

СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗРЯДА В МАГНЕТРОНЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Н.П. Полуэктов¹, Ю.П. Царьгородцев¹, И.И. Усатов¹, Е.П. Козловская¹,
О.О. Амеликин², Г.Р. Восканян²

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), 141005, Московская область, г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1

²МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

poluekt@mgul.ac.ru

Проведены изучение спектра излучения магнетронного разряда с полым катодом, питание которого осуществляется источником постоянного тока. Источник питания и система измерений параметров плазмы импульсного разряда разработаны сотрудниками секции физики. Цель исследований — определить область ионизации распыленных атомов мишени.

Ключевые слова: магнетрон с полым катодом, плазма, спектральные и зондовые измерения

Ссылка для цитирования: Полуэктов Н.П., Царьгородцев Ю.П., Усатов И.И., Козловская Е.П., Амеликин О.О., Восканян Г.Р. Спектр излучения разряда в магнетроне с полым катодом // Лесной вестник / Forestry Bulletin, 2018. Т. 22. № 2. С. 125–133. DOI: 10.18698/2542-1468-2018-2-125-133

В лаборатории секции физики МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал) создан источник высокоплотной плазмы на основе магнетрона с полым катодом [1–3]. Особенностью этого разряда является высокая концентрация плазмы (более 10^{11} см⁻³ при давлении 1...10 МТорр), создаваемая в большом объеме, низкая (10...25 эВ) и легко изменяемая энергия ионов, приходящих на подложку. Установки на основе данного разряда широко применяются за рубежом для создания адгезионных, диффузионных и затравочных слоев в канавках (тренажах) и межслойных отверстиях современных УБИС [4–7].

Цель работы

В работе [2] мы показали, что в магнетронном разряде с полым катодом, работающим в режиме постоянного тока (сила тока < 10 А, мощность 1...4 кВт), внутри мишени плазма с высокой концентрацией (10^{12} см⁻³) расположена близки цилиндрической поверхности, а на оси катода — на порядок меньше. На оси разряда концентрация плазмы достигает максимальных значений за пределами магнетрона на расстоянии 4...8 см. Поэтому возникает предположение, что ионизация распыленных атомов металла происходит вне магнетрона.

Цель данных исследований — с помощью спектральных и зондовых измерений экспериментально определить область ионизации распыленных атомов меди в магнетроне с полым катодом, работающем в режиме постоянного тока.

Материалы и методы

Схема установки показана на рис. 1. Катод магнетрона выполнен в виде закрытого с одного конца цилиндра (диаметр 14 см, длина 10 см), изготовленного из меди и охлаждаемого водой. Источник постоянного тока имеет мощность до 12 кВт. Камера откачивается турбомолекуляр-

ным насосом до давления 10^{-5} Торр, затем через электронный регулятор расхода (25...50 см³/мин) напускается аргон до давления 10 МТорр.

В качестве блока питания разряда используется инверторный источник мощностью до 12 кВт (20 А, 600 В). Магнитное поле создается столбиками магнитов из сплава Fe–Nd–B, расположенных вокруг катода, а также электромагнитом, установленным вблизи выходного сечения. Концы столбиков соединены кольцевыми железными магнитопроводами. Индукция магнитного поля вблизи цилиндрической поверхности катода составляет 450 Гс. Магнитная пробка на выходе из катода, образуемая такой конструкцией, удерживает вторичные электроны внутри катода.

Для расширения потока плазмы и создания более однородного радиального распределения на расстоянии нескольких сантиметров от среза и установлен электромагнит, магнитное поле которого включено навстречу магнитному полю постоянных магнитов.

Анодом источника плазмы является медное кольцо, расположенное в технологической камере, изолированное от нее. На кольцо можно подавать потенциал, в приводимых ниже экспериментах этот потенциал был равен +30 В, при этом весь разрядный ток приходил на кольцо. Из источника плазма поступает в технологическую камеру диаметром 300 мм и длиной 45 см.

Между катодом и заземленным анодом устанавливалась изолированная цилиндрическая вставка диаметром 160 мм и длиной 110 мм.

Система диагностики включает спектральную и зондовую диагностику. Программа сбора данных написана на языке LabVIEW. Спектральная диагностика позволяет измерять как спектр излучения плазмы, так и контур отдельных линий. С помощью оптического зонда и монохроматора

