом, реализуется три типа магнетронного разряда [10]:

- несбалансированный магнетрон I типа, рис. 2а ( $H_{pm} = 1,5$  кЭ,  $I_c < 2$  А), реализуется, когда значительная часть МСЛ, стартующих из центра катода, упираются в анод либо стенки вакуумной камеры;
- сбалансированный магнетрон, рис. 2б ( $H_{pm} = 1,5$  кЭ,  $I_c = (2,5-3)$  А), когда почти все МСЛ, стартующие из центра катода, также уходят на катод;
- несбалансированный магнетрон II типа, рис. 2в ( $H_{pm} = 1,5$  кЭ,  $I_c > 3$  А), когда значительная часть МСЛ, стартующих с периферии мишени, упирается в подложкодержатель (8) либо в стенки рабочей камеры (9).

Для того, чтобы охарактеризовать единственным интегральным параметром роль такого сложного фактора, как топология МСЛ, в формировании магнетронного разряда, в настоящей работе используется понятие ионизационной ловушки (выделено серым цветом на рис. 2) и ее высоты  $d$ . Точное определение этих понятий дано ниже.

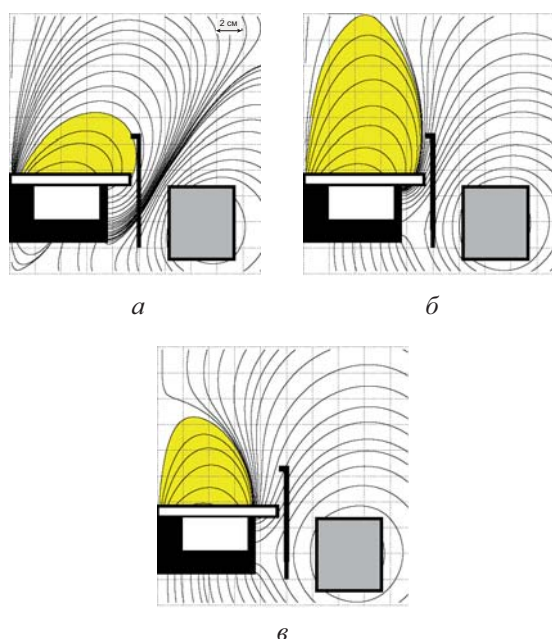


Рис. 2. Топология магнитных силовых линий при  $H_{pm} = 1,5$  кЭ; а — несбалансированный магнетрон первого типа ( $I_c = 1$  А,  $d = 4,5$  см); б — сбалансированный магнетрон ( $I_c = 3$  А,  $d = 18$  см); в — несбалансированный магнетрон второго типа ( $I_c = 8$  А,  $d = 7$  см)

Как показали эксперименты, при изменении топологии МСЛ и напряженности магнитного поля существенно изменяются основные характеристики магнетронного разряда: вольт-амперная характеристика

(ВАХ) и минимальное давление существования магнетронного разряда по  $p_{ign}$ .

На рис. 3 представлены ВАХ сбалансированного магнетрона при различных давлениях рабочего газа.

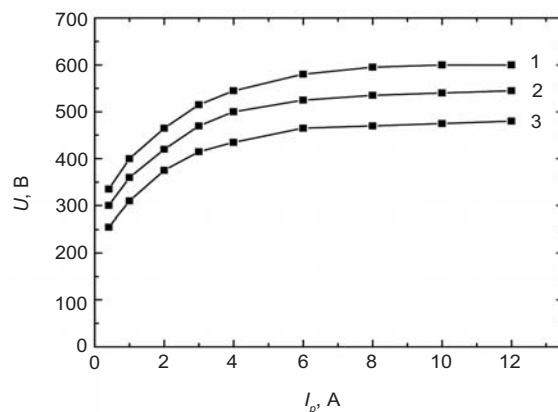


Рис. 3. ВАХ магнетронного разряда при различных давлениях аргона: 1 —  $p = 5 \cdot 10^{-4}$  Торр, 2 —  $p = 6 \cdot 10^{-4}$  Торр, 3 —  $p = 7 \cdot 10^{-4}$  Торр

На рис. 4 приведены зависимости напряжения разряда  $U$  при разрядном токе  $I_p = 4; 8$  А сбалансированного магнетрона от давления рабочего газа. Как следует из графика, при снижении давления напряжение на разряде растет и, при давлении ниже некоторого предельного значения  $p_{ign}$  магнетронный разряд существовать не может. Эксперименты показали, что  $p_{ign}$  существенно зависит от топологии МСЛ при изменении тока соленоида (см. рис. 2).

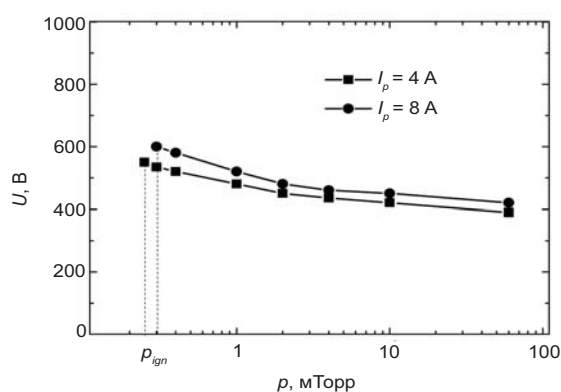


Рис. 4. Зависимость напряжения на разряде  $U$ , от давления рабочего газа при различных токах разряда

На рис. 5 представлена зависимость  $p_{ign}$  от тока внешнего соленоида  $I_c$  для двух значений напряженности магнитного поля центрального магнита. Минимальное  $p_{ign}$  наблюдалось

для сбалансированного магнетрона (рис. 2б) и понижалось с ростом напряженности поля центрального постоянного магнита. Аналогичная зависимость была в магнетронном разряде с двумя соленоидами была получена в работе [11].

