# МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Э. БАУМАНА (НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

На правах рукописи

Мьо Ти Ха

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛЕВОЙ И ТЕРМОПОЛЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ ЭЛЕКТРОДОВ С ТОНКИМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПЛЕНКАМИ НА ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМОЙ

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

доктор физико-математических наук,

профессор Кристя Владимир Иванович

Москва – 2021

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ В	
ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ И ИХ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ (ОБЗОР	
ЛИТЕРАТУРЫ1	4
1.1. Межчастичные взаимодействия в объеме газового разряда 1	5
1.2. Эмиссия электронов с поверхности катода 1	9
1.3. Электрические и тепловые процессы 2	9
Выводы по Главе 1 3	5
ГЛАВА 2. ВЛИЯНИЕ ПОЛЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ КАТОДА	
С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ НА ЕГО ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА	
В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ И ХАРАКТЕРИТИКИ РАЗРЯДА 3	8
2.1. Влияние эмиссионной эффективности диэлектрической пленки на	
поверхности катода на минимальное напряжение зажигания слаботочного	
разряда	9
2.2. Расчет эмиссионных свойств катода с диэлектрической пленкой в	
слаботочном разряде и вольт-амперной характеристики разряда 4	4
2.3. Расчет эмиссионных свойств катода с диэлектрической пленкой в	
тлеющем разряде и вольт-амперной характеристики разряда 5	1
2.4. Исследование влияния диэлектрической пленки на напряжение	
зажигания разряда в смеси аргона и паров ртути 5	9
Выводы по Главе 2 6	3
ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ УСИЛЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ПОЛЕВОЙ	
ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ КАТОДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ	
ПЛЕНКОЙ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ 6	6
3.1. Модель усиленной температурой полевой электронной эмиссии с катода	
с диэлектрической пленкой 6	7

3.2. Расчет эмиссионной эффективности диэлектрической пленки и							
напряжения зажигания слаботочного разряда при повышенной температуре							
катода73							
3.3. Исследование влияния толщины диэлектрической пленки на							
эмиссионную эффективность катода и характеристики разряда 77							
Выводы по Главе 3							
ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОПОЛЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ							
ЭМИССИИ ИЗ КАТОДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ В ГАЗОВОМ							
РАЗРЯДЕ							
4.1. Модель термополевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической							
пленкой							
4.2. Расчет плотности эмиссионного тока из подложки катода в пленку и							
эмиссионной эффективности пленки в тлеющем газовом разряде при							
высокой температуре катода91							
4.3. Расчет характеристик катодного слоя тлеющего разряда при нагреве							
катода							
Выводы по Главе 4							
ОБЩИЕ ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ							
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ							

Стр.

### введение

Актуальность работы. В настоящее время в различных областях человеческой деятельности используются газоразрядные приборы. Они разделяются на приборы тлеющего разряда (например, газовые лазеры) и приборы дугового разряда (осветительные лампы) [1-4]. В приборах тлеющего разряда после приложения напряжения между электродами сначала происходит пробой рабочего газа и зажигается слаботочный (таунсендовский) разряд, который затем переходит в тлеющий разряд, поддерживающийся в течение всего времени работы прибора. Особенностью тлеющего разряда является существование тонкого положительно заряженного катодного слоя с большой напряженностью электрического поля (в то время как в остальной части разряда она достаточно мала) и с падением напряжения на нем порядка 10<sup>2</sup> вольт. При этом в случае металлического катода основным механизмом эмиссии с него электронов, необходимых для поддержания разряда, является ионно-электронная эмиссия. В приборах дугового разряда сначала также зажигается тлеющий разряд, а через некоторое время температура катода в результате его нагрева потоком тепла, поступающего из разряда, достигает значений, при которых возможна термическая электронная эмиссия, и разряд переходит в дуговой. Срок службы обоих типов газоразрядных приборов в значительной степени определяется процессом распыления их катода в тлеющем разряде ионами и быстрыми атомами, образующимися при резонансной перезарядке ионов на атомах рабочего газа (так как долговечность приборов дугового разряда в непрерывном режиме работы существенно больше, чем в режиме периодических включений-выключений [5,6]). Уменьшение катодного падения напряжения тлеющего разряда обусловливает снижение энергий ионов и атомов, бомбардирующих поверхность катода в разряде, а следовательно, уменьшение интенсивности его распыления. Поэтому одно из направлений усовершенствования электродов газоразрядных приборов состоит в улучшении их эмиссионных свойств, что обеспечивает снижение катодного падения напряжения разряда, увеличение плотности раз-

рядного тока и уменьшение промежутка времени до возникновения в них дугового разряда.

Эмиссионные характеристики катода улучшаются и переход тлеющего разряда в дуговой облегчается при наличии на поверхности катода оксидных включений [7,8]. Поэтому в состав материала электродов газоразрядных приборов часто вводят оксиды металлов, являющиеся диэлектриками [9-11]. В результате, на их поверхности могут формироваться тонкие диэлектрические пленки, испарение вещества которых в разряде компенсируется его диффузией из объема электрода. При протекании разрядного тока, в результате бомбардировки катода ионами, на пленке накапливается положительный заряд, что приводит к возникновению в ней электрического поля. Когда его напряженность становится достаточно большой, начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку. Такие электроны двигаются в пленке и, достигая ее внешней границы, нейтрализуют поверхностный заряд, что приводит к установлению стационарного режима разряда. Некоторая доля таких электронов, величина которой называется эмиссионной эффективностью пленки [12], может иметь энергии, достаточные для преодоления потенциального барьера на поверхности пленки, и выходить из разрядный объем, увеличивая эффективный коэффициент ионнонее В электронной эмиссии катода [13]. В процессе его нагрева полевая эмиссия электронов из подложки в диэлектрическую пленку должна последовательно переходить в усиленную температурой полевую, термополевую и термическую.

Исследования эмиссионных свойств металлических катодов газоразрядных приборов при различных величинах температуры и напряженности электрического поля возле их поверхности производились ранее в большом количестве работ. Для катодов же с тонкими поверхностными диэлектрическими пленками этот вопрос рассматривался лишь для отдельных разрядных режимов при температурах порядка комнатной, когда вклад термополевого механизма электронной эмиссии мал.

При этом ряд вопросов, связанных с влиянием полевой и термополевой электронной эмиссии из катода с диэлектрической пленкой на его эмиссионные

5

свойства в газовом разряде и процессы, протекающие в разрядном объеме, остаются до настоящего времени не изученными. Не исследовано, в частности, влияние толщины диэлектрической пленки на катоде и температуры на его эмиссионные свойства и характеристики разряда, в том числе, на вольт-амперные характеристики слаботочного и тлеющего разрядов.

Экспериментальное исследование процессов, происходящих в газовом разряде, затрудняется их взаимосвязанностью, достаточно малой длиной прикатодного слоя разряда, высокой температурой рабочего газа и возможной нестационарностью разряда, обусловленной разогревом катода. Поэтому важное значение для понимания механизмов взаимодействия поверхности электрода с диэлектрической пленкой и плазмы разряда имеет математическое моделирование. Это определяет актуальность данной работы, а также ее значение для физики взаимодействия газоразрядной плазмы с поверхностью твердого тела и физической электроники.

Степень разработанности темы диссертации. Вклады в исследование физических процессов, протекающих в газовых разрядах и на поверхности электродов газоразрядных приборов, внесли многие отечественные и иностранные ученые: Добрецов Л.Н., Королев Ю.Д., Райзер Ю.П., Цендин Л.Д., Benilov M.S., Boeuf J.P., Bogaerts A., Donkó Z., Forbes R.G., Go D.B., Petrovic Z.Lj., Phelps A.V. и др. Основные результаты их исследований изложены в монографиях [1,2,14,15] и большом количестве статей в ведущих физических журналах. В них описаны физические процессы, протекающие в разрядах основных типов: в слаботочном разряде, в котором объемный заряд двигающихся в нём электронов и ионов пренебрежимо мал и не влияет на распределение электрического поля, в тлеющем разряде, в котором концентрация заряженных частиц намного больше, чем в слаботочном, что приводит к образованию тонкого положительно заряженного слоя у катода (катодного слоя), а также в дуговом разряде. Показано, что в газоразрядных приборах с металлическими катодами в слаботочном и тлеющем разрядах основным механизмом эмиссии с катода электронов, необходимых для поддержания разряда, является потенциальная ионно-электронная эмиссия, а вклады в электронную эмиссию других механизмов малы. В дуговом же разряде, вследствие высокой температуры катода, преобладает термическая электронная эмиссия.

В работах [16-19] установлено, что если у поверхности металлического катода существует достаточно сильное электрическое поле с напряженностью порядка 10<sup>9</sup> В/м, с него может происходить полевая, а при достаточно высоких температурах – термополевая, эмиссия электронов. Она обеспечивает возрастание эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода и снижение напряжения поддержания разряда, что должно приводить к уменьшению энергий бомбардирующих катод частиц, снижению интенсивности распыления его материала и увеличению срока службы прибора. Однако в разряде с металлическим катодом это возможно лишь при очень малом расстоянии между электродами порядка 10 мкм (т.е. в микроразрядах) [20-22] или при достаточно высоких давлениях рабочего газа, превосходящих 10<sup>6</sup> Па [23], что не характерно для многих типов газоразрядных приборов.

Расчет эмиссионных свойств металлических катодов при различных величинах температуры и напряженности электрического поля возле их поверхности производился в большом количестве работ [14,16-19]. Для катодов с тонкими поверхностными диэлектрическими пленками этот вопрос рассматривался лишь в статьях [12,13,24]. В них получены аналитические формулы для плотности эмиссионного тока, эмиссионной эффективности пленки и эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода для условий слаботочного разряда при комнатной температуре, когда механизм электронной эмиссии является полевым. Исследования же влияния полевой и термополевой эмиссии с таких катодов на характеристики газовых разрядов в широких интервалах изменения напряженности электрического поля в пленке и температуры катода до настоящего времени не проводились.

