

СВОЙСТВА МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ. Ч. 2. ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА

В.В. Жуков, В.П. Кривобоков, В.В. Пацевич, С.Н. Янин

ФГНУ «Научно-исследовательский институт ядерной физики», г. Томск

E-mail: krivobokov@npi.tpu.ru

На основании зондовых измерений электрического потенциала в прикатодной области плазмы изучена структура магнетронного разряда на постоянном токе. Обнаружено, что при достаточно низком напряжении (≤ 250 В) разряд по своему строению напоминает тлеющий, а при более высоком важную роль в его формировании начинает играть процесс самораспыления мишени, являющийся неотъемлемым признаком магнетронного разряда. Построена двумерная модель растекания электронного тока из зоны разряда при заданных конфигурациях электродов распылительной системы. Показано, что положение анода относительно магнетрона сильно влияет на распределение холловского тока в разрядной зоне, а магнитное поле способствует разделению разряда на несколько зон с различными плотностями тока.

Структура магнетронного разряда

Известно, что зону разряда по механизму переноса электрического тока можно условно разделить на два участка, на втором из которых падает примерно 25 В независимо от напряжения, приложенного к магнетрону (для нашей геометрии) $U_c = U_d - U_e$, где U_d – приложенное напряжение, U_c – напряжение области разряда с ионным и электронным переносом тока, а U_e – области с электронным переносом.

Для анализа размера зоны интенсивной ионизации воспользуемся уравнением Чайлда-Ленгмюра [1] для катодного слоя

$$J_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \frac{2e^{0.5} U^{1.5}}{M^{0.5} d^2},$$

где e – заряд электрона, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, J_i – ионный ток, M – атомная масса иона, d – толщина области основного падения напряжения, U – напряжение, падающее на расстоянии d от мишени. С высокой степенью точности можно принять, что $U = U_c$.

В магнетронном разряде на постоянном токе основная доля тока через темное катодное пространство переносится ионами [2]. В работе [3] показано, что эта доля для алюминиевой и медной мишеней составляет, соответственно, 0,925 и 0,975. Для оценочных расчетов мы примем ее равной 0,95, то есть $J_i = 0,95 J_d$, где J_d – общий ток разряда.

Если в классическом газовом разряде, для которого получено уравнение Чайлда-Ленгмюра, основное падение потенциала приходится на зону темного катодного пространства, то в нашем случае, как следует из рис. 2–4 из [4], в качестве d следует принимать расстояние от мишени до внешней границы зоны интенсивной ионизации (порядка 0,8 мм).

Таким образом, для аргона

$$J_d = 9,16 \cdot 10^{-9} \frac{U_c^{1.5}}{d^2}. \quad (1)$$

Используя зависимости потенциала на зонде от тока разряда ($U_c = U_e + U$), рис. 1, и полагая $U_c = U_e$, получим из ур. (1) характерные размеры зоны интенсивной ионизации.

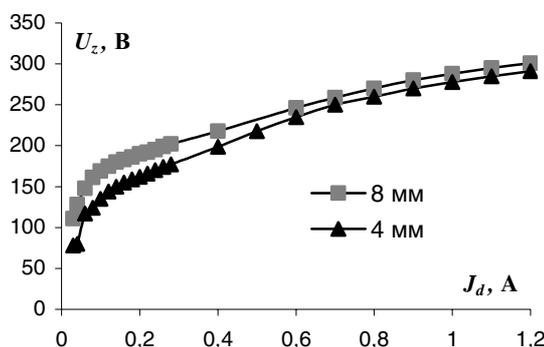


Рис. 1. Зависимость потенциала зонда от тока разряда на различных расстояниях от поверхности мишени

На рис. 2 они представлены как функции напряжения разряда для случая, когда зонд находился на расстоянии 4 мм от поверхности мишени. При напряжении разряда менее 250 В ширина этой зоны составляет несколько мм, а затем, с его ростом, уменьшается в несколько раз.