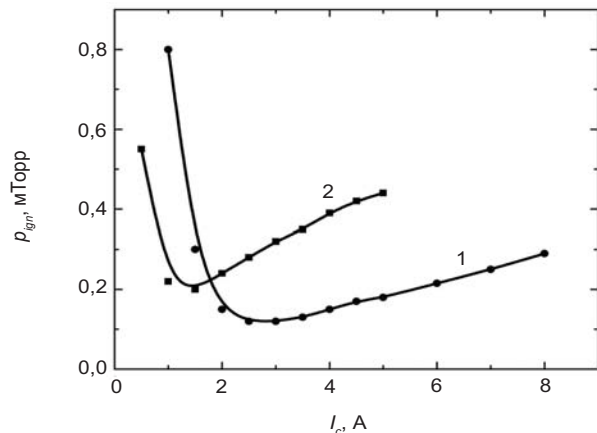


Рис. 5. Зависимость давления зажигания  $p_{ign}$  магнетронного разряда от тока внешнего соленоида  $I_c$  при различной напряженности магнитного поля центрального магнита. 1 —  $H_{pm} = 1,0$  кЭ, 2 —  $H_{pm} = 1,5$  кЭ

Как видно из рисунка, изменение топологии МСЛ по сравнению с топологией сбалансированного магнетрона приводит к существенному росту минимального давления существования магнетронного разряда. Для того, чтобы разобраться в физических причинах этого явления, будем использовать, аналогично работе [6], понятие ионизационной ловушки, ограниченной арками силовых линий магнитного поля дважды пересекающих катод (рис. 6), причем напряженность магнитного поля отвечает условию замагниченности электронов  $\rho_L < h$ , где  $\rho_L$  — ларморовский радиус электронов,  $h$  — расстояние до анода.

Анализ рис. 2 показывает, что для сбалансированного магнетрона высота ионизационной ловушки  $d_i$  максимальна для случая сбалансированного магнетрона и уменьшается как при увеличении, так и при уменьшении тока соленоида. Это позволяет сделать предположение, что именно размер области ионизации определяет минимальное давление существования магнетронного разряда.

Для проверки альтернативным способом влияния размера ионизационной ловушки на давление погасания магнетронного разряда были проведены следующие эксперименты.

В рабочей камере установки был смонтирован подвижный анод 1, изготовленный из нержавеющей сетки диаметром 300 мм и ограничивающий расстояние катод-анод-сетка без искажения топологии магнитного поля (рис. 1, 6). Для сбалансированного магнетрона были проведены измерения  $p_{ign}$  при изменении величины  $d$ .

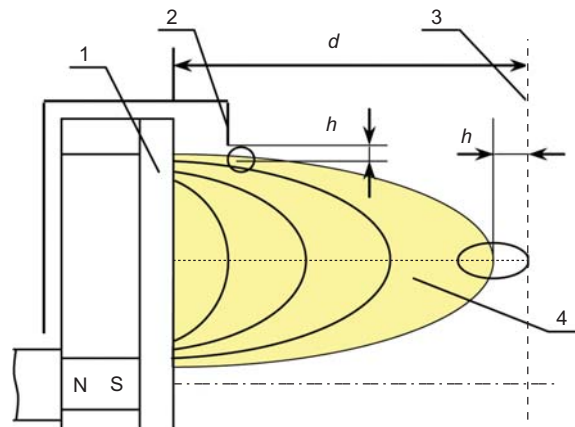


Рис. 6. Принципиальная схема ионизационной ловушки магнетронного разряда. 1 — катод-мишень, 2 — неподвижный анод, 3 — подвижный анод-сетка, 4 — ионизационная ловушка

Результаты измерений  $p_{ign}(d)$  представлены на рис. 7 в логарифмическом масштабе. На этом же рисунке показаны аналогичные результаты, демонстрирующие взаимосвязь минимального давления существования магнетронного разряда от топологии МСЛ. При этом давление  $p_{ign}$  измерялось экспериментально (см. рис. 5), а размер ионизационной ловушки  $d$  определялся при помощи математического моделирования

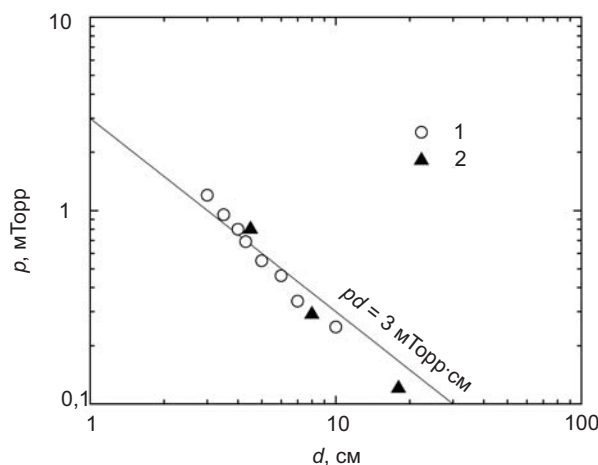


Рис. 7. Зависимость давления погасания магнетронного разряда от расстояния мишень-сетка (1) и от высоты арок МСЛ согласно расчетам (2)



пространственного распределения магнитного поля (см. рис. 2).

Очевидно, что все представленные точки достаточно хорошо ложатся на прямую, соответствующую соотношению  $p_{ign} \cdot d = 3 \pm 0,6$  мТорр·см.

Отметим, что при наличии анода-сетки на расстоянии  $d$  меньше 5 см и понижении давления меньше  $p_{ign}$ , разряд не гас, а переходил в высоковольтный слаботочный режим (см. рис. 8), который является разрядом с анодным слоем, в отличие от МР, в котором основное падение потенциала сосредоточено на катоде [18–20]. В нашем экспериментальном устройстве при наличии анода-сетки переход МР в режим с прианодным слоем происходил скачкообразно при  $pd \approx 3$  мТорр·см. Во всех остальных случаях при давлениях ниже  $p_{ign}$  разряд не горел ни при каких напряжениях.

В связи с описанной особенностью в настоящей работе  $p_{ign}$  определяется как минимальное давление существования сильноточного магнетронного разряда, а не как давление зажигания или погасания разряда.