<u>Целью диссертационной работы</u> являлось исследование методами математического моделирования влияния полевой и термополевой электронной эмиссии из катода с тонкой диэлектрической пленкой на его взаимодействие с низко-

7

температурной плазмой газового разряда и на характеристики разряда. Для достижения поставленной цели в работе **решались следующие задачи**:

- построение моделей слаботочного разряда и катодного слоя тлеющего разряда в инертных газах при температуре катода порядка комнатной для случая наличия на его поверхности тонкой диэлектрической пленки, в которых принимается во внимание полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием возникающего в ней в разряде электрического поля, и исследование ее влияния на характеристики разряда;

 разработка модели усиленной температурой полевой эмиссии электронов из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку при не очень высоких значениях его температуры и исследование влияния температуры и толщины пленки на эмиссионные свойства катода в разряде и напряжение зажигания разряда;

- создание модели термополевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической пленкой, позволяющей рассчитать зависимость его эмиссионных характеристик и характеристик разряда от напряженности электрического поля в пленке и температуры в достаточно широких интервалах их изменения.

Научная новизна работы состоит в том, что в ней впервые:

1. Исследована зависимость эмиссионной эффективности тонкой диэлектрической пленки на поверхности катода в слаботочном и тлеющем разрядах от ее параметров и разрядных условий. Рассчитаны характеристики разряда как функции плотности тока и показано, что, в отличие от случая разряда с металлическим катодом, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода с диэлектрической пленкой возрастает при ее увеличении. В результате, вольтамперная характеристика слаботочного разряда является падающей, и это может быть причиной экспериментально наблюдавшейся его неустойчивости. Вольтамперная же характеристика тлеющего разряда, в отличие от случая разряда с металлическим катодом, является слабо растущей, что должно приводить к снижению энергий бомбардирующих катод ионов и атомов рабочего газа, а следовательно, к уменьшению интенсивности его распыления в разряде и увеличению долговечности.

2. Построена аналитическая модель, описывающая усиленную температурой полевую эмиссию электронов из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку, а также их движение в пленке и выход из пленки в разрядный объем, при не очень высоких значениях его температуры из интервала 200–400 К. Установлено, что возрастание температуры катода в интервале 240–360 К, соответствующее небольшому возрастанию энергии части электронов в металле, а следовательно, и в пленке, приводит, вследствие появления усиленной температурой полевой эмиссии электронов из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку, к заметному увеличению эмиссионной эффективности пленки при ее малых значениях, характерных для катодов газоразрядных приборов.

3. Рассчитана эмиссионная эффективность диэлектрической пленки на катоде и характеристики разряда как функции ее толщины. Показано, что наблюдаемая экспериментально немонотонная зависимость эффективного коэффициента электронной эмиссии катода и напряжения зажигания разряда от толщины пленки может быть объяснена неоднородностью распределения электрического поля в ней.

4. Разработана численная модель термополевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической пленкой. Получены выражения для эмиссионной эффективности пленки и плотности тока термополевой электронной эмиссии с катода, позволяющие рассчитать зависимость его эмиссионных характеристик от напряженности электрического поля в пленке и температуры в широком интервале их изменения.

<u>Теоретическая и практическая значимость работы</u> определяется тем, что результаты, полученные при ее выполнении, вносят существенный вклад в понимание процессов, протекающих при взаимодействии низкотемпературной плазмы разряда в инертном газе с катодом, на поверхности которого существует тонкая диэлектрическая пленка, в широких интервалах изменения температуры катода и параметров разряда. Они могут быть использованы для:

9

 - оценки влияния толщины диэлектрической пленки на катоде и разрядных условий на ее эмиссионную эффективность, а также на эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода;

 расчета характеристик разряда при наличии на катоде диэлектрической пленки, в частности, его вольт-амперной характеристики, и исследования устойчивости разряда;

- изучения влияния температуры на эффективный коэффициент ионноэлектронной эмиссии катода с диэлектрической пленкой и на напряжение поддержания разряда, определяющее в значительной степени интенсивность распыления катода в разряде и долговечность газоразрядного прибора.

Методология и методы исследования. Экспериментальное исследование физических процессов, протекающих в прикатодном слое газоразрядной плазмы и на поверхности катода, во многих случаях представляет собой достаточно сложную задачу, поскольку толщина такого слоя при повышенных давлениях газа может составлять доли миллиметра. Поэтому в данной диссертационной работе в качестве основного метода исследования использован метод математического моделирования, позволяющий детально изучить процессы, протекающие в разряде и на поверхности катода, а также их взаимосвязь.

#### Основные положения и результаты, выносимые на защиту:

1. Модели слаботочного и тлеющего разрядов в инертных газах при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки и результаты расчетов на их основе, показывающие, что при температуре катода порядка комнатной полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода может приводить к существенному увеличению его эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии и снижению напряжения горения разряда. При этом, в отличие от случая разряда с металлическим катодом, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода возрастает при увеличении плотности разрядного тока, а вольтамперная характеристика слаботочного разряда является падающей, и это может быть причиной экспериментально наблюдавшейся его неустойчивости. Вольтамперная же характеристика тлеющего разряда с таким катодом является слабо растущей, что должно приводить к снижению энергий бомбардирующих катод ионов и атомов рабочего газа, а следовательно, к уменьшению интенсивности его распыления в разряде и увеличению долговечности.

2. Модель слаботочного газового разряда при наличии на поверхности катода диэлектрической пленки толщиной 10-100 нм и результаты расчетов эмиссионной эффективности пленки и характеристик разряда как функций ее толщины. Вывод о том, что наблюдаемая экспериментально немонотонная зависимость эффективного коэффициента электронной эмиссии катода и напряжения зажигания разряда от толщины пленки может быть объяснена неоднородностью распределения электрического поля в ней.

3. Аналитическая модель усиленной температурой полевой эмиссии электронов из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку, а также их движения в пленке и выхода из пленки в разрядный объем, при не очень высоких значениях температуры катода. Результаты расчетов на основе этой модели, показывающие, что увеличение температуры катода на величину порядка 100 градусов выше комнатной, соответствующее небольшому возрастанию энергии части электронов в подложке катода, приводит к заметному увеличению эмиссионной эффективности пленки при ее малых значениях, характерных для катодов газоразрядных приборов.

4. Численная модель термополевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической пленкой и выражения для эмиссионной эффективности пленки и плотности тока термополевой электронной эмиссии с катода, позволяющие рассчитать зависимость его эмиссионных характеристик от напряженности электрического поля в пленке и температуры в широком интервале их изменения. Вывод о том, что в предельных случаях низкой температуры катода и сильного электрического поля в пленке (модель усиленной температурой полевой эмиссии), а также высокой температуры катода и слабого поля в пленке (модель усиленной полем термической эмиссии), результаты расчетов согласуются с результатами, полученными с использованием полученных ранее соответствующих аналитических формул.

11

<u>Достоверность полученных результатов</u> обеспечена корректной постановкой задач с использованием классических уравнений физики, применением для их решения теоретически обоснованных методов, а также согласием результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными.

<u>Личный вклад автора.</u> Автор лично участвовал в постановке задач и разработке алгоритмов их численного решения, в программной реализации построенных математических моделей, провел расчеты и обработку полученных результатов, а также принимал участие в их анализе. Постановка задачи о влиянии усиленной температурой полевой и термополевой электронной эмиссии из катода с диэлектрической пленкой на эмиссионные свойства катода обсуждалась с Г.Г. Бондаренко, а результаты моделирования слаботочного и тлеющего разрядов при наличии на катоде диэлектрической пленки – с М.Р. Фишером, что отражено в совместных публикациях.

Научно-исследовательская работа производилась на базе кафедры проектирования и технологии производства электронных приборов Калужского филиала федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет)».

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы были представлены на 9 международных и всероссийских конференциях: XLVIII, XLIX Международных конференциях по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, 2018 г., 2019 г.), XXVIII, XXIX, XXX Международных конференциях «Радиационная физика твердого тела» (Севастополь, 2018 г., 2019 г., 2020 г.), XXIV Международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью» (Москва, 2019 г.), Всероссийских конференциях «Наукоемкие технологии в приборо- и машиностроении и развитие инновационной деятельности в ВУЗе» (Калуга, 2017 г., 2019 г.).

<u>Публикации.</u> По материалам диссертации опубликовано 14 работ, в том числе 5 статей в ведущих рецензируемых научных журналах из Перечня ВАК и 9 тезисов докладов на международных и всероссийских научно-технических кон-

ференциях. Три статьи проиндексированы в Web of Science и Scopus и одна – в Scopus.

<u>Структура и объем диссертации</u>. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и библиографического списка из 127 наименований. Её общий объем составляет 114 страниц, включая 41 рисунок и 1 таблицу.