Этот факт свидетельствует о скачкообразном изменении процессов, протекающих в разряде. Для того, чтобы понять суть эффекта, посмотрим к каким явлениям приводит процесс увеличения напряжения в разряде.

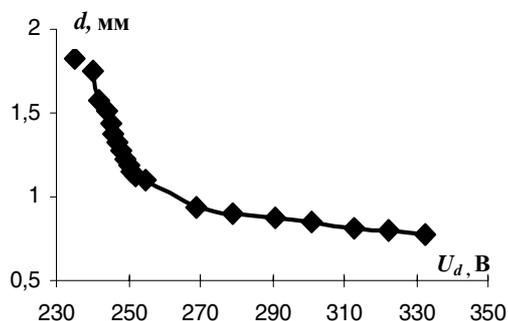


Рис. 2. Зависимость размера зоны самостоятельного разряда от напряжения на магнетроне

Анализируя представленные кривые, можно сделать следующее заключение о механизме магнетронного разряда. Когда напряжение, приложенное к диоду, ниже определенной величины (для случая нашего давления и распределения магнит-

ного поля оно лежит между 195 и 225 В), разряд по своим свойствам ближе к тлеющему, с той лишь разницей, что магнитное поле вызывает холловский ток (относительно небольшой по величине). Этот ток, циркулируя вблизи мишени, не позволяет сформироваться в классическом виде первому катодному свечению и темному пространству Астона [5]. Вместо четырех областей – темного пространства Астона, первого катодного свечения, темного катодного пространства и второго катодного свечения формируются две зоны – темное катодное пространство и катодное свечение.

Электроны холловского тока имеют энергию, достаточную для ионизации аргона, только в области порядка 1 мм от поверхности мишени. Они генерируют носители заряда в соответствии с распределением, представленным на рис. 7 из [4]. Электрическое поле растягивает их в разные стороны друг от друга, в результате чего образуются области с избыточным положительным и отрицательным зарядами (кривая 2 на рис. 5 из [4]).

Хотя электроны, в отличие от ионов, являются замагниченными, подвижность их все равно остается более высокой в силу большой разницы в массах. Поэтому, даже перемещаясь из области рождения к аноду в более слабом, чем ионы, электрическом поле, они создают меньшую концентрацию избыточного заряда (кривая 2 рис. 4 из [4]).

Двигаясь далее к аноду в постепенно спадающем магнитном поле, они снова достигают энергии, необходимой для ионизации, на расстоянии порядка 5 мм от катода, в результате чего формируется небольшой избыточный положительный заряд. Здесь существенную роль может играть процесс ионизации возбужденных атомов, а также атомов, распыленных с мишени.

Далее электроны двигаются в сторону анода в более слабом электрическом поле, не позволяющем им достигнуть энергии, необходимой для ионизации.

По мере увеличения разрядного напряжения возрастает эмиссия электронов с поверхности мишени. Следовательно, увеличивается холловский ток в приповерхностной области, усиливается ионизация рабочего газа, возрастает интенсивность распыления атомов мишени.

Распыленные атомы мишени, в отличие от атомов инертного газа, имеют более низкий потенциал ионизации. Например, для алюминия он составляет 5,98 эВ. В этой связи область ионизации для атомов мишени будет существенно шире, чем для атомов аргона, которая показана на рис. 7 из [4].

Преимущество распыления мишени собственными атомами может быть весьма существенно в силу различия атомных масс. Так, например, если при лобовом упругом столкновении двух атомов алюминия (когда один из них покоится) последнему передается вся кинетическая энергия, то в случае распыления аргоном алюминию передается доля

энергии, равная $4M_{Al}M_{Ar}/(M_{Al}+M_{Ar})^2=0,96$. Для тяжелых металлов это более существенно. Например, для золота коэффициент передачи энергии равен 0,56.