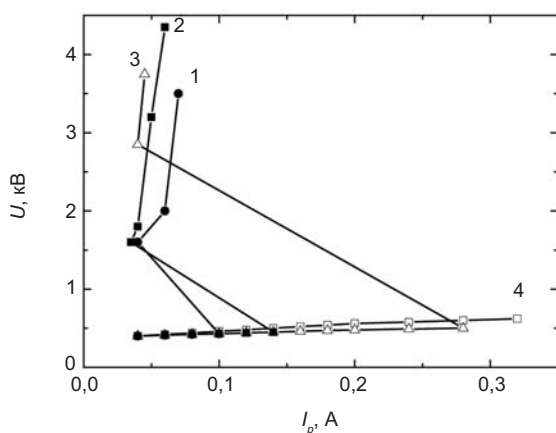


Рис. 8. ВАХ магнетронного разряда с анодом-сеткой ( $d = 4$  см) в переходных режимах при различных давлениях аргона: 1 —  $p = 6 \cdot 10^{-4}$  Торр, 2 —  $p = 7 \cdot 10^{-4}$  Торр, 3 —  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  Торр, 4 —  $p = 9 \cdot 10^{-4}$  Торр

### ПРОСТРАНСТВЕННО-УСРЕДНЕННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

Простейшая модель магнетронного разряда, основанная на уравнении баланса энергии первичных  $\gamma$ -электронов, выбитых с поверхности катода в результате ионной бомбардировки, представлена в книге Либермана [7]. Согласно модели ионизация рабочего

газа осуществляется только  $\gamma$ -электронами, и напряжение на разряде  $U$  определяется выражением

$$eU = \frac{\varepsilon_{c\gamma}}{\gamma_{eff}},$$

где  $\varepsilon_{c\gamma}$  — неупругие потери  $\gamma$ -электронов при образовании ион-электронной пары,  $\gamma_{eff}$  — эффективный коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии, учитывающий, что часть  $\gamma$ -электронов возвращается на катод вдоль магнитных силовых линий. Обычно для определения  $\gamma_{eff}$  используют выражение  $\gamma_{eff} = \gamma\chi$ , где  $\gamma$  — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии, определяемый материалом мишени, а  $\chi < 0,5$  — коэффициент захвата  $\gamma$ -электронов в плазме, зависящий от давления, напряженности магнитного поля, конфигурации МСЛ, шероховатости поверхности катода [16, 17].

В рамках этой модели ВАХ магнетронного разряда имеет стабилиatronный характер, т. е. напряжение на разряде  $U$  не зависит от разрядного тока  $I_p$ . Вместе с тем, эксперименты показывают (см. рис. 3), что тенденция к насыщению ВАХ наблюдается только при относительно больших разрядных токах (для нашего экспериментального устройства  $I_p > 8$  А). В начальной стадии разряда  $U$  существенно зависит от разрядного тока.

Для уточнения этой зависимости при малых разрядных токах были проведены дополнительные исследования начального участка ВАХ. На рис. 9 представлены измеренные ВАХ в полулогарифмическом масштабе, в режимах, аналогичных рис. 3.

Как следует из рис. 9 характер ВАХ при  $I_p < 1$  А также имеет «стабилиatronный» характер. При  $0,8$  А  $< I_p < 8$  А существует переходной участок, когда  $U = f(I_p)$ , а при  $I_p > 8$  А напряжение на разряде стремится к насыщению. При снижении рабочего давления  $U$  растет, а форма ВАХ качественно не изменяется.

Для объяснения этих экспериментальных данных описанная выше пространственно-усредненная модель магнетронного разряда была усовершенствована. Принципиально новым в модели является утверждение, что ионизация рабочего газа

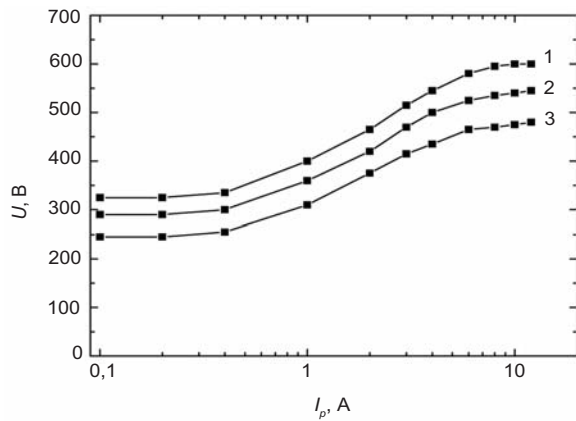


Рис. 9. ВАХ магнетронного разряда в полулогарифмическом масштабе при различных давлениях аргона: 1 —  $p = 5 \cdot 10^{-4}$  Торр, 2 —  $p = 6 \cdot 10^{-4}$  Торр, 3 —  $p = 7 \cdot 10^{-4}$  Торр

в МР осуществляется как первичными высокоэнергетичными  $\gamma$ -электронами ( $\epsilon_\gamma > I$ ), захваченными в ионизационную ловушку 4 (рис. 6) и осциллирующими вдоль магнитных силовых линий, так и вторичными низкоэнергетичными плазменными электронами ( $p$ -электронами), родившимися в объеме плазмы.

1. Основные положения модели:

- Объем плазмы ионизационной ловушки  $V$  ограничен катод-мишенью площадью  $S_p$ , которая бомбардируется ионами, и арками силовых линий магнитного поля высотой  $d_i$ , дважды пересекающих катод,  $V \approx S_i d_i$ . Максимальное значение  $d_i = d$  ограничивается МСЛ, уходящими на анод (рис. 6).
- Длина свободного пробега ионов  $\lambda_i$  больше характерных размеров ионизационной ловушки  $\lambda_i > d_p$ , что определяет верхний предел применимости модели по давлению рабочего газа.
- Функция распределения по энергиям  $p$ -электронов полагается максвелловской, с соответствующей равновесной электронной температурой  $T_e$ . Энергия  $\gamma$ -электронов  $\epsilon_\gamma \approx eU_k \gg I$  где  $U_k$  — прикатодное падение потенциала,  $I$  — энергия ионизации рабочего газа [12].
- Плотности  $\gamma$ -электронов  $n_\gamma$  и  $p$ -электронов  $n_p$  предполагаются постоянными по объему ионизационной ловушки, а плотность ионов  $n_i \approx n_\gamma + n_p$  [6].
- В плазме имеет место аномальная подвижность электронов в магнитном поле. Поэтому скорость ухода электронов из

плазмы ограничивается скоростью ухода ионов  $v_i$ , которая соответствует критерию Бома  $v_i \approx (T_e/M_i)^{1/2}$  [13].