## ГЛАВА 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ В ИНЕРТ-НЫХ ГАЗАХ И ИХ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)

При включении газоразрядного прибора к межэлектродному его промежутку прикладывается достаточно большое напряжение, в результате чего происходит пробой рабочего газа и в нем зажигается слаботочный разряд. Характерной особенностью слаботочного разряда является то, что объемный заряд в разрядном объеме пренебрежимо мал и не влияет на распределение электрического поля в нем, поэтому в случае плоских электродов оно является однородным [1,2]. Если балластное сопротивление в разрядной цепи достаточно мало, ток разряда возрастает с течением времени и слаботочный разряд переходит в тлеющий, в котором концентрация заряженных частиц намного больше, чем в слаботочном, и их заряд влияет на распределение поля. В частности, это приводит к образованию тонкого положительно заряженного слоя у катода, который называется катодным слоем разряда. При этом в слаботочном и тлеющем разрядах с металлическим катодом основным механизмом эмиссии с него электронов, необходимых для поддержания разряда, обычно является ионноэлектронная эмиссия. В случае же достаточно большого разрядного тока постеренно происходит разогрев катода, начинается термическая эмиссия электронов и возникает дуговой разряд.

В объеме газового разряда и на поверхности катода происходят различные физические процессы. Из разряда на катод поступают ионы, быстрые атомы и излучение, в результате чего с него происходит эмиссия электронов и распыление атомов его вещества. Электроны производят возбуждение и ионизацию атомов рабочего газа, а образующиеся при этом ионы создают при перезарядке на атомах газа быстрые атомы, бомбардирующие катод. Из прикатодной области разряда в его положительный столб уходят электроны и распыленные атомы, а из положительного столба поступают положительные ионы и излучение. В данной главе проанализированы имеющиеся в литературе экспериментальные данные об основных процессах, протекающих в разряде в инертных газах, а также их существующие теоретические модели.

### 1.1. Межчастичные взаимодействия в объеме газового разряда

В газовых разрядах в инертных газах присутствуют следующие основные типы частиц: электроны, ионы, быстрые атомы, образующиеся при столкновениях ионов с атомами рабочего газа, а также медленные или тепловые атомы (возбужденные и невозбужденные). Средние энергии первых трех типов частиц превосходят 1 эВ, а энергия тепловых атомов обычно меньше 0,1 эВ. Концентрации же быстрых частиц обычно на несколько порядков меньше концентрации медленных атомов [1]. Поэтому при моделировании процессов межчастичных взаимодействий в разрядном объеме медленные атомы можно считать неподвижными и не учитывать столкновений быстрых частиц между собой.

При движении частицы в газе количество ее столкновений с его атомами характеризуется длиной свободного пробега  $\lambda$  – средним расстоянием, проходимым ею между двумя соударениями определенного сорта. Эта величина, кроме свойств частиц, зависит от концентрации *n* атомов газа. Поэтому обычно при описании межчастичных взаимодействий используется понятие их сечения  $\sigma$ , причем  $\lambda = 1/n\sigma$ . Сечения всех типов взаимодействий зависят от энергии налетающей частицы  $\epsilon$ .

Наибольшее влияние на характеристики газовых разрядов оказывает ионизация атомов рабочего газа электронами, энергетические зависимости сечения которой для инертных газов приведены в работах [25, 26]. Для описания ионизации газа в разрядном объеме, наряду с микроскопическим (через сечение), часто используется также макроскопический подход (через коэффициент ионизации). Коэффициент ионизации  $\alpha(E)$  равен среднему числу ионизаций атомов газа, которое электрон производит на единичном пути вдоль однородного электрического поля с напряженностью *E*, и определяется выражением [1]:

$$\alpha(E) = (n / v_e(E)) \sqrt{2 / m} \int \sigma_i(\varepsilon) f_e(E, \varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon, \qquad (1.1)$$

где  $v_e(E) = \sqrt{2/m} \int f_e(E,\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon$  – средняя или дрейфовая скорость электронов в газе,  $f_e(E,\varepsilon)$  – их функция распределения по энергии,  $\sigma_i$  – сечение ионизации атома электроном,  $\varepsilon$  и *m* – энергия и масса электрона.

Для расчета значений α и *v<sub>e</sub>* необходимо знать функцию распределения электронов по энергии, которая может быть найдена путем решения уравнения Больцмана [27, 28] или методом Монте-Карло [29, 30].

Экспериментально найденные зависимости α(*E*) приведены на Рис. 1.1, где *p* – давление газа.





Экспериментальные значения коэффициента ионизации

в инертных газах [25]

На основе экспериментальных данных для инертных газов построены аналитические аппроксимационные формулы вида [1]:

$$\alpha(E)/p = A\exp(-Bp/E), \qquad (1.2)$$

И

$$\alpha(E) / p = C \exp[-D\sqrt{p / E}], \qquad (1.3)$$

значения констант A, B и C, D в которых, а также интервалы их применимости, приведены в Таблице 1. При этом формула (1.2) имеет более простой вид и поэтому удобна для теоретических расчетов, а формула (1.3) имеет несколько лучшую точность.

Таблица 1.

Значения констант в аппроксимациях зависимости  $\alpha(E)$  для инертных газов

Газ	А,	В,	<i>E/p</i> ,	С,	<i>D</i> ,	<i>E/p&lt;</i> ,
	1/м∙Па	В/м∙Па	В/м∙Па	1/м∙Па	$(B/M \cdot \Pi a)^{1/2}$	В/м∙Па
He	2,3	25	15-115	3,3	12,2	75
Ne	3	75	75-300	6,2	14,7	190
Ar	9	135	75-450	22	23,1	525

и области их применимости

Ионы, двигаясь в межэлектродном промежутке, сталкиваются с атомами рабочего газа, причем в случае разряда в инертном газе для ионов с энергией выше 10 эВ основным столкновительным процессом является резонансная перезарядка на атомах газа [1,2]. В результате перезарядки электрон переходит от атома к иону без изменения кинетической энергии частиц, т.е. образуется быстрый атом и медленный ион.

Зависимость сечения резонансной перезарядки  $\sigma_c$  от энергии иона  $\varepsilon$  при ее величине, превосходящей несколько электрон-вольт, является достаточно слабой (Рис. 1.2). Поэтому во многих случаях считают, что сечение перезарядки не зависит от энергии иона [1,2,25].

Дрейфовая (т.е. средняя) скорость ионов в газе определяется выражением [1]:

$$v_i(E) = \mu_i(E)E, \ \mu_i(E) = \frac{1}{E}\sqrt{\frac{2}{M}}\int f_i(E,\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon,$$
 (1.4)

где  $\mu_i(E)$  – подвижность ионов,  $f_i(E, \varepsilon)$  – функция распределения ионов по энергии, M – масса иона. Ее зависимость от приведенной напряженности поля *E* / *p* для инертных газов приведена на Рис. 1.3.



Рисунок 1.2.

Зависимости сечения резонансной перезарядки ионов в инертных газах от их энергии [31]





Дрейфовая скорость собственных ионов в инертных газах как функция приведенной напряженности поля *E* / *p* [31]

Видно, что при низких значениях отношения E/p она пропорциональна его величине ( $v_i \sim E/p$ ), а при его высоких значениях она пропорциональна квадратному корню из его величины ( $v_i \sim \sqrt{E/p}$ ).

### 1.2. Эмиссия электронов с поверхности катода

В газовом разряде на поверхности катода происходит ряд процессов, одним из которых является эмиссия электронов. При низкой температуре металлического катода порядка комнатной и не очень высокой напряженности электрического поля вблизи него к выходу электронов в разряд может приводить передача ему энергии поступающих из разряда ионов, быстрых и возбужденных атомов, а также облучение световыми квантами [1]. Эти процессы характеризуются коэффициентом эмиссии γ – количеством выбитых электронов, приходящихся на одну падающую на катод частицу.

Если потенциал ионизации атома  $I_i$  превышает удвоенную работу выхода электрона из катода  $2\varphi_m$ , то ион, приблизившись к его поверхности, отнимает у катода электрон и нейтрализуется, а выделяющаяся при этом энергия  $I_i - \varphi_m > \varphi_m$ может быть затрачена на освобождение из катода еще одного электрона. Такой механизм эмиссии электронов называется потенциальным и характеризуется коэффициентом  $\gamma_i$  – количеством выбитых электронов, приходящихся на один падающий на катод ион [32]. Значение  $\gamma_i$  не зависит в широких пределах от температуры катода, но увеличивается с улучшением чистоты поверхности металла [33]. Существующие модели потенциальной ионно-электронной эмиссии из металлов рассмотрены в [32, 34, 35]. Для величины  $\gamma_i$  в [34] предложена эмпирическая формула, позволяющая оценить ее значение:

$$\gamma_i = 0,032(0,78I_i[\Im B] - 2\varphi_m[\Im B]).$$
 (1.5)

Высокоэнергичные ионы, взаимодействуя с твердым телом, передают кинетическую энергию его электронам, в результате чего они могут преодолевать потенциальный барьер на его поверхности и выходить в разряд. Такая эмиссия называется кинетической и эффективна лишь при энергии падающих частиц порядка 100 эВ и выше [1, 36].

Возбужденные метастабильные атомы могут вызывать эмиссию электронов при столкновениях с поверхностью катода, если энергия возбуждения такого атома превышает его работу выхода  $\varphi_m$ , причем приближенно можно считать, что  $\gamma_m \approx \gamma_i$  [37,38]. Также ее возможной причиной может быть бомбардировка катода быстрыми атомами, которая также имеет кинетическую природу [1, 36] и, как видно из Рис. 1.4, наблюдается при достаточно больших энергиях атомов. Кроме того, может происходить фотоэлектронная эмиссия при облучении катода квантами света с энергией, превышающей  $\varphi_m$ , причем в разряде ее роль уменьшается с увеличением напряженности электрического поля у катода [1,37]. Оценки показывают [1,39], что для условий, близких к имеющимся в газовых разрядах, вклад фотоэмиссии мал, и ее можно не принимать во внимание.



Рисунок 1.4.