В силу того, что потенциал ионизации собственных атомов ниже, они могут ионизироваться на большем расстоянии от поверхности мишени и ускоряться в более высоком электрическом потенциале, приобретая более высокую энергию. В случае двукратной ионизации энергия будет еще выше.

По мере увеличения мощности растет концентрация избыточного положительного заряда. Его граница из-за увеличения доли собственных ионов в разряде сдвигается влево. Напряженность электрического поля на границе темного катодного пространства, обусловленная избыточным положительным зарядом, возрастает.

Разделение носителей заряда в электрическом поле приводит к увеличению напряженности вблизи поверхности, что в свою очередь «прижимает» к ней холловский ток.

При определенных условиях этот процесс проходит точку равновесия, и разряд превращается в собственно магнетронный разряд, когда зона самостоятельного разряда «прижата» к поверхности мишени. Этот переход хорошо видно на рис. 2, где он наблюдается при напряжении порядка 250 В.

Подобные явления часто наблюдаются визуально, когда при увеличении разрядного напряжения объем светящейся зоны резко уменьшается, а интенсивность свечения возрастает.

После этого перехода начинается активное травление мишени, так как возрастает ускоряющее напряжение и, соответственно, энергия ионов, бомбардирующих мишень.

Что касается отсутствия избыточного отрицательного заряда на кривой 2 рис. 4 из [4], оно может быть связано с нейтрализацией в этой области собственных ионов мишени.

Таким образом, распыленные атомы должны играть весьма существенную роль в механизме магнетронного разряда.

Зона электронного переноса тока

Электроны являются замагниченными вплоть до расстояний порядка нескольких см от поверхности мишени. Поэтому зону разряда они могут покинуть только в диффузионном режиме, замедлившись до тепловых энергий в результате столкновений с атомами аргона.

Так как интенсивность процессов ионизации в рассматриваемой зоне невелика, можно считать, что переносчиками заряда в ней являются только инжектированные электроны, ток которых описывается следующим образом [6]: $\vec{J} = -\mu n_e \vec{E}$.

Холловский ток в нашей геометрии направлен перпендикулярно разрядному, и, может быть представлен в виде: $J_x = J\omega/f_{en}$, где $f_{en} = \sigma_{en} v_e n_e$ – частота столкновений электронов с нейтралами, v_e – ско-

рость электронов, σ_{en} – сечение столкновения, $\mu = ef_{en}/m_e(\omega^2 + f_{en}^2)$ – подвижность электронов, $\omega = eB/m_e$ – плазменная частота, B – индукция магнитного поля, m_e и n_e – масса электрона и их концентрация.

В связи с тем, что в нашем случае магнитное поле спадает весьма слабо (кривая 2 на рис. 3 из [4]), все электроны являются замагниченными.

Значительное превышение длины свободного пробега электрона над длиной циклоиды позволяет оценить его среднюю скорость как $\bar{v} = v_{max}/2$, где $v_{max} = at$ – скорость на вершине циклоиды, $a = eE/m_e$ – ускорение электрона в электрическом поле, а $t = \sqrt{2hc/a}$ – время движения от основания до вершины циклоиды высотой h .

Отсюда получаем $\bar{v} = E/B$.

Вычисления средней скорости по этому простому оценочному соотношению хорошо согласуются с численными расчетами методом молекулярной динамики.

Рассмотрим двумерную модель зоны разряда, рис. 3.