- Константа скорости ионизации электронами  $K_i$  аппроксимируется уравнением Аррениуса  $K_i = K_0 \cdot \exp(-I/\epsilon_e)$ , где  $K_0 = \text{const}$ . Для  $p$ -электронов  $\epsilon_e = T_e$ , а для  $\gamma$ -электронов ( $\epsilon_\gamma \gg I$ ) скорость ионизации определяется  $K_0$  [14].

По основным приближениям представленная модель близка к «глобальной» пространственно усредненной модели ВЧ индукционного разряда и модели магнетронного разряда, представленным в работах [6, 8], однако, в нашей модели электроны разделены на две группы с различными свойствами. Причиной учета в модели двух групп электронов является существенное различие в энергетической цене иона для  $p$ - и  $\gamma$ -электронов.

Энергетическая цена иона является интегральной характеристикой плазмы, зависящей от функции распределения электронов по энергиям, и суммируется из потерь энергии первичного электрона при неупругих и упругих столкновениях с атомами при образовании одного иона  $\epsilon_c$  и затрат энергии  $\epsilon_k$  на вынос образовавшейся ион-электронной пары на границу плазмы [22, 23].

На рис. 10 представлены используемые в модели величины затрат энергии на образование и вынос ион-электронной пары в зависимости от электронной температуры. Все величины приведены к безразмерному виду

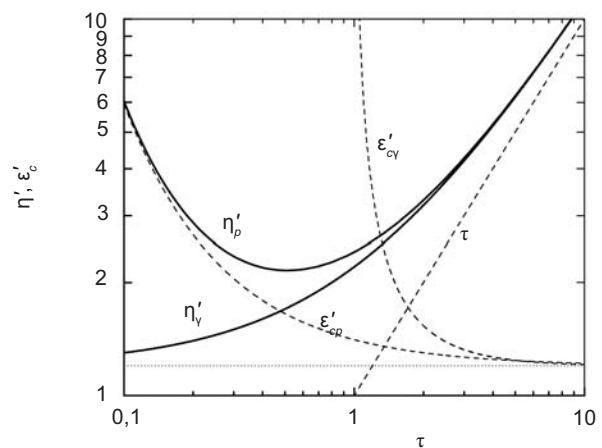


Рис. 10. Нормированные неупругие потери энергии, а также энергетическая цена иона  $\eta$  при ионизации  $\gamma$ - и  $p$ -электронами в зависимости от нормированной электронной температуры  $\tau$

путем нормирования энергии и температуры на энергию ионизации. В дальнейшем мы будем оперировать безразмерной энергией  $\varepsilon' = \varepsilon/I$  и безразмерной температурой электронов  $\tau = T_e/I$ .

В модели учитываются:

а) неупругие потери энергии  $p$ -электронов,  $\varepsilon'_{cp}$  которые аппроксимированы эмпирической формулой:

$$\varepsilon'_{cp} = 1,2 \cdot \exp(0,16/\tau);$$

б) неупругие потери энергии при ионизации  $\gamma$ -электронами  $\varepsilon'_{c\gamma}$ , рассчитанные для моноэнергетического спектра при энергии  $\varepsilon \gg I$ :

$$\varepsilon'_{c\gamma} = 1,2;$$

в) затраты энергии для ухода ион-электронной пары на границу плазмы в соответствии с пространственно усредненной моделью:

$$\varepsilon'_k = \tau.$$

Следовательно, суммарная энергетическая цена иона при ионизации  $p$ - и  $\gamma$ -электронами определяется следующими выражениями:

$$\eta'_\gamma = \varepsilon'_{c\gamma} + \varepsilon'_k, \eta'_p = \varepsilon'_{cp} + \varepsilon'_k.$$

## 2. Баланс частиц

Уравнение баланса ионов на границе плазмы в интегральной форме имеет вид:

$$\oint_{S_i} en_i v_i dS = en_a \oint_V (K_i n_p + K_0 n_\gamma) dV, \quad (1)$$

где  $n_a$  — плотность атомов нейтрального газа. При постоянных  $v_i$ ,  $T_e$ ,  $n_p$ ,  $n_\gamma$ ,  $n_i$  из уравнения (1) получаем:

$$n_i (T_e / M_i)^{1/2} = n_a d_i \cdot K_0 (e^{-I/T_e} n_p + n_\gamma), \quad (2)$$

где  $d_i = V/S_i$ .

Введя параметр  $\delta = n_\gamma/n_p$ , определяющий относительную долю  $\gamma$ -электронов в плазме [15], и полагая  $n_i \approx n_p$  (для  $\delta \leq 0,1$ ), приведем уравнение (2) к виду:

$$n_a d = \frac{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}{1 + \delta \cdot e^{1/\tau}} \cdot \frac{(I / M_i)^{1/2}}{K_0}$$

или в безразмерной форме:

$$\xi = \frac{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}{1 + \delta \cdot e^{1/\tau}}, \quad (3)$$

где  $\xi$  — параметр подобия  $n_a d$ , нормированный на величину  $(n_a d)_0 = (I/M_i)^{1/2}/K_0$ . Согласно [7] для аргона  $K_0 = 5 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с,  $I = 15,6$  эВ, следовательно, значение  $(n_a d)_0 = 1,6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Рассчитанные при помощи выражения (3) зависимости параметра  $\xi$  от температуры электронов при различных  $\delta$  представлены на рис. 11.

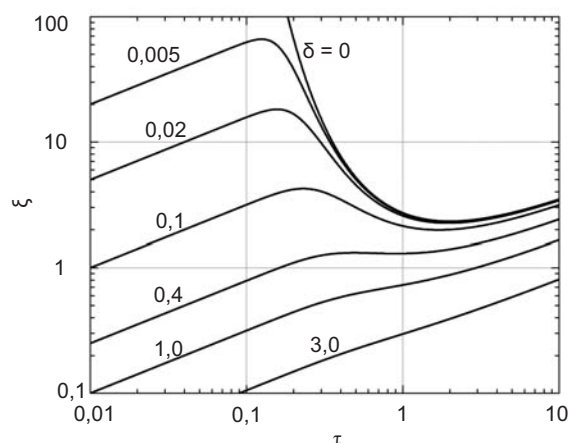


Рис. 11. Зависимости нормированной электронной температуры  $\tau = T_e/I$  от параметра подобия  $\xi = (n_a d)/(n_a d)_0$  при различной концентрации  $\gamma$ -электронов

Из рисунка видно, что учет в модели двух групп электронов привел к появлению широкого спектра решений по сравнению с однозначной взаимосвязью между электронной температурой и давлением, характерной для максвелловской плазмы ( $\delta = 0$ ).