Коэффициенты ионно-электронной и атомно-электронной эмиссии при бомбардировке чистой поверхности металла ионами и атомами аргона как функции их энергии [39]

Следовательно, в условиях разряда в инертных газах при величине разрядного напряжения порядка 200–300 В, эмиссионная способность металлического катода при его температуре порядка комнатной и межэлектродном расстоянии, превышающем 1 мм, определяется потенциальной ионно-электронной эмиссией.

Если у поверхности металлического катода существует сильное электрическое поле с напряженностью  $10^8 - 10^9$  В/м, с его поверхности может происходить полевая эмиссия электронов [1, 40]. Она обусловлена тем, что под действием электрического поля потенциальный барьер у поверхности катода сужается и появляется возможность туннелирования электронов сквозь него с уровней вблизи уровня Ферми  $\varepsilon_F$  металла (см. Рис. 1.5).





Энергетическая диаграмма системы металл – разряд [1]

Зависимость туннельного тока от напряженности электрического поля описывается формулой Фаулера – Нордгейма [1, 40-44], которую можно представить в виде:

$$j_{ef} = \frac{a(\beta E)^2}{t^2(y_0)\phi_m} \exp\left(-\frac{bv(y_0)}{\beta E}(\phi_m)^{3/2}\right),$$
 (1.6)

где  $a = 1.541 \cdot 10^{-6} \text{ A} \cdot 3 \text{ B} / \text{ B}^2$ ,  $b = 6.831 \cdot 10^9 \text{ B} / (\text{M} \cdot 3 \text{ B}^{3/2})$ ,  $y_0 = c \sqrt{E} / \phi_m$ ,  $c = 3.795 \cdot 10^{-5} 3 \text{ B} \cdot \text{M}^{1/2} / \text{B}^{1/2}$ ,  $v^2 (y_0) = 0.95 - y_0^2$ ,  $t^2 (y_0) = 1.1$ . Коэффициент  $\beta$  учитывает существование на катоде некоторого рельефа, на вершинах которого происходит увеличение напряженности электрического поля [45-48]. Однако, необходимая для существования полевой эмиссии величина напряженности электрического поля у поверхности металлического катода достигается только в микроразрядах [46-48] при величине межэлектродного промежутка порядка  $10^{-5}$  м или давлении рабочего газа порядка  $10^6$  Па, что не характерно для многих типов газоразрядных приборов, таких как осветительные лампы [49].

Когда температура T металлического катода газоразрядного прибора достигает величины порядка  $(3-4)\cdot 10^3$  К, энергии части электронов в металле над уровнем Ферми  $\varepsilon_F$  могут превосходить его работу выхода  $\varphi_m$  и становится возможной термическая эмиссия электронов с его поверхности (Рис. 1.5) [1, 40]. Зависимость ее плотности тока  $j_{et}$  от температуры описывается формулой Ричардсона – Дэшмана с поправкой Шоттки [14,40]:

$$j_{et} = A_t T_c^2 \exp\left(-\frac{\varphi_m - \left(e^3 k E\right)^{1/2}}{k_b T}\right),\tag{1.7}$$

где  $A_t$  – постоянная Ричардсона,  $k_b$  – постоянная Больцмана,  $k = 1/4\pi\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

В случае, если у нагретой до достаточно высокой температуры поверхности металлического катода существует сильное электрическое поле, на эмиссию с нее электронов оказывают влияние оба фактора. При этом существенная доля электронов в металле имеет энергии, превосходящие его уровень Ферми, и для них ширина потенциального барьера, как видно из Рис. 1.5, имеет меньшую величину, чем для электронов с энергией, меньшей  $\varepsilon_F$ . Это повышает вероятность их тун-

нелирования через него, что обусловливает существование термополевой электронной эмиссии с катода [14, 40].

Плотность тока термополевой эмиссии определяется выражением [14,16-19,50,51]:

$$j_{etf} = e \int_{0}^{\infty} N(\varepsilon_z, T) D(\varepsilon_z, E) d\varepsilon_z, \qquad (1.8)$$

в котором  $N(\varepsilon_z, T)$  и  $D(\varepsilon_z, E_f)$  – функция распределения электронов в металле по энергии продольного движения  $\varepsilon_z$  и коэффициент проницаемости барьера, которые задаются выражениями

$$N(\varepsilon_{z},T) = \frac{4\pi m k_{b}T}{h^{3}} \ln \left[ 1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_{z} - \varepsilon_{F}}{k_{b}T}\right) \right],$$
$$D(\varepsilon_{z},E) = \begin{cases} \left(1 + Q(\varepsilon_{z},E)\right)^{-1} & \text{при } \varepsilon_{z} < \varepsilon_{l}, \\ 1, & \text{при } \varepsilon_{z} > \varepsilon_{l}, \end{cases}$$

где

$$Q(\varepsilon_z, E) = \exp\left[\frac{8\sqrt{2}\pi}{3h}\left(\frac{k^3e^5m^2}{E}\right)^{1/4}\frac{v(y)}{y^{3/2}}\right], \ \varepsilon_l = \varepsilon_F + \varphi_m - \sqrt{ke^3E/2},$$

 $y = \sqrt{ke^{3}E} / (\varepsilon_{F} + \phi_{m} - \varepsilon_{z}), v(y) - функция, выражающаяся через эллиптические интегралы,$ *m*– масса электрона,*h*– постоянная Планка.

В предельном случае большой напряженности электрического поля и низкой температуры из (1.8) следует выражение для плотности тока полевой эмиссии (1.6), а в случае малой напряженности электрического поля и высокой температуры – выражение для плотности тока термической эмиссии (1.7) [14,16].

Зависимости плотности эмиссионного электронного тока с поверхности вольфрамового катода от напряженности электрического поля вблизи нее при различных температурах катода представлены на Рис. 1.6. Видно, что при температуре до 1500 К эмиссионные свойства катода почти не зависят от ее величины, т.е. механизм эмиссии является полевым. При более высоких же ее значениях наблюдается их зависимость от температуры, т.е. механизм эмиссии имеет термополевую природу, и этот фактор необходимо учитывать при моделировании газовых разрядов.



Рисунок 1.6.

Зависимость плотности тока термополевой эмиссии из вольфрамового катода от напряженности электрического поля у его поверхности при различных температурах катода [1]

Если с катода, наряду с ионно-электронной эмиссией, происходит также термополевая электронная эмиссия, его эффективный коэффициент ионноэлектронной эмиссии в разряде определяется выражением [52,53]:

$$\gamma_{\rm eff} = \gamma_i + \gamma_{tf} \,, \tag{1.9}$$

где  $\gamma_{tf} = j_{etf} / j_i$ ,  $j_i$  – плотность ионного тока.

В разряде некоторая часть эмиттированных из катода электронов из-за столкновений с атомами рабочего газа возвращается на катод. Поэтому вместо значения  $\gamma_i$  материала катода, необходимо использовать его значение  $\tilde{\gamma}_i$ , определяемое соотношением [39,54]:

$$\tilde{\gamma}_i = \frac{\gamma_i}{1 + \frac{v_e}{4w_e}},\tag{1.10}$$

где  $v_e$  и  $w_e$  – средняя скорость эмиттируемых электронов и дрейфовая скорость электронов в газе у катода.

Если на поверхности металлического катода находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной  $H_f$ , то при  $H_f > 5$  нм прямое туннелирование электронов сквозь диэлектрик невозможно. В результате, в разряде на его поверхности, вследствие ионной бомбардировки, происходит накопление положительного заряда [55], создающее в пленке электрическое поле с напряженностью  $E_f$ . Когда она достигает величины порядка  $10^8 - 10^9$  В/м, толщина потенциального барьера у поверхности металла становится достаточно малой для туннелирования через него электронов, т.е. для возникновения полевой электронной эмиссии из металла в зону проводимости диэлектрика [55,56].

При низких температурах практически все электроны в металле имеют энергию, не превосходящую энергии Ферми [14]. Ширина же потенциального барьера для электрона, как видно из Рис. 1.5, практически линейно возрастает с уменьшением его энергии, а следовательно, вероятность его туннелирования экспоненциально убывает со снижением энергии электрона [16]. Поэтому основной вклад в полевую эмиссию из металла в диэлектрик вносят электроны с энергиями вблизи уровня Ферми. В результате, зависимость туннельного тока из подложки катода в пленку от напряженности электрического поля в ней описывается формулой Фаулера – Нордгейма вида [24]:

$$j_f(H_t) = \frac{s_f a \left(\beta E_f\right)^2}{t^2(y_0)(\varphi_m - \chi_d)} \exp\left(-\frac{b v(y_0)(m^* / m)^{1/2}}{\beta E_f}(\varphi_m - \chi_d)^{3/2}\right), \quad (1.11)$$

где  $y_0 = c \sqrt{\beta E_f / \epsilon} / \phi_m$ ,  $\phi_m$  и  $\chi_d$  – работа выхода подложки и электронное сродство материала пленки, *m* и  $m^*$  – масса электрона в вакууме и его эффективная масса в диэлектрике,  $s_f$  – доля поверхности металл-диэлектрик вблизи вершин ее рельефа, с которой, вследствие усиления электрического поля на них, характеризуемого коэффициентом  $\beta$ , происходит полевая эмиссия электронов,  $v(y_0)$  и  $t^2(y_0)$  – функции, выражающиеся через эллиптические интегралы. Эмиттированные в пленку электроны ускоряются полем в направлении ее внешней поверхности и нейтрализуют положительный поверхностный заряд. При этом некоторая их доля  $\delta_f$ , называемая эмиссионной эффективностью пленки [12], может выходить в разрядный объем, создавая дополнительный электронный ток. В результате увеличивается величина эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{eff}$ , который в таком случае определяется формулой [13]

$$\gamma_{\text{eff}} = (\gamma_i + \delta_f) / (1 - \delta_f), \qquad (1.12)$$

Из нее видно, что влияние полевой электронной эмиссии из металлической подложки на эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода с диэлектрической пленкой полностью определяются эмиссионной эффективностью пленки. Ее величина зависит от материала и толщины пленки, а также от напряженности электрического поля в ней.