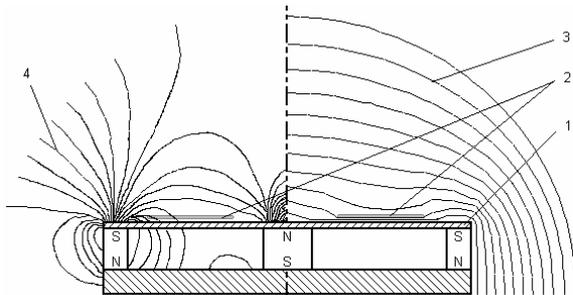


Рис. 3. Зона разряда: 1) магнетрон; 2) область избыточного положительного заряда; 3) силовые линии электрического поля; 4) силовые линии магнитного поля

Концентрация избыточного положительного заряда в области 2 задавалась в соответствии с рис. 4 из [4]. Магнитное поле измерялось экспериментально. Толщина зоны избыточного положительного заряда принималась равной 0,6 мм в области центра канавки травления магнетронной мишени и спадала до нуля на расстоянии 20 мм от нее. Характеристики электрического поля определялись путем численного интегрирования уравнения Пуассона. Они хорошо согласуются с кривыми рис. 2–4 из [4].

Траектории растекания электронного тока из зоны магнетронного разряда показаны при наличии специального анода (рис. 4) и для ситуации, когда анодом служит стенка вакуумной камеры (рис. 5). В обоих случаях наблюдается разделение разряда на зоны с существенно различающимися плотностями тока, чему способствует наличие магнитного поля.

Так как энергия электронов зоны электронного переноса тока не превышает энергию ионизации, холловский ток вызывает, в основном, только возбуждение распыленных атомов и атомов рабочего газа, создавая светящееся облако вблизи мишени.

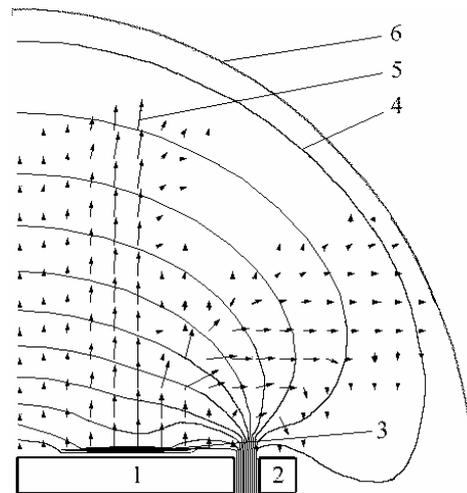


Рис. 4. Растекание тока при наличии анода: 1) магнетрон; 2) анод; 3) область избыточного положительного заряда; 4) силовые линии электрического поля; 5) линии тока электронов

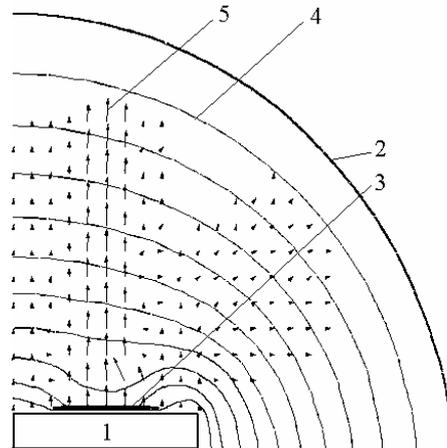


Рис. 5. Растекание тока в случае, когда анодом служит стенка вакуумной камеры: 1) магнетрон; 2) стенка вакуумной камеры; 3) область избыточного положительного заряда; 4) силовые линии электрического поля; 5) линии тока электронов

Ионизационные процессы в ней не существенны и протекают, главным образом, с участием предварительно возбужденных атомов, а также распыленных атомов мишени, энергия ионизации которых ниже, чем аргона.

Анализ распределения холловского тока в рассматриваемой зоне показал, что оно сильно зависит от положения анода относительно магнетрона. В частности, расчеты свидетельствуют, что расположение анода сбоку от магнетрона хотя и удобно с технологической точки зрения, но значительно снижает холловский ток над зоной распыления. Это может отрицательно сказаться на качестве наносимого покрытия, так как снижает долю ионов в потоке распыленных атомов. Зону разряда может покинуть только ион, образовавшийся из распыленного атома в области, где напряженность электрического поля невелика и позволяет ему долететь до подложки.