Для того, чтобы оценить соотношение вкладов в ионизацию  $p$ - и  $\gamma$ -электронов представим уравнение (2) в виде

$$j_\Sigma = j_p + j_\gamma, \quad (4)$$

где  $j_p$  и  $j_\gamma$  — плотности токов ионов на катод, создаваемых, соответственно,  $p$ - и  $\gamma$ -электронами,  $j_\Sigma$  — суммарная плотность тока ионов, генерируемого в ионизационной ловушке. Из уравнений (2) и (4) можно получить выражение для относительного вклада в ионизацию рабочего газа  $\gamma$ - и  $p$ -электронов:

$$\frac{j_p}{j_\Sigma} = \frac{\xi}{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}, \frac{j_\gamma}{j_\Sigma} = 1 - \frac{\xi}{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}. \quad (5)$$

График зависимостей  $j_p/j_\Sigma$  от  $\tau$  при различных значениях параметра  $\xi$  представлен на рис. 12. Очевидно, что при низких температурах  $p$ -электронов существенно

ионизация только  $\gamma$ -электронами ( $j_p/j_\Sigma \ll 1$ ), при  $j_p/j_\Sigma = 1$  ( $\delta = 0$ ) имеет место ионизация только  $p$ -электронами, а область  $j_p/j_\Sigma > 1$  не имеет физического смысла. Данная зависимость важна для изучения энергобаланса и вольт-амперных характеристик разряда.

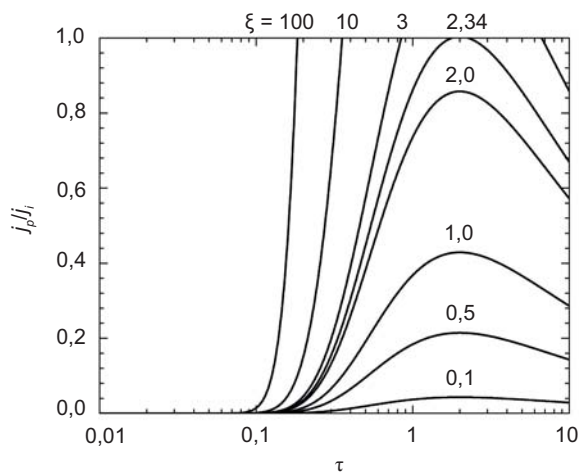


Рис. 12. Относительный вклад в ионизацию рабочего газа  $p$ -электронов  $j_p/j_i$  в зависимости от нормированной электронной температуры  $\tau$  при различных значениях параметра подобия  $\xi$

### 3. Баланс энергии

Энергобаланс системы с учетом одновременной ионизации  $\gamma$ - и  $p$ -электронами согласно модели определяется уравнением:

$$I_p U = I_i U + \gamma_{eff} I_i U = I_i U + \epsilon_{c\gamma} I_\gamma + \epsilon_{cp} I_p + \epsilon_{ke} I_e + \gamma_{eff} I \epsilon_{k\gamma}, \quad (7)$$

где  $U$  — напряжение на разряде,  $I_p$  — ток во внешней цепи разряда,  $I_j = I_e$  — токи ионов и электронов, родившихся в плазме,  $I_\gamma$  — ток ионов, родившихся при ионизации  $\gamma$ -электронами,  $I_p$  — ток ионов, родившихся при ионизации  $p$ -электронами ( $I_i = I_\gamma + I_p$ ),  $\epsilon_{ke} I_e$  и  $\gamma_{eff} I \epsilon_{k\gamma}$  — мощность, выносимая  $p$ - и  $\gamma$ -электронами на анод.

Это уравнение позволяет определить разрядное напряжение:

$$U = \eta_\Sigma / \gamma_{eff} + \epsilon_{k\gamma}, \quad (8)$$

где  $\eta_\Sigma$  — суммарная энергетическая цена иона с учетом одновременной ионизации  $\gamma$ - и  $p$ -электронами:

$$\eta_\Sigma = \eta_\gamma \cdot \frac{I_\gamma}{I_\Sigma} + \eta_p \cdot \frac{I_p}{I_\Sigma}. \quad (9)$$

Подставляя в (9) значения  $\eta'_\gamma$ ,  $\eta'_p$  и выражения (5) с учетом того, что плотности токов частиц пропорциональны токам, получим в безразмерном виде:

$$\eta'_\Sigma = 1,2 + \tau + \frac{1,2 \cdot (e^{0,16/\tau} - 1) \cdot \xi}{\tau^{1/2} e^{1/\tau}}. \quad (10)$$

Функция  $\eta'_\Sigma$  при различных значениях параметра  $\xi$  представлена семейством графиков на рис. 13.

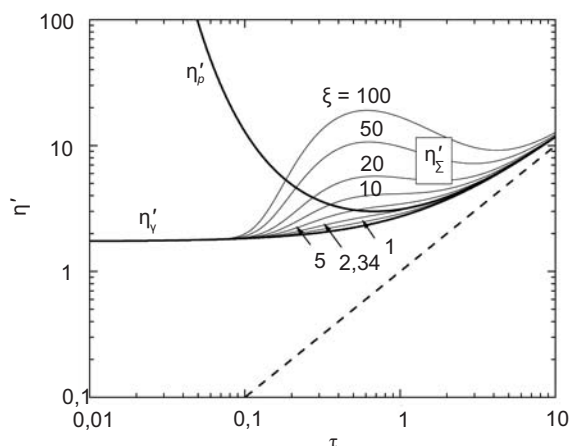


Рис. 13. Суммарная нормированная энергетическая цена иона  $\eta'_\Sigma$  с учетом одновременной ионизации  $\gamma$ - и  $p$ -электронами согласно модели в зависимости от нормированной электронной температуры  $\tau$  при различных значениях параметра подобия  $\xi$

В соответствии с уравнением (8) величина  $\eta_\Sigma$  определяет напряжение на разряде  $U = \eta_\Sigma / \gamma_{eff}$  с точностью до малого члена  $\epsilon_{k\gamma}$ . Однако,  $\eta_\Sigma$  в этом случае, в отличие от упомянутой выше модели Либбермана, зависит от температуры  $p$ -электронов и параметра подобия  $\xi$ . Влияние этих факторов на вольт-амперную характеристику МР обсуждается в следующем разделе.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ТЕОРИЕЙ

1. Порог существования магнетронного разряда по давлению

Проведенные исследования показали, что параметром подобия МР по давлению рабочего газа  $p$  и геометрическим размерам  $d$ , определяющим порог погасания и переходные режимы, является произведение  $pd \sim n_a d_i$  аналогично тлеющему разряду постоянного



тока [7]. Однако, пространственный масштаб имеет иной физический смысл:  $d$  не является расстоянием между анодом и катодом, а соответствует характерному размеру области ионизационной ловушки  $d = d_i = V/S_i$ .