Оценка влияния полевой электронной эмиссии из диэлектрической пленки на поверхности катода на характеристики газовых разрядов проводилась в работах [13, 57] с использованием фиксированных значений параметра  $\delta_f$  из интервала от 0 до 0,1, в то время как его величина должна зависеть от параметров пленки и разрядных условий.

В [24,58] с использованием одномерного кинетического уравнения рассчитано энергетическое распределение эмиттированных электронов в пленке с учетом того, что при движении к ее внешней границе происходит их ускорение электрическим полем и торможение при рассеянии на фононах [59,60]. Получено аналитическое выражение для  $\delta_f$ , учитывающее его зависимость от разрядных условий, вида

$$\delta_f = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \left(1 + \frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right), \quad (1.13)$$

где  $H_0 = H_f - H_t$ ,  $\varepsilon_{en} = e E_f H_f - \varphi_m - n \Delta \varepsilon$ ,  $\varepsilon_d = \hbar e E_f / 2 \sqrt{2m^* e(\varphi_m - \chi_d)} t(y_0)$ ,  $\hbar = h / 2\pi$ ,  $H_t$  – длина туннелирования электрона через потенциальный барьер,  $\lambda_e$  и Δε – средняя длина пробега электрона в пленке между столкновениями с фононами и энергия, теряемая им при таком столкновении.



Рисунок 1.7.

Рассчитанная зависимость эмиссионной эффективности диэлектрической пленки от напряженности электрического поля в ней [24] (линия) и их соответствующие нормированные экспериментальные значения [12] (точки).

Найденная из (1.13) зависимость  $\delta_f(E_f)$  для алюминиевого катода с диэлектрической пленкой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной  $H_f = 10,6$  нм на его поверхности представлена на Рис. 1.7 [24]. Из него следует, что при  $E_f > 0.5 \cdot 10^9$  В/м заметная доля  $\delta_f$  электронов, эмиттированных из подложки катода в пленку, имеет у ее внешней поверхности энергии, превосходящие высоту потенциального барьера, и выходит из пленки в разрядный промежуток, увеличивая эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода. Значение  $\delta_f$  быстро возрастает при увеличении  $E_f$  и при  $E_f \approx 1.0 \cdot 10^9$  В/м достигает своего максимума  $\delta_f = 1$ , поскольку при такой напряженности электрического поля все эмиттированные электроны приобретают в пленке энергию, достаточную для выхода из неё. Однако в [24,58] туннелирование электронов в пленку предполагалось происходящим лишь с уровней, не превышающих уровень Ферми металлической подложки, т.е. механизм их эмиссии считался чисто полевым, что справедливо только при низких температурах катода. В реальных же условиях возможен также термополевой механизм эмиссии, так как энергии части электронов в металле могут превосходить уровень Ферми [14,16]. Но его влияние на эмиссионные свойства катодов с тонкими диэлектрическими пленками ранее не исследовалось.

При толщине диэлектрических оксидных пленок MgO и  $Al_2O_3$ , превосходящей 100 нм, на поверхности катода в газовом разряде, как показано экспериментально в работе [61], появляются быстро растущие островки разрушенного слоя оксида. Это обусловлено значительным падением напряжения на пленке, при котором становится возможным лавинное размножение движущихся в ней электронов, приводящее к высокой локальной плотности тока через диэлектрик и его разрушению на данном участке поверхности. Поэтому обычно катоды газоразрядных приборов имеют на своей поверхности плотную оксидную пленку толщиной не более 50 нм [61, 62].

В процессе бомбардировки поверхности катода в разряде ионами и быстрыми атомами она разрушается, т.е. происходит ее распыление. Это явление называется катодным распылением и представляет собой один из видов физического распыления [63-65]. Распыление является результатом межатомных столкновений в приповерхностном слое катода. Падающая частица, сталкиваясь с атомами материала катода, передает им часть своей энергии, в результате чего некоторые из них выбиваются из своего равновесного положения. Атом становится распыленным, если в момент достижения поверхности катода его энергия превосходит поверхностную энергию связи распыляемого вещества.

Разрушение поверхности твердого тела при распылении характеризуется коэффициентом распыления *Y*, равным среднему числу атомов, удаляемых с его поверхности одной падающей частицей. При этом распыление твердого тела ионами и атомами происходит, если их энергия є превосходит некоторое порого-

вое значение  $\varepsilon_t$ , составляющее обычно несколько десятков электрон-вольт, а интенсивность распыления существенно зависит от  $\varepsilon$  и быстро возрастает с ее увеличением.

### 1.3 Электрические и тепловые процессы

Если между параллельными плоскими металлическими электродами, находящимися на расстоянии d, приложено достаточно большое напряжение  $U_d$ , происходит пробой рабочего газа и возникает слаботочный разряд с очень малой плотностью тока и малым объемным зарядом. Поэтому если поперечные размеры электродов много больше d, электрическое поле в разрядном промежутке однородно и его напряженность равна  $E = U_d/d$  [1]. Характеристики такого разряда могут быть найдены с использованием условия поддержания разряда. Оно состоит в том, что каждый эмиттированный катодом электрон производит столько ионизаций атомов рабочего газа, что в результате бомбардировки катода образовавшимися при этом ионами с него эмитируется новый электрон [1]. Для слаботочного разряда его можно записать в виде

$$\alpha(E)d = \ln(1 + 1/\gamma_{\text{eff}}), \qquad (1.14)$$

где  $\alpha(E)$  – коэффициент ионизации газа.

Уравнение (1.14) вместе с выражением (1.2) для зависимости  $\alpha(E)$  и уравнением электрической цепи:

$$U_0 = U_d + jRS, \tag{1.15}$$

где  $U_0$  – приложенное к цепи напряжение, R – балластное сопротивление, j – плотность разрядного тока, S – площадь электрода, занятая разрядом, позволяют рассчитать характеристики слаботочного разряда при заданных значениях межэлектродного расстояния d и давления газа p.

Из (1.14) и (1.2) следует, в частности, соотношение

$$U_d = \frac{Bpd}{\ln pd + \ln\left(A/\ln\left(1 + 1/\gamma_i\right)\right)},\tag{1.16}$$

которое определяет закон подобия, заключающийся в том, что напряжение зажигания разряда  $U_d$  зависит только от произведения pd.

Экспериментально найденная зависимость  $U_d(pd)$ , называемая кривой Пашена, для инертных газов приведена на Рис. 1.8. Видно, что существует минимальное значение напряжения зажигания разряда, зависящее от рабочего газа и эмиссионных свойств электрода [66-69]. Соответствующая минимуму кривой Пашена точка называется точкой Столетова, и в ней ионизационная способность электронов в рабочем газе максимальна.



Рисунок 1.8.

Зависимость напряжения зажигания разряда в инертных газах от величины *pd* [1]

Если балластное сопротивление в разрядной цепи достаточно мало, плотность разрядного тока, а, следовательно, и плотность объемного заряда быстро увеличиваются, его распределение по разрядному промежутку становится неоднородным и у катода образуется положительно заряженный слой длиной  $d_c$ , называемый катодным слоем разряда. Существование катодного слоя разряда обусловлено сильной зависимостью коэффициента ионизации газа  $\alpha$  от напряженности электрического поля E (см. Рисунок 1.1) [1]. В результате, разряд переходит в нормальный тлеющий, особенностью которого является фиксированная плотность электрического тока на катоде j. При увеличении разрядного тока I площадь S, занимаемая нормальным тлеющим разрядом на катоде (катодное пятно) увеличивается, а плотность тока j при этом остается постоянной. Когда разряд занимает всю поверхность катода, то при дальнейшем увеличении тока он переходит в аномальный тлеющий разряд, в котором напряжение возрастает с увеличением j [70-72].

Вольт-амперные характеристики разряда при трех давлениях рабочего газа представлены на Рисунке 1.9. Горизонтальный участок слева на нем соответствует слаботочному разряду, минимум в центре – нормальному тлеющему, а возрастающий участок справа – аномальному тлеющему разряду.



Рисунок 1.9.

Экспериментальные вольт-амперные характеристики разряда в неоне

с медными катодом при  $d = 1, 6 \cdot 10^{-2}$  м [73]

Пусть в разряде отсутствуют поперечные неоднородности, т.е. все величины в его катодном слое зависят лишь от расстояния z до катода, поверхность которого совпадает с плоскостью z=0 (следовательно, он расположен между плоскостями z=0 и  $z=d_c$ ). Тогда катодный слой описывается уравнениями переноса электронов и ионов [1]:

$$\frac{dj_e}{dz} = +\alpha(E)j_e, \quad \frac{dj_i}{dz} = -\alpha(E)j_e \tag{1.17}$$

где

$$j_i = e n_i v_i E, \quad j_e = e n_e v_e E,$$

и уравнением Пуассона

$$\frac{dE}{dz} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \tag{1.18}$$

с граничными условиями

$$j_e(0) = \gamma_{\text{eff}} j_i(0), \quad j_i(d_c) = 0,$$
 (1.19)

в которых  $n_e$  и  $n_i$  – концентрации электронов и ионов,  $j_i$  и  $j_e$  – плотности токов электронов и ионов,  $v_i$ ,  $v_e$  – их подвижности в рабочем газе, причем плотность разрядного тока равна  $j = j_i + j_e$ . Из (1.17) и (1.19) следует соотношение

$$\int_{0}^{d_{c}} \alpha(E(z))dz = \ln(1 + 1/\gamma_{\text{eff}}), \qquad (1.20)$$

которое является обобщением условия поддержания разряда (1.14) на случай неоднородного распределения электрического поля в разрядном промежутке.