Заключение

По внутренней структуре магнетронный разряд при низком напряжении (≤ 250 В) напоминает тлеющий. По мере роста напряжения и тока происходит скачкообразный переход к разряду, который принято называть магнетронным. В этом процессе важную роль играют распыленные атомы в силу своего более низкого, по сравнению с аргонном, потенциала ионизации.

Структура разряда кардинально меняется, когда концентрация распыленных атомов возрастает на-

столько, что существенную роль в эрозии мишени начинает играть процесс самораспыления.

Для того, чтобы правильно отображать физические явления, модель должна включать в себя распыление мишени не только ионами рабочего газа, но и собственными атомами. В частности, в расчетах характеристик плазмы необходимо учитывать присутствие собственных атомов и ионов.

Важный вклад в понимание механизма магнетронного разряда может дать изучение процессов, протекающих в плазме магнетрона, работающего в режиме самораспыления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сырчин В.К. Моделирование магнетронного ионного источника для создания микроструктур // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 1997. – № 1. – С. 32–37.
2. Данилин Б.С., Сырчин В.К. Магнетронные распылительные системы. – М.: Радио и связь, 1982. – 72 с.
3. Гвоздев В.В., Курзанов М.А., Марахтанов А.М. Ионный токоперенос в магнетронных распылительных системах // Физика плазмы. – 1999. – Т. 25. – № 5. – С. 488–492.
4. Жуков В.В., Кривококов В.П., Пацевич В.В., Янин С.Н. Свойства магнетронного разряда на постоянном токе. Ч. 1. Механизм распыления мишени // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308. – № 6. – С. 69–74.
5. Ховатсон А.М. Введение в теорию газового разряда. – М.: Атомиздат, 1980. – 182 с.
6. Miura T., Asamaki T. A theory on planar magnetron discharge // Thin Solid Films. – 1996. – V. 281–282. – № 1. – P. 190–193.

УДК 621.372.4:537.52

АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ ОЗОНАТОРА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Ю.Н. Исаев, В.А. Колчанова, О.П. Шпильная, Е.О. Кулешова

Томский политехнический университет
E-mail: Isaev_Yusup@mail.ru

Описывается алгоритм расчёта параметров электротехнической схемы замещения озонатора на основе расчёта электростатического поля. На основе решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода представлен расчёт электростатического поля электродной системы неканонической формы в кусочно-однородной водо-воздушной среде. При наличии капель воды распределение диэлектрической проницаемости становится неконтролируемым, поэтому расчёт параметров эквивалентной электротехнической модели озонатора предлагается производить с использованием зашумлённых осциллограмм тока и напряжения на основе интеграла Дюамеля – некорректного интегрального уравнения Фредгольма.

В системах газо- и водоочистки большой интерес представляет использование импульсного барьерного разряда. Эффективность очистки определяется электрофизическими параметрами системы и особенностями протекания физических процессов в разряде, которые зависят от формы действующего напряжения в цепи. Поэтому важным является исследование систем очистки как электрофизического устройства, определение максимальных напряжённостей электрического поля при фиксированной конфигурации электродов, электроёмкостей и сопротивлений системы.

Количественное определение указанных характеристик позволит расширить представление о характере и последовательности физических процессов в разрядном промежутке и осуществить правильный выбор оптимальных электрических пара-

метров, что в свою очередь обеспечит необходимые эксплуатационные свойства системы. Таким образом, на основе исследования электрофизических процессов можно осуществить оптимизацию электрической системы, снизить энергозатраты, улучшить технологию очистки воды.

При феноменологическом описании электрических разрядов широко используется их описание как объектов электрической цепи [1–4]. В основе таких подходов лежит замена электрофизических явлений, происходящих в разряде, явлениями, протекающими в электрической цепи, состоящей из известных электротехнических элементов.

При исследовании физики разрядов наиболее доступными для измерения являются напряжение $u(t)$ и ток $i(t)$ в одноконтурной цепи с разрядным промежутком. С помощью измеренных значений