В экспериментах были использованы две методики. В первом случае изменялась высота арок магнитного поля  $d$  за счет изменения топологии МСЛ в результате воздействия магнитного поля внешнего соленоида. Во втором случае для изменения максимальной высоты арок  $d$  был использован подвижный анод-сетка. Обе методики дали одинаковое значение  $(pd_i)_{min} \approx 3$  мТорр·см.

Для того, чтобы понять физические причины существования минимального давления существования магнетронного разряда проанализируем взаимосвязь между давлением газа и равновесной температурой электронов, необходимой для поддержания магнетронного разряда при этом давлении. Рис. 11 демонстрирует, что при  $\delta < 0,1$  существует минимальное значение параметра  $\xi$ , ниже которого баланс частиц не может выполняться ни при каких температурах. На рис. 14 представлена эта же зависимость температуры электронов от давления, перестроенная в размерных величинах для случая ионизации только  $p$ -электронами ( $\delta = 0$ ). Этот случай реализуется при больших разрядных токах, когда  $p$ -электроны, обладающие высокой плотностью, обеспечивают основной вклад в ионизацию. На этом же рисунке вертикальной линией показан

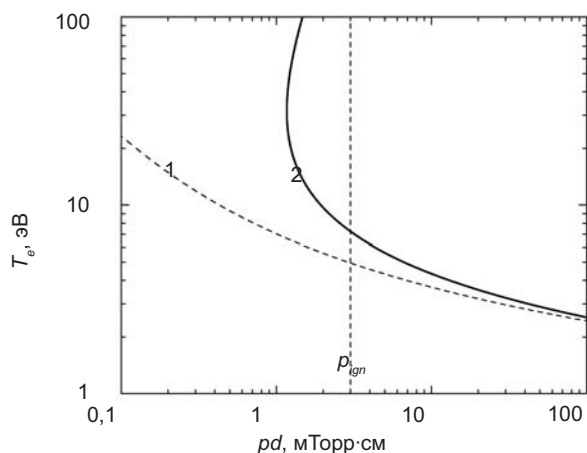


Рис. 14. Зависимость нормированной равновесной температуры электронов  $\tau$  от параметра подобия  $pd$ . 1 — решение при линейной аппроксимации сечения ионизации от энергии; 2 — решение в приближении скорости ионизации по Аррениусу

экспериментально обнаруженный предел существования магнетронного разряда по давлению  $p_{ign}$ .

Причиной существования  $(pd_i)_{min}$  является ограничение скорости ионизации электронами  $K_i$  при росте температуры электронов. Сравнение экспериментальных данных с расчетными подтверждает это утверждение. Отметим, что при использовании линейной аппроксимации сечения ионизации (кривая 1 рис. 14) порог погасания разряда отсутствует.

### 2. Вольт-амперные характеристики МР

В соответствии с уравнением баланса энергии (7) напряжение на разряде  $U = \eta_\Sigma / \gamma_{eff}$ , где  $\eta_\Sigma$  — суммарная энергетическая цена иона,  $\gamma_{eff}$  — эффективный коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии. В предельных режимах ионизации только  $\gamma$ -электронами  $U_0 = \eta_\gamma / \gamma_{eff} = 1,2I / \gamma_{eff}$ , а при ионизации только  $p$ -электронами  $U = \eta_p / \gamma_{eff} = f(\tau)$ .

В переходном режиме увеличение  $U$  определяется изменением  $\eta_\Sigma$  от  $\eta_\gamma$  до  $\eta_p$  при увеличении электронной температуры  $T_e$ , задаваемой ростом разрядного тока  $I_p$ . Для расчета вольт-амперной характеристики разряда необходимо знать функциональную зависимость  $T_e(I_p)$ , нахождение которой представляет собой отдельную сложную задачу. Эта функция является результатом кулоновского взаимодействия  $\gamma$ - и  $p$ -электронов, а также нелинейных и коллективных эффектов при пучково-плазменном нагреве плазмы  $\gamma$ -электронами, и для ее определения необходимы дополнительные исследования.

### 3. Диаграмма стационарных и переходных режимов магнетронного разряда

В соответствии с уравнением баланса частиц (4) параметры  $n_a d_i$  и  $\delta$  определяют скорость ионов на границе ионизационной ловушки  $v_i$ . Учет дополнительной ионизации высокоэнергетичными  $\gamma$ -электронами приводит к появлению новых стационарных и переходных режимов. На рис. 11 представлено семейство графиков, определяющих равновесные значения нормированной температуры  $\tau$   $p$ -электронов от параметра  $\xi$  при различной относительной плотности  $\gamma$ -электронов  $\delta = n_\gamma / n_i$ . На основании этих графиков и зависимости  $j_{ip} / j_{i\Sigma}$  от температуры

(рис. 12) можно проанализировать режимы разряда в скрещенных  $EH$  полях в зависимости от давления. На рис. 15 представлена  $pd_i$ - $\tau$  диаграмма существования различных режимов.