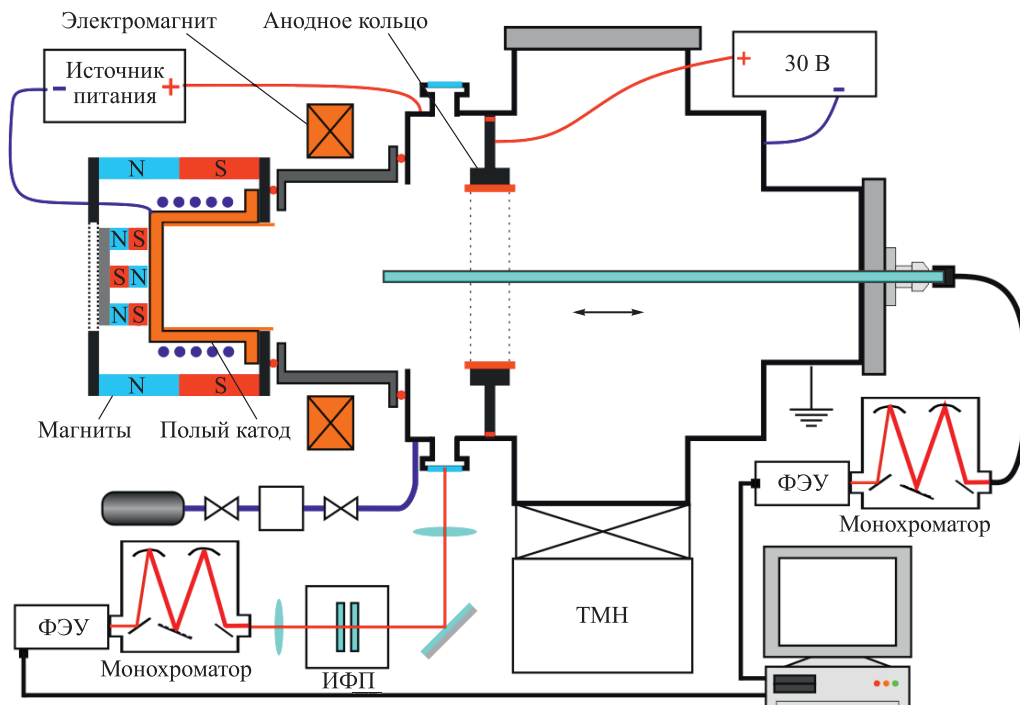


Рис. 1. Схема экспериментальной установки
 Fig. 1. Diagram of the experimental unit

(см. рис. 1) измеряли интенсивность излучения атомов и ионов аргона (газа, в котором производился разряд) и меди (материал мишени). Зонд представляет собой керамическую трубку длиной 20 см с внутренним и внешним диаметрами 9 и 20 мм соответственно. Керамическая трубка вставляется в медную трубку, которая выводится из камеры через вакуумное уплотнение. На дальнем от плазмы конце трубки установлено кварцевое окошко. Таким образом, в трубку попадает излучение из узкого конуса плазмы, находящегося перед ней. Оптический зонд может передвигаться вдоль камеры. Расстояние до оптического зонда отсчитывается от выходного сечения магнетрона, т. е. в этом месте $Z = 0$. Излучение из трубки фокусируется на кварцевое оптоволокно диаметром 1 мм, а с него — на монохроматор с обратной дисперсией 1,3 нм/мм. Вращая дифракционную решетку монохроматора (1200 штр./мм), производят настройку на определенную спектральную линию. В качестве приемника излучения использовался ФЭУ-100. Сигнал с ФЭУ через усилитель выводился на плату National Instruments NI-6221.

Измерение температуры атомов, которая необходима для расчета ионизации распыленных с мишени атомов металла, проводили с помощью интерферометра Фабри — Перо, сканируемого давлением. Излучение из бокового окна, расположенного на расстоянии 19 см от выходного сечения катода-мишени линзой подавалось на интерферометр, который располагался в герметичной камере с прозрачными окнами. Так как для измерений

использовались спектральные линии, лежащие в ультрафиолетовой области, линзы, стекла камеры и интерферометра были изготовлены из кварца.

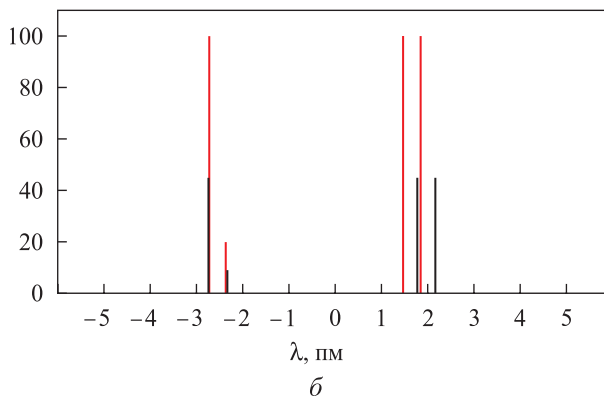
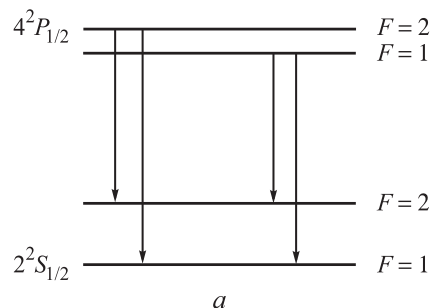


Рис. 2. Схема расщепления уровней и сверхтонкая структура линии Cu327,4 нм (а); относительная интенсивность различных компонент линии Cu327,4 нм (б)
 Fig. 2. Scheme of the splitting levels and the hyperfine structure of the Cu327,4 nm line (a); the relative intensity of the various components of the Cu327,4 nm line (b)

Т а б л и ц а

Линии изотопов
Isotope lines

Cu (<i>M</i> = 63)		Cu (<i>M</i> = 65)	
$\Delta\lambda$, пм	<i>I</i> , отн. ед.	$\Delta\lambda$, пм	<i>I</i> , отн. ед.
-2,4	20	-2,37	9
-2,76	100	-2,76	45
1,8	100	2,12	45
1,44	199	1,73	45

В камеру через натекатель подавался газ. Сигнал с датчика давления выводился на компьютер. Интерференционная картина фокусировалась на входную щель монохроматора, на которой устанавливалась круглая диафрагма диаметром 0,4 мм. Изменение давления вызывало изменение радиусов интерференционной картины. За выходной щелью монохроматора располагался приемник излучения ФЭУ-100. Определение температуры атомов определялось по измерению полуширины доплеровского уширения спектральных линий Ag750,4 и Cu327,4 нм. Линия Cu327,4 нм имеет сложную структуру, которая обусловлена двумя эффектами: изотопическим смещением уровней и сверхтонким расщеплением. Медь имеет два изотопа: Cu⁶³ (69 %) и Cu⁶⁵ (31 %). В результате взаимодействия спинового момента ядра $I = 3/2$ с механическим моментом электронов J основной уровень $^2S_{1/2}$ и верхний уровень $^2P_{1/2}$ расщепляются на два сверхтонких уровня с полными механическими моментами атома $F = I + J = 1$ и 2 (рис. 2, а). Таким образом, линия 327,4 нм для одного изотопа состоит из четырех компонентов, а для двух изотопов — из восьми компонентов (см. таблицу).