Рисунок 1.10.

Зависимость напряженности электрического поля от расстояния до катода в тлеющем разряде в гелии при давлении 465 Па для двух значений плотности разрядного тока [74]

Экспериментально измеренные распределения электрического поля в катодном слое разряда изображены на Рисунке 1.10, из которого видно, что зависимость напряженности поля от расстояния до катода приближенно можно считать линейной и представить в виде [1]:

$$E(z) = 2U_c \frac{(d_c - z)}{{d_c}^2},$$
 (1.21)

где  $d_c$  – длина катодного слоя,  $U_c$  – катодное падение напряжения. Так как в катодном слое  $n_i \gg n_e$  [1,73], из (1.18) и (1.21) следует:

$$n_i = 2\varepsilon_0 U_c / ed_c^2, \qquad (1.22)$$

т.е. концентрация ионов остается приблизительно одинаковой вдоль катодного слоя. Подстановка значения  $n_i$  из (1.22) и выражения для средней скорости ионов у катода  $v_i(0) = (\pi e \lambda_{ce} U_c / M d_c)^{1/2}$  [75] в формулу для  $j_i$  дает уравнение, связывающее основные характеристики разряда:

$$j / p^{2} = 2\varepsilon_{0} (1 + \gamma_{\text{eff}}) (\pi e \lambda_{ce} p / M)^{1/2} \cdot U_{c}^{3/2} / (pd_{c})^{5/2}$$
(1.23)

где  $\lambda_{ce}$  – длина резонансной перезарядки иона на атоме газа.

Уравнения (1.2), (1.20), (1.21), и (1.23) позволяют приближенно рассчитать характеристики катодного слоя разряда. Однако точного совпадения расчетных и экспериментальных значений величин при использовании данной модели часто достичь не удается [76]. Причиной этого является использование выражения (1.2) для ионизационного коэффициента газа в однородном поле. Согласно (1.2) интенсивность ионизации газа электронами в некоторой точке определяется величиной электрического поля в ней (локальное приближение). В действительности же в катодном слое разряда энергия электрона в каждой точке определяется напряженностью электрического поля на некотором предыдущем участке его траектории, т.е. ионизация газа имеет нелокальный характер.

Наиболее полная информация о процессах в катодном слое может быть получена при использовании метода статистического моделирования Монте-Карло [76-79], позволяющего непосредственно рассчитывать движение электронов в рабочем газе с учетом различных типов их столкновений с атомами. В результате формируется функция распределения электронов по энергиям, которая дает возможность рассчитать коэффициент ионизации, а затем из уравнений (1.17), (1.18) - характеристики разряда. Затем с использованием найденного распределения поля в катодном слое снова методом Монте-Карло рассчитывается функция распределения электронов и находятся характеристики разряда. Такие итерации повторяются до достижения самосогласованных значений всех величин. Однако расчеты с использованием метода Монте-Карло связаны с проведением большого объема вычислений. Поэтому, поскольку, как показано в работах [67,80], при значениях приведенной напряженности электрического поля  $E/p < 10^3$  B/(м·Па) нелокальность функции распределения электронов по энергиям невелика, для приближенного расчета характеристик разряда можно использовать локальное приближение.

При прохождении электрического тока через рабочий газ в единице его объема выделяется тепловая мощность, равная  $j \cdot E$  [1, 81, 82], и происходит нагрев газа, в результате чего часть его вытесняется из катодного слоя разряда. Поэтому процессы в нем могут происходить при условиях, соответствующих меньшему, чем фактическое, давлению наполнения прибора.

Известно, что слаботочный разряд с металлическим катодом в широком интервале изменения плотности разрядного тока j является устойчивым, т.е. в нем отсутствуют колебательные процессы [1]. Лишь при достаточно больших значениях j, когда плотность объемного заряда в межэлектродном промежутке становится достаточно большой, что приводит к нарушению однородности распределения электрического поля в нем, в разрядном объеме возникают неустойчивости, обусловливающие переход слаботочного разряда в нормальный тлеющий разряд [83,84]. Причина этого состоит в том, что, как показано в [85,86], неустойчивость разряда возникает, если его дифференциальное сопротивление является отрицательным, т.е. вольт-амперная характеристика является падающей. А это, как видно из Рисунка 1.9, имеет место лишь при достаточно больших величинах разрядного тока.

Аномальный тлеющий разряд с металлическим катодом также является устойчивым вследствие того, что как видно из Рисунка 1.9, его вольт-амперная

34

характеристика растущая. И только при достаточно больших значениях плотности разрядного тока, при которых происходит сильный разогрев катода и возникает термическая эмиссия электронов с его поверхности, он становится неустойчивым и переходит в дуговой разряд [1,2].

Влияние наличия на катоде тонкой диэлектрической пленки на эмиссионные свойства катода в разряде и на напряжение зажигания и поддержания разряда изучалось в работах [24,58,87,88] лишь для отдельных разрядных режимов при комнатной температуре катода. В них показано, что, вследствие существования полевой электронной эмиссии из подложки катода, происходит снижение напряжения поддержания разряда, а следовательно, и уменьшение энергий бомбардирующих катод ионов и быстрых атомов.

Исследования же влияния полевой и термополевой электронной эмиссии из катода с диэлектрической пленки на ее эмиссионную эффективность, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода и характеристики газового разряда в широком интервале изменения плотности разрядного тока и температуры катода до настоящего времени не производились. В частности, не изучено влияние наличия на катоде диэлектрической пленки на вольт-амперные характеристики слаботочного и тлеющего разрядов.

### Выводы по Главе 1

Проведенный в данной главе анализ физических процессов в слаботочном и тлеющем газовых разрядах, используемых в газоразрядных приборах, и их существующих моделей позволяет сделать следующие выводы:

1. Межчастичные взаимодействия в газовом разряде в инертных газах изучены достаточно хорошо. Наибольшее влияние на характеристики разряда оказывает ионизация атомов рабочего газа электронами в разрядном объеме, для описания которой, наряду с микроскопическим (через сечение), используется также макроскопический подход (через коэффициент ионизации, равный среднему числу ионизаций атомов газа, которое производит электрон на единичном пути вдоль

электрического поля). Для инертных газов существуют аналитические аппроксимационные формулы, описывающие зависимость ионизационного коэффициента от приведенной напряженности поля в широком интервале ее значений.

2. В разрядах с металлическим катодом основным механизмом электронной эмиссии с его поверхности является ионно-электронная эмиссия. При наличии же на поверхности катода тонкой диэлектрической оксидной пленки существенное влияние на его эмиссионные свойства может также оказывать полевая и термополевая электронная эмиссия из металлической подложки катода под действием возникающего в пленке сильного электрического поля. Влияние полевой электронной эмиссии с учетом потерь энергии электронов в диэлектрике на эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода в разряде изучалось в нескольких работах. Однако в них туннелирование электронов в пленку предполагалось происходящим лишь с уровней, не превышающих уровень Ферми подложки, т.е. механизм их эмиссии считался чисто полевым, что справедливо только при низких температурах катода. Не исследована также зависимость эмиссионной эффективности диэлектрической пленки на катоде от ее толщины.

3. Электрические и тепловые процессы, протекающие в газовом разряде в инертных газах, исследовались в большом числе работ. В них показано, что после приложения достаточно большого напряжения между электродами происходит пробой рабочего газа и возникает слаботочный разряд с очень малой плотностью тока и малым объемным зарядом, напряжение поддержания которого не зависит от плотности разрядного тока в достаточно широком интервале ее изменения (т.е. его вольт-амперная характеристика является горизонтальной). Если балластное сопротивление в разрядной цепи достаточно мало, плотность разрядного тока, а, следовательно, и плотность объемного заряда быстро увеличиваются и его распределение по разрядному промежутку становится неоднородным. В результате, у катода образуется положительно заряженный слой, называемый катодным слоем, и возникает тлеющий разряд, напряжение поддержания которого растет с увеличением плотности разрядного тока (т.е. его вольт-амперная характеристика является растущей). При этом слаботочный и тлеющий разряды с металлическим ка-
тодом в широком интервале изменения плотности разрядного тока являются устойчивыми, т.е. в них отсутствуют колебательные процессы. Влияние наличия на катоде тонкой диэлектрической пленки на эмиссионные свойства катода в разряде и на напряжение его зажигания и поддержания изучалось лишь для отдельных разрядных режимов при комнатной температуре катода. В них показано, что, вследствие существования полевой электронной эмиссии из подложки катода, происходит снижение напряжения поддержания разряда, а следовательно, и уменьшение энергий бомбардирующих катод ионов и быстрых атомов. Исследования же влияния полевой и термополевой электронной эмиссии из катода с диэлектрической пленки на ее эмиссионную эффективность, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода и характеристики газового разряда в широких интервалах изменения плотности разрядного тока и температуры катода до настоящего времени не проводились. В частности, не изучено влияние наличия на катоде диэлектрической пленки на вольт-амперные характеристики слаботочного и тлеющего разрядов.