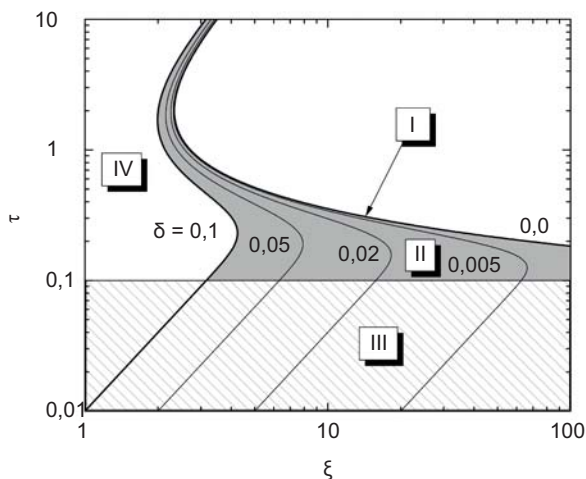


Рис. 15. Диаграмма стационарных режимов магнетронного разряда

**Режим I.** При  $\delta = 0$ ,  $(j_{ip}/j_{i\Sigma}) = 1$  ионизация рабочего газа осуществляется только  $p$ -электронами в квазинейтральной плазме. При этом энергия  $\gamma$ -электронов полностью идет на нагрев  $p$ -электронов в результате кулоновских соударений и развития пучково-плазменных неустойчивостей. Это возможно при относительно высокой плотности плазмы  $n_i > 10^9 \text{ см}^{-3}$  и, соответственно, тока разряда. Этот режим аналогичен стационарным состояниям плазмы ВЧ-индукционного разряда [7].

**Режим II.** Значения  $0 < \delta < 0,1$ ;  $0,1 < (j_{ip}/j_{i\Sigma}) < 1$ . Эти условия соответствуют плазме ионизационной ловушки МР, в которой ионизация  $\gamma$ -электронами совмещается ионизацией  $p$ -электронами.

**Режим III.** Значения  $\tau < 0,1$ ,  $(j_{ip}/j_{i\Sigma}) = 0$  соответствуют случаю плазмы при небольшой температуре  $p$ -электронов  $T_e/I < 0,1$  и плотности плазмы  $n_i < 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Соответственно, ионизация рабочего газа осуществляется только  $\gamma$ -электронами. Этот режим отвечает начальной стадии МР при малых токах.

В предельном случае  $\tau \rightarrow 0$  эта область ограничена кривой зажигания разряда, которая не зависит от давления и является

функцией разрядного напряжения и магнитного поля. Качественное распределение потенциала соответствует вакуумному.

В работе [18] показано, что начальная стадия разряда в магнитном поле при малой мощности (область 2) в плазменном режиме ( $\xi > 2$ ) и режиме с анодным слоем ( $\xi < 2$ ) идентичны.

**Режим IV.** Значение  $\delta > 0,1$ ,  $(j_{ip}/j_{i\Sigma}) \ll 1$ . При этом качественно изменяется характер подвижности электронов в магнитном поле (классическая проводимость электронов заменяет Бомовскую диффузию) и, соответственно, модель плазмы МР выходит за границы применимости. Режим с прианодным слоем детально изучался в работах [18–20].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенные экспериментальные и теоретические исследования МР позволяют сделать следующие выводы:

1. Для МР параметром подобия по давлению рабочего газа  $p$  и геометрическим размерам  $d$  является произведение  $pd \sim n_a d$  где  $d$  — характерный размер ионизационной ловушки. Значение  $d$  соответствует максимальной высоте арок МСЛ, пересекающих анод.

2. Параметр  $n_a d$ , а также  $\delta$ , характеризующий относительную плотность  $\gamma$ -электронов, определяет равновесную температуру электронов и, соответственно, границы существования плазменного режима МР, в том числе и порог погасания по давлению.

3. Температура электронов и параметр  $n_a d$  определяют соотношение токов ионов, родившихся в результате ионизации  $\gamma$ - и  $p$ -электронами, и суммарную энергетическую цену иона  $\eta_\Sigma$ .

4. Максимальная и минимальная величина  $\eta_\Sigma$  определяются предельными случаями: при ионизации только  $\gamma$ -электронами  $\eta_{\Sigma min} = \eta_\gamma$ , при ионизации только  $p$ -электронами  $\eta_{\Sigma max} = \eta_p$ . Отношение напряжения на разряде к напряжению зажигания  $U/U_0 = \eta_p/\eta_\gamma$  зависит от параметра  $n_a d$  и уменьшается при уменьшении давления рабочего газа.

5. Функциональная зависимость  $T_e$  от плотности тока  $\gamma$ -электронов или вкладываемой в ионизацию мощности определяет вольт-амперную характеристику МР. Для уточнения

этой зависимости требуется дополнительные экспериментальные исследования.

6. При уменьшении параметра  $pd < (pd)_{min}$  МР перестраивается в высоковольтный режим с прианодным электронным слоем. При этом изменяются подвижность электронов от аномальной к классической и ФРЭЭ от равновесной максвелловской к неравновесной.