На рис. 2, а представлены схема расщепления уровней и сверхтонкая структура линии Cu327,4 нм, а также сдвиги длины волны, на рис. 2, б — относительная интенсивность различных компонентов линии. Эти компоненты образуют две группы, отстоящие друг от друга на расстоянии 4 пм. Внутри каждой группы компоненты располагаются близко друг к другу и не разрешаются спектроскопическим методом, поэтому данная линия выглядит дублетом. Основной вклад в полуширину спектральной линии в плазме низкого давления дает доплеровское уширение вследствие хаотического движения атомов, описываемое гауссовой кривой. Доплеровская полуширина определяется формулой

$$\Delta\lambda_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}}, \quad (1)$$

где λ_0 — длина волны, соответствующая центру линии каждого компонента сверхтонкого расщепления;
T — температура атома, К;
M — молекулярный вес.

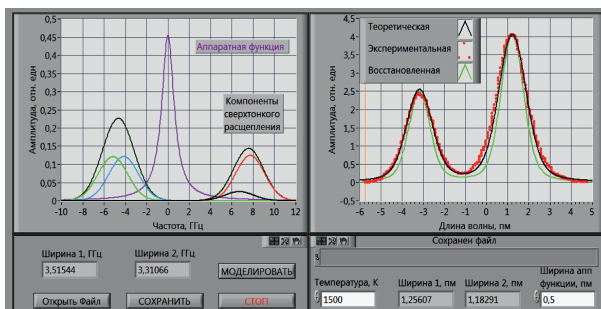


Рис. 3. Интерфейс программы расчета температуры распыленных атомов меди из контура спектральной линии Cu327,4 нм

Fig. 3. Interface of the program for calculating the temperature of sputtered copper atoms from the contour of the Cu327,4 nm spectral line

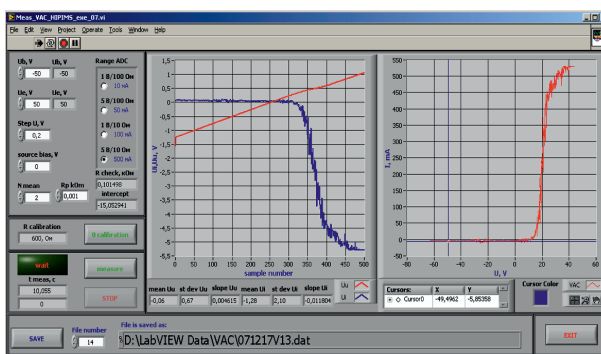


Рис. 4. Интерфейс программы регистрации ВАХ

Fig. 4. The interface of the CVC registration program

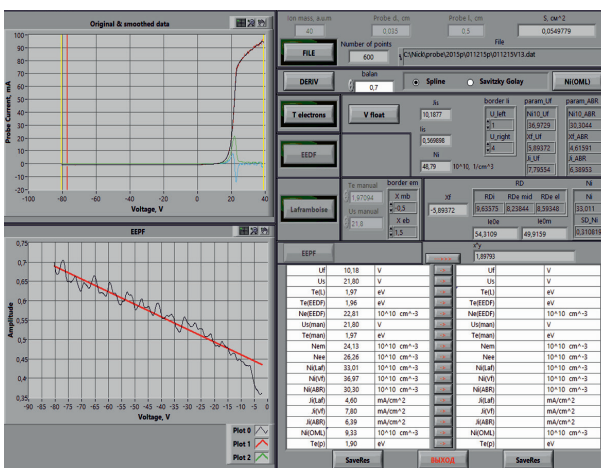


Рис. 5. Интерфейс программы обработки ВАХ цилиндрического зонда

Fig. 5. Interface of the program for processing the CVC of a cylindrical probe

Регистрируемый контур линии представляет собой свертку суммы гауссовых кривых всех компонентов субуровней и аппаратной функции интерферометра Фабри — Перо, что приводит к увеличению регистрируемой полуширины линии. Для определения гауссовой полуширины и температуры атомов из измеренного контура

линии Cu327,4 нм была разработана программа, скриншот которой представлен на рис. 3. Слева показаны компоненты субуровневой сверхтонкого расщепления, справа красными точками показан измеренный в эксперименте контур. Черная линия — теоретический контур, полученный в результате свертки аппаратной функции, описываемый лоренцевской функцией, и суммы гауссовых кривых сверхтонкого расщепления. Зеленая линия — восстановленный гауссов контур, по полуширине которого рассчитывается температура, очищенный от аппаратной функции и компонентов сверхтонкого расщепления. Видно, что полуширина этой линии значительно меньше измеренной экспериментально. Температура атомов, рассчитанная по формуле (1) с полушириной линии, измеренной в эксперименте, будет завышена в 1,5–2 раза, так как ее величина зависит от квадрата полуширины линии.

С помощью разработанной системы зондовой диагностики можно определять концентрацию плазмы, температуру электронов, плазменный и плавающий потенциалы в различные моменты времени импульсного разряда. Вольфрамовый зонд Лэнгмюра имеет диаметр 0,35 мм и длину 5 мм. Аппаратную часть системы составляют: разработанный в лаборатории мощный высоковольтный усилитель на базе операционного усилителя RA92 фирмы APREX microtechnology; блок датчиков тока с электронной коммутацией и собственно плата сбора данных фирмы National Instruments. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) зонда, состоящая максимум из 540 пар точек напряжение — ток (каждая точка получается усреднением по 10 измерениям), регистрируется за время менее 2 с. Малое время регистрации является необходимым условием работы в металлической плазме, где на зонд и другие датчики осаждается пленка металла.