# ГЛАВА 2. ВЛИЯНИЕ ПОЛЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ КАТОДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ НА ЕГО ЭМИССИОННЫЕ СВОЙ-СТВА В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ И ХАРАКТЕРИТИКИ РАЗРЯДА

Одной из основных характеристик газоразрядных приборов, таких как газовые лазеры и осветительные лампы, является напряжение зажигания разряда, равное минимальной разности потенциалов между их электродами, при которой происходит пробой рабочего газа в межэлектродном промежутке и возникает слаботочный разряд, который затем может переходить в тлеющий и дуговой разряды [1,2]. Уменьшение напряжения зажигания, а следовательно, и напряжения поддержания разряда, приводит к снижению энергоемкости прибора и к увеличению его долговечности вследствие уменьшения интенсивности распыления электродов.

Величина напряжения зажигания снижается при возрастании эффективного коэффициента электронной эмиссии катода, равного среднему числу электронов, эмиттируемых им в расчете на один падающий ион [1]. Один из способов увеличения эффективного коэффициента электронной эмиссии катода состоит в формировании на его рабочей поверхности тонкой диэлектрической оксидной пленки. В разряде на пленке накапливаются положительные ионы, создающие в ней электрическое поле, достаточное для появления полевой эмиссии электронов из металлической подложки электрода. Такие электроны двигаются в пленке под действием поля и, достигая ее внешней поверхности, нейтрализуют поверхностный заряд, обеспечивая стационарный режим разряда. Часть из них может преодолевать потенциальный барьер на границе пленки и выходить в разрядный объем, увеличивая эффективный коэффициент электронной эмиссии катода [89–91], что должно приводить к снижению напряжения зажигания разряда.

Влияние наличия на катоде тонкой диэлектрической пленки на его эмиссионные свойства в разряде и на напряжение зажигания и поддержания разряда изучалось ранее в работах [24,58,87,88] лишь для отдельных разрядных режимов. В них показано, что, вследствие существования полевой электронной эмиссии из подложки катода, происходит снижение напряжения поддержания разряда, а следовательно, и уменьшение энергий бомбардирующих катод ионов и быстрых атомов, обусловливающее увеличение долговечности прибора.

Исследования же влияния полевой электронной эмиссии из катода с диэлектрической пленкой на ее эмиссионную эффективность, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода и характеристики газового разряда в широком интервале изменения плотности разрядного тока до настоящего времени не проводились. В частности, не изучено влияние наличия на катоде диэлектрической пленки на вольт-амперные характеристики слаботочного и тлеющего разрядов.

В данной главе сформулированы модели слаботочного и тлеющего газовых разрядов в инертном газе при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки и его температуре порядка комнатной, когда механизм электронной эмиссии из подложки катода в пленку является чисто полевым. Изучено влияние полевой электронной эмиссии на эмиссионные параметры катода и минимальное напряжение поддержания разряда, а также на вид его вольт-амперной характеристики. Рассчитано напряжение зажигания разряда в смеси аргона с парами ртути, используемой в осветительных лампах, как функция ее температуры.

# 2.1. Влияние эмиссионной эффективности диэлектрической пленки на поверхности катода на минимальное напряжение зажигания слаботочного разряда

Пусть к разрядному промежутку длины d между плоским металлическим катодом, на поверхности которого имеется тонкая диэлектрическая оксидная пленка толщиной  $H_f$ , и плоским анодом приложено напряжение, достаточное для пробоя рабочего газа и возникновения в нем слаботочного газового разряда (Рисунок 2.1).

39



Рисунок 2.1.

Схема разрядного промежутка

Плотность разрядного тока *j* при этом определяется уравнением разрядной цепи

$$U_d + U_f + RSj = U_0, (2.1)$$

где  $U_d = E_d d$  и  $U_f = E_f H_f$  – падения напряжения на разрядном промежутке и диэлектрической пленке,  $E_d$  и  $E_f$  – напряженности электрического поля в них, S – площадь поверхности электрода, занятая разрядом,  $U_0$  – приложенное внешнее напряжение, R – балластное сопротивление, величина которого считается достаточно большой, чтобы обеспечить малую плотность разрядного тока, при которой разряд является слаботочным [1].

При протекании разрядного тока происходит бомбардировка поверхности катода ионами, ускоряемыми электрическим полем, плотность тока которых равна  $j_i$ , и с нее происходит эмиссия электронов с плотностью тока  $j_{ei} = \gamma_i j_i$ , где  $\gamma_i$ коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода. В результате, на диэлектрической пленке накапливаются положительные заряды, создающие в пленке электрическое поле. Когда его напряженность  $E_f$  достигает величины порядка  $5 \cdot 10^8$  В/м, начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку, макроскопическая плотность тока  $j_f$  которой определяется уравнением Фаулера-Нордгейма [24,92]. Эмиттированные электроны двигаются в пленке под действием поля и, достигая внешней границы пленки, нейтрализуют поверхностный заряд на ней, а некоторая их доля  $\delta_f$ , называемая эмиссионной эффективностью пленки [12], может выходить в разрядный объем, создавая дополнительный электронный ток с плотностью  $j_{ef} = \delta_f j_f$ . В результате полная плотность электронного тока с поверхности катода становится равной  $j_e = j_{ei} + j_{ef} = \gamma_{eff} j_i$ , где  $\gamma_{eff} = \gamma_i + \gamma_f$ ,  $\gamma_f = j_{ef} / j_i$ , а плотность разрядного тока определяется выражением [13,24]:

$$j = j_i + j_e = \left(1 + \gamma_{\text{eff}}\right) j_i, \qquad (2.2)$$

причем

$$\gamma_{\text{eff}} = (\gamma_i + \delta_f) / (1 - \delta_f).$$
(2.3)

Из (2.3) видно, что влияние диэлектрической пленки на характеристики разряда полностью определяется величиной параметра  $\delta_f$ , которая может зависеть от толщины и структуры пленки, а также от падения напряжения на ней, и в условиях, характерных для слаботочного и тлеющего разрядов, имеет порядок  $10^{-2}$ - $10^{-1}$ [12,13,59,62].

Распределение плотностей электронного и ионного токов *j<sub>e</sub>* и *j<sub>i</sub>* в разрядном промежутке описывается уравнениями переноса электронов и ионов [1]:

$$\frac{dj_e}{dz} = \alpha(E_d) j_e, \quad \frac{dj_i}{dz} = -\alpha(E_d) j_e \tag{2.4}$$

с граничными условиями

$$j_e(H_f) = \gamma_{\text{eff}} j_i(H_f), \ j_i(H_f + d) = 0,$$
 (2.5)

где  $\alpha(E)$  – ионизационный коэффициент рабочего газа, равный среднему числу ионизаций его атомов электроном на единице длины разряда, который определяется выражением [1, 39]:

$$\alpha(E_d)/p = A\exp(-Bp/E_d), \qquad (2.6)$$

где *А* и *В* – постоянные, зависящие от рода газа (см. Таблицу 1), *р* – его давление.

Как следует из уравнений (2.4), плотность разрядного тока не зависит от z и равна

$$j = j_i + j_e, \tag{2.7}$$

причем, согласно (2.5)

$$j_e(H_f + d) = j.$$
 (2.8)

Интегрирование первого из уравнений (2.4) по разрядному промежутку дает

$$\ln\left(\frac{j_e(H_f+d)}{j_e(H_f)}\right) = \alpha(E_d)d, \qquad (2.9)$$

а из (2.5) и (2.7) следует

$$j_e(H_f) = \frac{\gamma_{\text{eff}}}{\gamma_{\text{eff}} + 1} j.$$
(2.10)

Подстановка (2.8) и (2.10) в (2.9) позволяет получить условие поддержания слаботочного разряда в межэлектродном промежутке:

$$\alpha(E_d)d_c = \ln(1+1/\gamma_{\rm eff}). \tag{2.11}$$

Подстановка (2.6) и выражения  $E_d = U_d/d$  в (2.11), дает соотношение, определяющее зависимость  $U_d$  от *pd* (кривую Пашена) в виде:

$$U_d = \frac{Bpd}{\ln pd + \ln\left(\frac{A}{\ln\left((1+\gamma_i)/(\delta_f + \gamma_i)\right)}\right)}.$$
(2.12)

Из него можно найти, что зависимость величины падения напряжения на разрядном промежутке от межэлектродного расстояния  $U_d(pd)$  имеет минимум, определяемый условием

$$\frac{\mathrm{d}U_d}{\mathrm{d}(pd)} = 0 \tag{2.13}$$

и равный

$$U_{d\min} = \frac{Be}{A} \ln\left(\left(1 + \gamma_i\right) / \left(\delta_f + \gamma_i\right)\right), \qquad (2.14)$$

в точке

$$pd_{\min} = \frac{e}{A} \ln\left(\left(1 + \gamma_i\right) / \left(\delta_f + \gamma_i\right)\right), \qquad (2.15)$$

где e = 2.71 – основание натурального логарифма.

При δ<sub>f</sub> = 0, соотношения (2.12), (2.14), (2.15) совпадают с формулами, определяющими кривую Пашена и точку ее минимума для разряда с металлическим катодом при отсутствии полевой электронной эмиссии из него [1].

Из (2.14) следует, что снижение минимального напряжения на разрядном промежутке, обусловленное наличием полевой эмиссии из подложки катода в диэлектрическую пленку, равно

$$\Delta U_{d\min} = U_{d\min}\left(\delta_{f}\right) - U_{d\min}\left(0\right) = \frac{Be}{A} \ln\left(\gamma_{i} / \left(\delta_{f} + \gamma_{i}\right)\right).$$
(2.16)

Расчеты проводились для разряда в аргоне с алюминиевым катодом с монослоем оксида алюминия на его поверхности (т.е. при отсутствии диэлектрической оксидной пленки) и при наличии на нем пленки оксида алюминия толщиной  $H_f = 10$  нм. Использовались следующие значения параметров:  $n_{\rm Ar} = 6.58 \cdot 10^{23} \ 1/{\rm m}^3$ , A=9,0 1/м·Па и B= 135 В/м·Па,  $U_0 = 220$  В,  $\gamma_i = 0,10$ [1,88,93].