## ЛИТЕРАТУРА

- Muslim J., Vlasek J. A perspective of magnetron sputtering in surface engineering // *Surface and Coating Technology*. — 1999. — Vol. 112. — P. 162–169.
- Kelly P. J., Arnell R. D. Magnetron sputtering: a review of recent development and application // *Vacuum*. — 2000. — Vol. 104, 063301.
- Helmerson U., Lattemann M., Bohlmark J., Ehasarian A. P., Gudmundsson J. Review. Ionized physical vapour deposition (IPVD): A review of technology and application // *Thin Solid Films*. — 2006. — Vol. 513. — P. 1–24.
- Кузьмичёв А. И. Магнетронные распылительные системы. — Киев: «Аверс», 2008. — 244 с.
- Musil J. Low-pressure magnetron sputtering // *Vacuum*. — 1998. — Vol. 50, No. 3–4. — P. 363–372.
- Baranov O., Romanov M., Wolfer M., Kumar S., Zhong X., Ostrikov K. Low-pressure planar magnetron discharge for surface deposition and nanofabrication // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Vol. 17, 053509.
- Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. *Principals of Plasma Discharge and Material Processing*, John Wiley and Sons, 1994. — P. 465–469.
- Gudmundson J. T. and Lieberman M. A. Model and measurements a planar inductive oxygen discharge // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 1998. — Vol. 7. — P. 1–12.
- Яковін С. Д., Зиков О. В., Дудін С. В., Фаренік В. І., Юнаков М. М. Іонно-плазмова система для реактивного магнетронного нанесення покриттів // *Фізическа інженерія поверхності*. — 2014. — Т. 12, № 3. — С. 428–239.
- Window B., Sawides N. // *J. Vac. Sci. Technol., A, Vac. Surf. Films*. — 1986. — Vol. 4. — No. 196. — 453 p.
- Kadles S., Musil J. Optimized magnetic field shape for low pressure magnetron sputtering // *J. Vac. Sci. Technol.* — A. — 1995. — Vol. 13, No. 2. — P. 389–393.
- Sang-Hun Seo, Jung-Hwan In and Hong-Young Chang. Measurements of electron energy distribution functions and electron transport in the downstream region of an unbalanced de magnetron discharge // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 2004. — Vol. 13. — P. 409–419.
- Sheridan T. E., Goehner M. J., Goree J. Electron and ion transport in magnetron plasma // *J. Vac. Sci. Technol.* — A. — 1990. — Vol. 8, No. 3. — P. 1623–1626.
- Lieberman M., Ashida S. // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 1996. — Vol. 5. — P. 145–158.
- Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. — М.: Мир, 1978. — 216 с.
- Kolev J., Bogaerts A., Gijbels R. Influence of electron recapture by the cathode upon the discharge characteristics in DC magnetrons // *Phys. Rev.* — E. — 2005. — Vol. 72, 056402.
- Thornton I. A. Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetron // *J. Vac. Sci. Technol.* — 1978. — Vol. 15, No. 2. — P. 171–177.
- Zagrebelnyy J. A., Zykov A. V., Glasnev M. V. Break-down of the magnetically insulated diode // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. — 2007. — Vol. 13. — No. 1. — P. 197–199.
- Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Characteristics of discharge in crossed EH fields near breakdown curve in acceleration and plasma regime // *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Plasma Physics»*. — 2013. — Vol. 19. — No. 1. — P. 186–188.
- Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Low pressure gas discharge in magnetically insulated diode // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. — 2015. — Vol. 21. — No. 1. — P. 259–262.
- <https://sites.google.com/site/magcad2>
- Дудин С. В., Положий К. И., Фареник В. И. Энергетическая цена иона в комбинированном индукционно-емкостном ВЧ разряде // *Письма в ЖТФ*. — 1998. — Т. 24, № 22. — С. 33–38.
- Denysenko I., Dudin S., Azarenkov N. Ion flux uniformity in inductively coupled plasma sources // *Physics of Plasmas*. — 2002. — Vol. 9, No. 11. — P. 4767–4775.

## LITERATURA

1. Muslim J., Vlcek J. A perspective of magnetron sputtering in surface engineering // *Surface and Coating Technology*. — 1999. — Vol. 112. — P. 162–169.
2. Kelly P. J., Arnell R. D. Magnetron sputtering: a review of recent development and application // *Vacuum*. — 2000. — Vol. 104, 063301.
3. Helmersen U., Lattemann M., Bohlmark J., Ehasarian A. P., Gudmundsson J. Review. Ionized physical vapour deposition (IPVD): A review of technology and application // *Thin Solid Films*. — 2006. — Vol. 513. — P. 1–24.
4. Kuz'michev A. I. Magnetronnye raspylitel'nye sistemy. — Kiev: «Avers», 2008. — 244 p.
5. Musil J. Low-pressure magnetron sputtering // *Vacuum*. — 1998. — Vol. 50, No. 3–4. — P. 363–372.
6. Baranov O., Romanov M., Wolfer M., Kumar S., Zhong X., Ostrikov K. Low-pressure planar magnetron discharge for surface deposition and nanofabrication // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Vol. 17, 053509.
7. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. *Principals of Plasma Discharge and Material Processing*, John Wiley and Sons, 1994. — P. 465–469.
8. Gudmundson J. T. and Lieberman M. A. Model and measurements a planar inductive oxygen discharge // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 1998. — Vol. 7. — P. 1–12.
9. Yakovin S. D., Zikov O. V., Dudin S. V., Farenik V. I., Yunakov M. M. Ionno-plazmova sistema dlya reaktivnogo magnetronnogo nanesennya pokrittiv // *Fizicheskaya inzheneriya poverhnosti*. — 2014. — Vol. 12, No. 3. — P. 428–239.
10. Window B., Sawides N. // *J. Vac. Sci. Technol., A, Vac. Surf. Films*. — 1986. — Vol. 4, No. 196. — 453 p.
11. Kadles S., Musil J. Optimized magnetic field shape for low pressure magnetron sputtering // *J. Vac. Sci. Technol.* — A. — 1995. — Vol. 13, No. 2. — P. 389–393.
12. Sang-Hun Seo, Jung-Hwan In and Hong-Young Chang. Measurements of electron energy distribution functions and electron transport in the downstream region of an unbalanced de magnetron discharge // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 2004. — Vol. 13. — P. 409–419.
13. Sheridan T. E., Goehner M. J., Goree J. Electron and ion transport in magnetron plasma // *J. Vac. Sci. Technol.* — A. — 1990. — Vol. 8, No. 3. — P. 1623–1626.
14. Lieberman M., Ashida S. // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 1996. — Vol. 5. — P. 145–158.
15. Davidson R. *Teoriya zaryazhennoj plazmy*. — M.: Mir, 1978. — 216 c.
16. Kolev J., Bogaerts A., Gijbels R. Influence of electron recapture by the cathode upon the discharge characteristics in DC magnetrons // *Phys. Rev.* — E. — 2005. — Vol. 72, 056402.
17. Thornton I. A. Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetron // *J. Vac. Sci. Technol.* — 1978. — Vol. 15, No. 2. — P. 171–177.
18. Zagrebelnyy J. A., Zykov A. V., Glasnev M. V. Break-down of the magnetically insulated diode // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. — 2007. — Vol. 13, No. 1. — P. 197–199.
19. Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Characteristics of discharge in crossed EH fields near breakdown curve in acceleration and plasma regime // *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Plasma Physics»*. — 2013. — Vol. 19, No. 1. — P. 186–188.
20. Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Low pressure gas discharge in magnetically insulated diode // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. — 2015. — Vol. 21, No. 1. — P. 259–262.
21. <https://sites.google.com/site/magcad2>
22. Dudin S. V., Polozhij K. I., Farenik V. I. Energeticheskaya cena iona v kombinirovannom indukcionno-emkostnom VCh razryade // *Pisma v ZhTF*. — 1998. — Vol. 24, No. 22. — P. 33–38.
23. Denysenko I., Dudin S., Azarenkov N. Ion flux uniformity in inductively coupled plasma sources // *Physics of Plasmas*. — 2002. — Vol. 9, No. 11. — P. 4767–4775.