Графический интерфейс виртуального прибора (рис. 4) позволяет задавать все параметры регистрации и имеет графическое окно, где отображается измеренная ВАХ. Он дает возможность проводить калибровку усилителей перед началом работы, выбирать диапазон и шаг напряжения при измерении ВАХ, число прописываемых ВАХ для получения усредненной.

На рис. 5. показан скриншот программы обработки зондовых измерений. Обработка экспериментальных ВАХ включает в себя сглаживание данных кубическими сплайнами или методом Савицкого — Галая, вычисление первой (для определения V_s) и второй (для определения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) $f(E)$) производных тока по методике, предложенной в [8]. Концентрацию электронов определяют интегрированием ФРЭЭ по энергии.

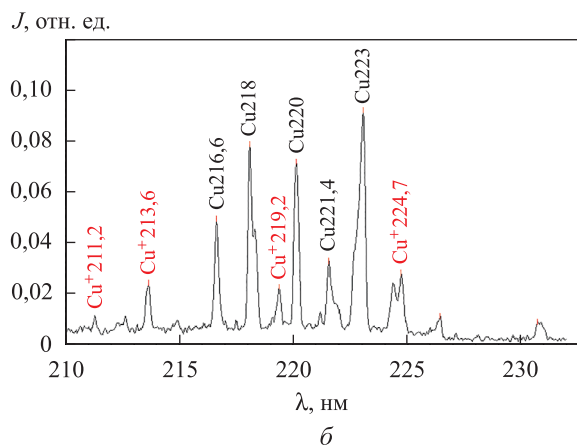
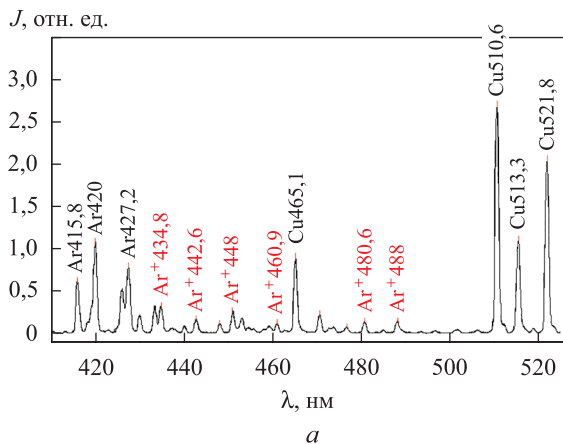


Рис. 6. Спектр плазмы ($p = 10$ мТорр; $I_{эл} = 3,5$ А; $W = 2,2$ кВт; $Z = 19$ см)

Fig. 6. The plasma spectrum ($p = 10$ mTorr; $I_e = 3,5$ A; $W = 2.2$ kW; $Z = 19$ cm)

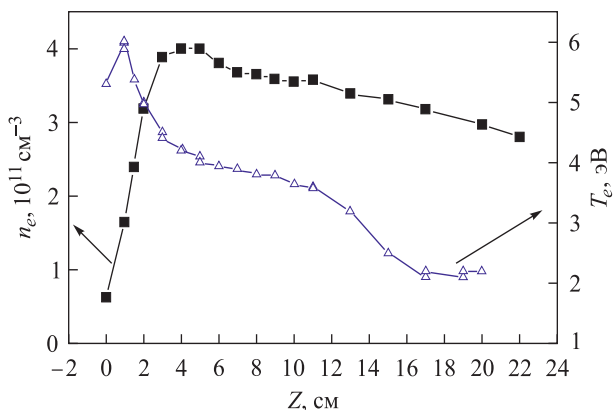


Рис. 7. Аксиальное распределение за магнетроном концентрации n_e и температуры T_e электронов ($p = 0$; $I_{эл} = 3,5$ А; $W = 2,2$ кВт; $Z = 19$ см)

Fig. 7. The axial distribution behind the magnetron of the concentration n_e and the temperature T_e of the electrons ($p = 0$; $I_e = 3,5$ A; $W = 2,2$ kW; $Z = 19$ cm)

Результаты и обсуждение

На рис. 6 представлены спектры плазмы на ультрафиолетовом и сине-зеленом участках, снятые на расстоянии 19 см от среза магнетрона.

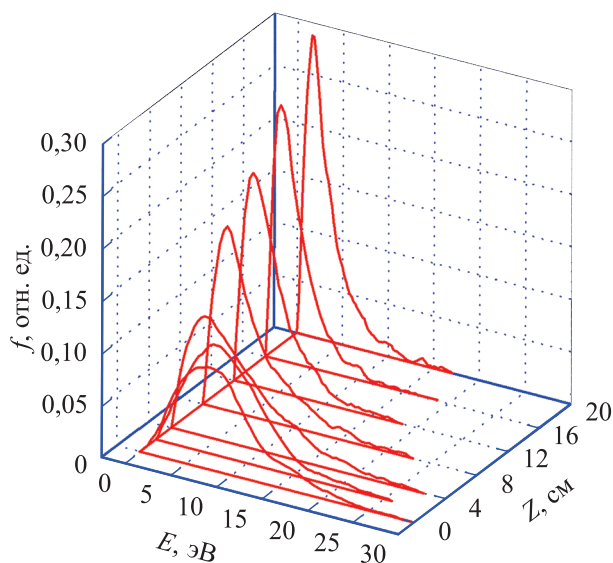


Рис. 8. Функции распределения электронов по энергии $f(E)$ на разных расстояниях от катода ($p = 10$ мТорр; $W = 2,2$ кВт)

Fig. 8. Electron energy distribution functions $f(E)$ at different distances from the cathode ($p = 10$ mTorr, $W = 2,2$ kW)

Эти участки выбраны потому, что здесь присутствуют линии атомов и ионов аргона и меди. В частности, мы выбрали для измерений линии ионов $\text{Cu}^+213,6$ нм, $\text{Cu}^+224,7$ нм, $\text{Ar}^+480,6$ нм и Ar^+488 нм. Резонансные линии атомов меди $\text{Cu}324,7$ нм и $\text{Cu}327,4$ нм не использовались вследствие их поглощения.

На рис. 7 представлено аксиальное распределение концентрации электронов, измеренное на оси разряда. При $Z = 0$ (выходное сечение полого катода) концентрация равна $0,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, далее она возрастает до $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии 4 см, затем медленно спадает и на расстоянии 20 см составляет $2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Там же приведено распределение эффективной температуры электронов, которая рассчитывается по формуле

$$T_e = \frac{2}{3} \frac{\int_0^{\infty} E f(E) dE}{\int_0^{\infty} f(E) dE}, \quad (2)$$

где E — энергия электронов;

$f(E)$ — функция распределения электронов по энергиям, определяемая по второй производной ВАХ.

Температура электронов на выходе из мишени порядка 6 эВ, на расстоянии 20 см — порядка 2 эВ.

Более наглядную картину дает ФРЭЭ, так как именно электроны играют основную роль в возбуждении и ионизации атомов. На рис. 8 приведены функции распределения электронов по энергиям $f(E)$ на различных расстояниях от катода.

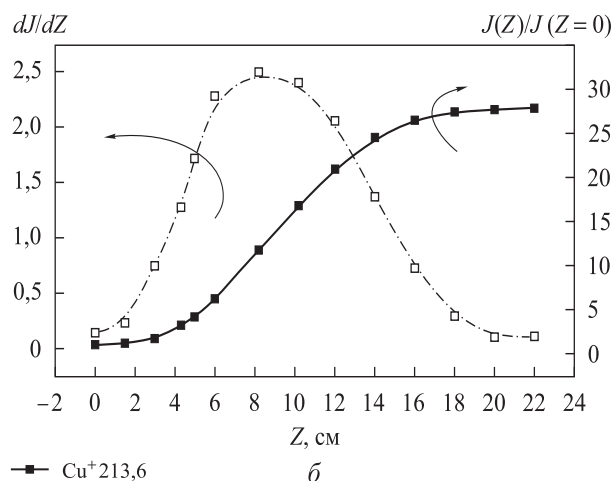
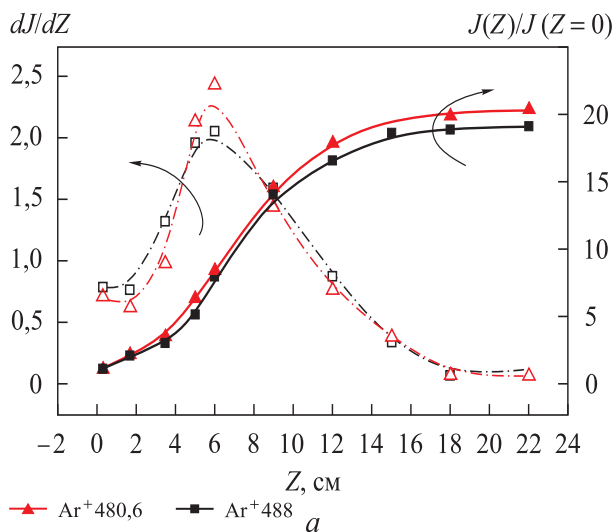


Рис. 9. Аксиальные распределения интегрального излучения J и его производной dJ/dZ линий ионов Ar и Cu за магнетроном ($p = 10$ мТорр; $W = 2,2$ кВт; $I_{эл} = 3,5$ А)

Fig. 9. The axial distributions of the integral radiation J and its derivative dJ/dZ of the Ar and Cu ion lines behind the magnetron ($p = 10$ mTorr, $W = 2,2$ kW, $I_e = 3,5$ A)

В области от 0 до 10 см максимальные значения ФРЭЭ находятся в пределах 5...10 эВ, далее максимум смещается к меньшим значениям, однако до 30 см имеется большое количество электронов с энергией выше 7,7 эВ, равной потенциалу ионизации атомов меди.

На рис. 9 показаны нормализованные интенсивности излучения линий ионов аргона и меди как функции расстояния от мишени, также измеренные на оси разряда. Нормализованная интенсивность излучения есть интегральное излучение столба плазмы от дна магнетрона до начала оптического зонда, деленное на излучение при $Z = 0$. При $Z = 0$ эта величина равна единице. Видно, что излучение резко возрастает на расстоянии 4...14 см, затем рост замедляется и выходит на плато. Для ионов аргона и меди интенсивность излучения возрастает в 20 и 25 раз соответственно на расстоянии 20 см. На этих рисунках также приведены зависимости

производных dJ/dZ от расстояния. Максимум производной для ионов меди сдвинут вправо, т. е. ионизация атомов меди происходит на больших расстояниях от магнетрона. Эти измерения показывают, что основная ионизация атомов распыляемого металла происходит за пределами мишени.

На рис. 10 для сравнения представлены аналогичные результаты для линий атомов Ar и Cu. Здесь возрастание интенсивностей линий Ar750,4; Cu216; Cu515 нм с расстоянием значительно меньше, всего в 3,5–4 раза, а интенсивности линий с переходами на метастабильный (долгоживущий) уровень Cu510,6; Ar811,5 нм увеличиваются только в два раза. При этом интенсивность линии Cu811,5 нм на большом расстоянии начинает уменьшаться, что связано с поглощением данной линии.

Следовательно, внутри полого катода количество атомов Ar и Cu достаточно велико и их концентрация за пределами магнетрона изменяется существенно меньше, чем концентрация ионов. Наличие сильных метастабильных линий меди (Cu510,6 и Cu811,5 нм) указывает на то, что ионизация атомов металла может происходить как из основного состояния, так и с метастабильных уровней энергии.

Длина пути ионизации определяется по формуле [9]

$$\lambda_{ion} = v_{Cu} / K_i n_e. \quad (3)$$

Здесь v_{Cu} — скорость распыленных атомов металла;

$$K_i = \langle \sigma_i v_e \rangle = \int_{E_i}^{\infty} v \sigma_i f(E) dE \text{ — константа скорости ионизации,}$$

где σ_i — сечение;

$E_i = 8,77$ эВ — энергия ионизации атомов меди;

$f(E)$ — ФРЭЭ;

E — энергия электронов.

Величина K_i хорошо аппроксимируется формулой [9]

$$K_i \approx K_{i0} \exp(-E_i/T_e), \quad (4)$$

где $K_{i0} = 5,62 \cdot 10^{-8}$ — константа для атомов меди, $\text{см}^3/\text{с}$ [10].

Функция распределения распыленных атомов металла при энергиях ионов 300...800 эВ хорошо описывается формулой Томпсона [11]. Это распределение возрастает линейно и достигает максимума при энергии сублимации металла, а затем уменьшается как E^{-2} . Для атомов меди наиболее вероятная энергия атомов, покидающих поверхность металла, составляет около 3 эВ, но вследствие хвоста высокоэнергетичных атомов средняя энергия достигает порядка 10 эВ.

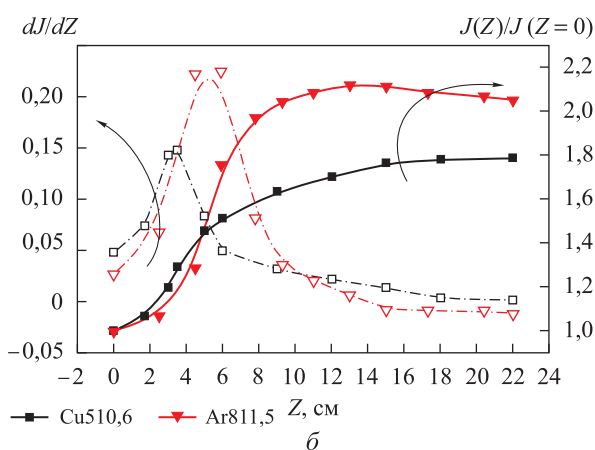
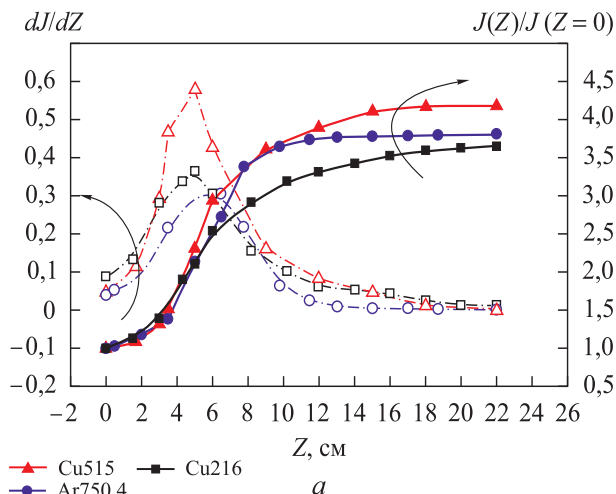


Рис. 10. Аксиальные распределения интегрального излучения J и его производной dJ/dZ линий атомов Ar и Cu за магнетроном ($p = 10$ мТорр; $W = 2,2$ кВт; $I_{эл} = 3,5$ А)

Fig. 10. Axial distributions of the integral radiation J and its derivative dJ/dZ of the Ar and Cu ion lines behind the magnetron ($p = 10$ mTorr, $W = 2,2$ kW, $I_e = 3,5$ A)

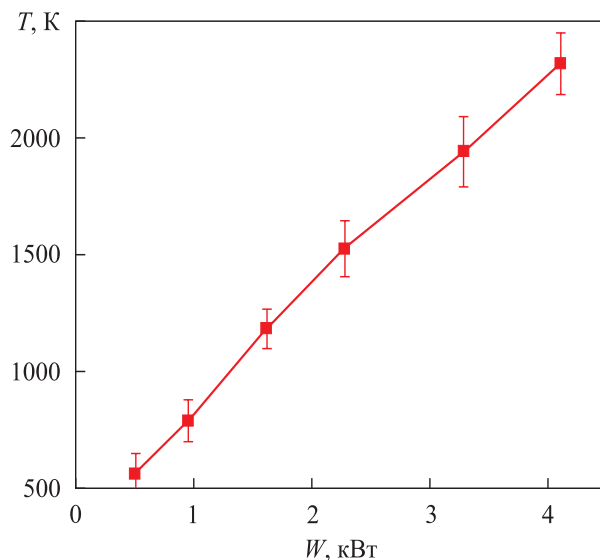


Рис. 11. Зависимость температуры атомов от мощности разряда ($p = 10$ мТорр; $Z = 19$ см)

Fig. 11. Dependence of the atoms temperature on the discharge power ($p = 10$ mTorr; $Z = 19$ cm)

Скорость ионов определяется по формуле [9] (скорость бомовская)

$$v_i = \sqrt{k_B T_e / M}, \quad (5)$$

где k_B — константа Больцмана;
 M — масса атома.

Для энергии 3 эВ скорость атомов меди $v_{Cu} = 3 \cdot 10^5$ см/с, поэтому величина $\lambda_{ion} = 30$ см в плазме с концентрацией $n_e = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ и температурой $T_e = 3$ эВ. Чтобы повысить степень ионизации распыленных атомов металла, нужно уменьшить их скорость. Этого можно достигнуть, увеличив давление разряда. В нашем эксперименте давление равно 10 мТорр. В результате столкновений с атомами нейтрального газа атомы меди теряют свою энергию (термализуются), их скорость уменьшается, соответственно, увеличиваются время нахождения в разряде и вероятность ионизации. Среднюю длину пробега для упругих столкновений атомов металла с атомами и ионами аргона можно оценить по формуле

$$\lambda_{упр} = 1 / (n_i \sigma_{in} + n_n \sigma_{nn}), \quad (6)$$

где σ_{in} и σ_{nn} — сечения столкновений с ионами и атомами соответственно.

Их величины лежат в диапазоне $(3 \dots 8) \cdot 10^{-15}$ см⁻³. При $n_i = 10^{12}$ см⁻³ и $n_n = 10^{14}$ см⁻³ средняя длина свободного пробега составляет порядка 1 см. При каждом столкновении с атомом аргона ($M_{Ar} = 40$) атом меди ($M_{Cu} = 64$) теряет $\delta = 2m_{Cu}m_{Ar}/(m_{Ar} + m_{Cu})^2 = 47\%$ своей энергии, поэтому на расстоянии 10 см большинство атомов меди термализуется. Температура атомов аргона при этом возрастает. Кроме распыленных атомов меди, большой энергией обладают ионы аргона и меди, которые ускоряются электрическим полем в плазме. При столкновениях с атомами аргона они также передают им энергию, в результате устанавливается равновесная температура тяжелых частиц.

Температура атомов аргона и меди была определена из полуширины доплеровского уширения спектральных линий Ag750,4 и Cu327,4 нм. На рис. 11 показана зависимость температуры атомов от мощности разряда на расстоянии 19 см от магнетрона. Температура атомов линейно увеличивалась с ростом мощности разряда с 600 К (0,05 эВ) при 0,5 кВт до 2400 К (0,21 эВ) при 4,2 кВт. Такие значения энергии значительно меньше, чем энергия, с которой атомы меди покидают мишень. Эти экспериментальные данные количественно совпадают с рассмотренной выше моделью.

Внутри полого катода ($Z < 0$) концентрация электронов менее 10^{11} см⁻³ (см. рис. 6) и вероятность ионизации распыленных атомов в этой области мала. Концентрация атомов аргона внутри магнетрона уменьшается вследствие двух

причин: во-первых, поток ионов, выходящий из катода, в результате столкновений с атомами выталкивает их (ионный ветер); во-вторых, температура газа возрастает и при постоянном давлении концентрация падает. Эти факторы уменьшают вероятность ионизации внутри полого катода. Снаружи магнетрона вплоть до 30 см от него концентрация электронов превышает 10^{11} см⁻³ и имеется много электронов с энергией выше потенциала ионизации меди. Там же происходит термализация распыленных атомов мишени, их скорость уменьшается и увеличивается время нахождения в высокоплотной плазме. Таким образом, основная ионизация атомов металла происходит за пределами полого катода.

Выводы

С помощью оптического зонда измерена интенсивность излучения атомов и ионов аргона и меди на различных расстояниях от магнетрона с полым катодом. Определено, что основная ионизация распыленных атомов металла в данном разряде происходит не внутри полого катода, а на расстоянии 6...14 см от него. С помощью зонда и интерферометра Фабри — Перо найдены распределения концентрации, температуры электронов, функции распределения электронов по энергии и температура тяжелых частиц. По результатам измерений разработана модель ионизации распыленных атомов металла в данном разряде.

Список литературы

- [1] Tsar'gorodtsev Yu.P., Poluektov N.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G., Kamyschov I.A.. Ionization Fraction of the Sputtered Metal Flux in a Hollow Cathode Magnetron // Plasma Physics Reports, 2014, v. 40, no. 9, pp. 754–759.
- [2] Poluektov N.P., Tsar'gorodtsev Yu.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G., Kamyschov I.A. Plasma parameters of the hollow cathode magnetron inside and downstream // Plasma Sources Science and Technology, 2015, v. 24, pp. 035009–(1–15).
- [3] Poluektov N.P., Tsar'gorodtsev Yu.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G. Energy flux to the substrate in a magnetron discharge with hollow cathode // Thin Solid Films, 2017, v. 640, pp. 60–66.
- [4] Klawuhn E., D' Couto G.C., Ashtiani K.A. Ionized physical-vapor deposition using a hollow-cathode magnetron source for advanced metallization // J. Vac. Sci. Technol., 2000, v. 18A, no. 4, pp. 1546–1549.
- [5] Meng L., Raju R., Flauta R., Shin H., Ruzic D.N. In situ plasma diagnostics study of a commercial high-power hollow cathode magnetron deposition tool // J. Vac. Sci. Technol., 2010, v. 28 A, p. 112–118.
- [6] Wu L., Ko E., Dulkan A., Park K.J., Fields S., Leeser K., Meng L., Ruzic D.N. Flux and energy analysis of species in hollow cathode magnetron ionized physical vapor deposition of copper // Rev. Sci. Instrum., 2010, v. 81, p. 123502.

- [7] Dulkin A., Ko E., Wu L., Karim I., Leaser K., Park K.J., Meng L., Ruzic D.N. Improving the quality of barrier/seed interface by optimizing physical vapor deposition of Cu Film in hollow cathode magnetron // *J. Vac. Sci. Technol.*, 2011, v. 29 A, p. 041514–1.
- [8] Chen F.F. «Electrical probes» in *Plasma Diagnostic Techniques* / eds. R.H. Huddlestone and S.L. Leonard. New York: Academic Press, 1965, ch. 4, pp. 113–200.
- [9] Lieberman V.A., Lichtenberg A.J. *Principles of Plasma Discharge and Material Processing*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1994, 572 p.
- [10] Lotz W. Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to $Z = 108$ // *Zeitschrift fur Physik A Hadrons and Nuder*, 1970, v. 232, no. 1, pp. 101–107.
- [11] Thompson M.W. The energy spectrum of ejected atoms during the high energy sputtering of gold // *Philos. Mag.* 1968, v. 15, no. 1, pp. 1–10.

Сведения об авторах

Полуэктков Николай Павлович — д-р техн. наук, профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), poluekt@mgul.ac.ru

Царьгородцев Юрий Петрович — канд. техн. наук, доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), tsargor@yandex.ru

Усатов Игорь Игоревич — канд. техн. наук, доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), usatov.igor@gmail.com

Козловская Евгения Петровна — канд. физ.-мат. наук, доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), poluekt@mgul.ac.ru

Амелькин Олег Олегович — студент МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), oleganik555@yandex.ru

Восканян Глеб Раульевич — студент МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), g.woskanjan@gmail.com

Принята к публикации 30.11.2017.

Поступила в редакцию 24.01.2018.

EMISSION SPECTRUM OF A DISCHARGE IN HOLLOW CATHODE MAGNETRON

N.P. Poluektov¹, Yu.P. Tsar'gorodtsev¹, I.I. Usatov¹, E.P. Kozlovskaya¹, O.O. Amel'kin², G.R. Voskanyan²

¹BMSTU (Mytishchi branch), 1st. Institutskaya st., 141005, Mytishchi, Moscow reg., Russia

²BMSTU, 2nd Baumanskaya st., 5, b. 1, 105005, Moscow, Russia

poluekt@mgul.ac.ru

The study of emission spectrum in discharge with a magnetron hollow cathode is carried out, which is powered by a direct current source. The power source and the system for measuring the parameters of the pulsed discharge plasma were developed by the staff of the physics section. The purpose of the investigation was to determine the ionization region of the sputtered target atoms.

Keywords: hollow cathode magnetron, plasma, spectral and probe measurements

Suggested citation: Poluektov N.P., Tsar'gorodtsev Yu.P., Usatov I.I., Kozlovskaya E.P., Amel'kin O.O., Voskanyan G.R. *Spektr izlucheniya razryada v magnetrone s polym katodom* [Emission spectrum of a discharge in hollow cathode magnetron]. *Lesnoy vestnik / Forestry Bulletin*, 2018, vol. 22, no. 2, pp. 125–133.

DOI: 10.18698/2542-1468-2018-2-125-133

References

- [1] Tsar'gorodtsev Yu.P., Poluektov N.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G., Kamyschov I.A.. Ionization Fraction of the Sputtered Metal Flux in a Hollow Cathode Magnetron. *Plasma Physics Reports*, 2014, v. 40, no. 9, pp. 754–759.
- [2] Poluektov N.P., Tsar'gorodtsev Yu.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G., Kamyschov I.A. Plasma parameters of the hollow cathode magnetron inside and downstream. *Plasma Sources Science and Technology*, 2015, v. 24, pp. 035009–(1–15).
- [3] Poluektov N.P., Tsar'gorodtsev Yu.P., Usatov I.I., Evstigneev A.G. Energy flux to the substrate in a magnetron discharge with hollow cathode. *Thin Solid Films*, 2017, v. 640, pp. 60–66.
- [4] Klawuhn E., D'Couto G.C., Ashtiani K.A. Ionized physical-vapor deposition using a hollow-cathode magnetron source for advanced metallization. *J. Vac. Sci. Technol.*, 2000, v. 18A, no. 4, pp. 1546–1549.
- [5] Meng L., Raju R., Flauta R., Shin H., Ruzic D.N. *In situ* plasma diagnostics study of a commercial high-power hollow cathode magnetron deposition tool. *J. Vac. Sci. Technol.*, 2010, v. 28 A, p. 112–118.
- [6] Wu L., Ko E., Dulkan A., Park K.J., Fields S., Leeser K., Meng L., Ruzic D.N. Flux and energy analysis of species in hollow cathode magnetron ionized physical vapor deposition of copper. *Rev. Sci. Instrum.*, 2010, v. 81, p. 123502.
- [7] Dulkan A., Ko E., Wu L., Karim I., Leeser K., Park K.J., Meng L., Ruzic D.N. Improving the quality of barrier/seed interface by optimizing physical vapor deposition of Cu Film in hollow cathode magnetron. *J. Vac. Sci. Technol.*, 2011, v. 29 A, p. 041514–1.
- [8] Chen F.F. «Electrical probes» in *Plasma Diagnostic Techniques*. Eds. R.H. Huddlestone and S.L. Leonard. New York: Academic Press, 1965, ch. 4, pp. 113–200.
- [9] Lieberman V.A., Lichtenberg A.J. *Principles of Plasma Discharge and Material Processing*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1994, 572 p.
- [10] Lotz W. Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to $Z = 108$ // *Zeitschrift fur Physik A Hadrons and Nuder*, 1970, v. 232, no. 1, pp. 101–107.
- [11] Thompson M.W. The energy spectrum of ejected atoms during the high energy sputtering of gold. *Philos. Mag.* 1968, v. 15, no. 1, pp. 1–10.

Authors' information

Poluektov Nikolay Pavlovich — Dr. Sci (Tech.), Professor of BMSTU (Mytishchi branch), poluekt@mgul.ac.ru

Tsar'gorodtsev Yuriy Petrovich — Cand. Sci. (Tech.), Associate Professor of BMSTU (Mytishchi branch), tsargor@yandex.ru

Usatov Igor Igorevich — Cand. Sci. (Tech.), Associate Professor of BMSTU (Mytishchi branch), usatov.igor@gmail.com

Kozlovskaya Evgeniya Petrovna — Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor of BMSTU (Mytishchi branch), poluekt@mgul.ac.ru

Amel'kin Oleg Olegovich — student of BSTMU, oleganik555@yandex.ru

Voskanyan Gleb Raulevich — student of BSTMU, g.woskanjan@gmail.com.

Received 30.11.2017.

Accepted for publication 24.01.2018.