Рисунок 2.2.

Зависимости напряжения зажигания разряда  $U_d$  от pd (кривые Пашена) при  $\delta_f = 0$  (1); 0,05 (2); 0,1 (3); 0,2 (4).

43



Рисунок 2.3.

Зависимости снижения минимального напряжения зажигания слаботочного разряда, обусловленного наличием полевой электронной эмиссии из диэлектриче-

ской пленки на катоде, от  $\delta_f$  при  $\gamma_i = 0.05$  (1); 0.10 (2); 0.15 (3).

Полученные зависимости напряжения зажигания разряда  $U_d$  от величины pd для четырех величин эмиссионной эффективности пленки  $\delta_f$  [94] приведены на Рис. 2.2. На рис 2.3. изображено значение снижения минимального напряжения зажигания разряда  $\Delta U_{t0}$ , обусловленного полевой электронной эмиссией из металлической подложки, как функция  $\delta_f$ . Видно, что наличие тонкой диэлектрической пленки на поверхности катода может приводить к уменьшению напряжения зажигания разряда на несколько десятков вольт из-за увеличения эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{eff}$ . При этом величина снижения напряжения возрастает для катодов с меньшим значением их коэффициента ионно-электронной эмиссии.

## 2.2. Расчет эмиссионных свойств катода с диэлектрической пленкой в слаботочном разряде и вольт-амперной характеристики разряда

Наличие на катоде тонкой диэлектрической пленки, как показано в предыдущем разделе, может влиять на эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода, от величины которого существенно зависят характеристики разряда, и, в частности, минимальное напряжение его зажигания. При этом такое влияние полностью определяется эмиссионной эффективностью пленки, величина которой есть функция значений параметров пленки и характеристик разряда. Аналитическое выражение, описывающее зависимость эмиссионной эффективности пленки при комнатной температуре катода от ее материала, толщины и падения напряжения на ней, получено в работе [24]. Однако влияние наличия на катоде тонкой диэлектрической пленки на эмиссионные свойства катода в разряде и на напряжение его зажигания и поддержания с использованием этого выражения изучено ранее в [58] лишь для отдельных разрядных режимов. В данном разделе сформулирована модель слаботочного разряда, в которой принимается во внимание зависимость эмиссионной эффективности пленки от ее параметров и разрядных условий, и исследована зависимость эффективного коэффициента ионноэлектронной эмиссии катода и характеристик разряда от плотности разрядного тока.

Пусть слаботочный разряд происходит в промежутке длины d между плоскими параллельными катодом и анодом. При бомбардировке металлического катода ионами, поступающими из разряда, плотность тока которых равна  $j_i$ , с него происходит эмиссия электронов с плотностью тока  $\gamma_{eff} j_i$ , где  $\gamma_{eff} = f_{es} \gamma_i$ ,  $\gamma_i -$ коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода,  $f_{es} = 1/(1 + v/4w_e) -$ доля эмиттированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность вследствие рассеяния на атомах рабочего газа, v -средняя скорость эмиттируемых катодом электронов,  $w_e -$ дрейфовая скорость электронов в газе у катода.

Если на катоде находится диэлектрическая пленка толщиной  $H_f$ , на ее поверхности накапливается положительный заряд, создающий в пленке электрическое поле с напряженностью  $E_f$ . При достижении ею величины порядка  $5 \cdot 10^8$ В/м начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в зону проводимости пленки, макроскопическая плотность тока которой определяется формулой Фаулера–Нордгейма [24,92]:

$$j_{f} = \left( as_{f} E_{f}^{2} / t^{2} (y_{0}) \varphi_{b} \right) \exp \left( -bv(y_{0}) \varphi_{b}^{3/2} / E_{f} \right), \qquad (2.17)$$

где  $a = 1.54 \cdot 10^{-6} \text{ A} \cdot 3 \text{B/B}^2$ ,  $b = 6.831 \cdot 10^9 \text{ B} / \text{M} \cdot 3 \text{B}^{3/2}$ ,  $c = 3.79 \cdot 10^{-5} 3 \text{B} \cdot \text{M}^{1/2} / \text{B}^{1/2}$ ,  $y_0 = c(E / \varepsilon_f)^{1/2} / \phi_b$ ,  $v^2 (y_0) = 1 - y_0^2 + (1/3) y_0^2 \ln y_0$ ,  $t^2 (y_0) = 1 + (1/9) y_0^2 (1 - \ln y_0)$ ,  $\phi_b = \phi_m - \chi_d$  – высота потенциального барьера на границе подложки и пленки,  $\phi_m$  – работа выхода подложки,  $\chi_d$  – электронное сродство и  $\varepsilon_f$  – высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки,  $s_f$  – доля поверхности границы металл-диэлектрик вблизи вершин ее рельефа, с которой, вследствие усиления на них напряженности электрического поля, осуществляется полевая электронная эмиссия.

Напряженность электрического поля  $E_f$  в пленке вблизи вершин рельефа на ее границе с подложкой в установившемся режиме разряда может быть найдена из условия равенства плотности разрядного тока и макроскопической плотности тока полевой электронной эмиссии в пленку [95,96]:

$$j = j_f, \qquad (2.18)$$

эмиссионная эффективность пленки определяется выражением [24]:

$$\delta_f = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \left(1 + \frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right), \tag{2.19}$$

а эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода при этом равен [13]:

$$\gamma_{\rm eff} = \left(\gamma_{ie} + \delta_{fe}\right) / \left(1 - \delta_{fe}\right), \qquad (2.20)$$

где  $\delta_{fe} = f_{es}\delta_f$ ,  $\gamma_{ie} = f_{es}\gamma_i$ ,  $H_0 = H_f - H_t$ ,  $\varepsilon_d = \hbar eE_f / 2 (2m^*(\varphi_m - \chi_d))^{1/2} t(y_0)$ ,  $\varepsilon_{en} = eH_f E_f - \varphi_m - n\Delta\varepsilon$ ,  $H_t$  – ширина потенциального барьера на границе металлдиэлектрик,  $m^*$  – эффективная масса электрона в диэлектрике,  $\hbar = h/2\pi$ , h – постоянная Планка,  $\lambda_e$  и  $\Delta\varepsilon$  – средняя длина пробега электрона в пленке между его столкновениями с фононами и теряемая при таком столкновении энергия. Условие существования слаботочного разряда в межэлектродном промежутке имеет вид [1, 2] (см. (2.11)):

$$\alpha(E_d)d = \ln(1 + /\gamma_{\text{eff}}), \qquad (2.21)$$

где  $E_d = U_d/d$  – напряженность электрического поля в разрядном промежутке,  $\alpha(E_d)$  – ионизационный коэффициент рабочего газа, который равен среднему числу ионизаций его атомов электроном на единице длины разряда и задается выражением (1.3) [1]:

$$\alpha(E_d) = Cp \exp\left(-D\sqrt{p/E_d}\right), \qquad (2.22)$$

в котором *С* и *D* – постоянные, зависящие от рода газа (см. Таблицу 1), *p* – его давление.

Плотность же разрядного тока *j* может быть найдена из уравнения разрядной цепи [13]:

$$U_d + E_f H_f + RSj = U_0, (2.23)$$

где U<sub>0</sub> – приложенное внешнее напряжение, *R* – балластное сопротивление, *S* – площадь поверхности катода, занятая разрядом.

Уравнения (2.17) – (2.23) образуют систему, позволяющую рассчитать характеристики слаботочного разряда, в том числе напряжение его поддержания  $U_d$ , при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки как функции плотности разрядного тока с учетом зависимости эмиссионной эффективности пленки от ее параметров.

Вычисления проводились для разряда в аргоне с алюминиевым катодом без диэлектрической пленки и при наличии на его поверхности пленки оксида алюминия толщиной  $H_f = 9$  нм, поскольку, как показано в [61], в разряде не происходит пробой таких пленок, обусловленный образованием в них электронных лавин. Использовались следующие значения параметров [12,13,24,62]: d = 5 мм, p = 400 Па,  $\gamma_i = 0.03$ ,  $\varphi_m = 4.0$  эВ,  $\chi_d = 2.0$  эВ,  $m^* = m$ ,  $\varepsilon_f = 3$ ,  $s_f = 10^{-3}$ ,  $\lambda_e = 0.3$  нм,  $\Delta \varepsilon = 0.125$  эВ. Величина RS выбиралась равной  $2.5 \cdot 10^6$  Ом · м<sup>2</sup>, что обеспечивало выполнение условия слаботочности разряда  $j \ll j_0$  (где  $j_0 = \varepsilon_0 \mu_i U_d^2 / 2d^3$ ,  $\mu_i$  – подвижность ионов в рабочем газе [1]) при  $j < 10^{-3}$  A/ м<sup>2</sup>.

Найденные зависимости основных параметров разряда от плотности разрядного тока *j* приведены на Рисунках 2.4 – 2.8 [97,98].



Рисунок 2.4.

Зависимость напряженности электрического поля в диэлектрической пленке от

плотности разрядного тока





Зависимость эмиссионной эффективности пленки от плотности разрядного тока



Рисунок 2.6.

Зависимость эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода без диэлектрической пленки (штриховая линия) и с пленкой (сплошная линия) от плотности разрядного тока



Рисунок 2.7.

Зависимость коэффициента  $f_{es}$  для катода без диэлектрической пленки (штриховая линия) и с пленкой (сплошная линия) от плотности разрядного тока



Рисунок 2.8.

## Вольт-амперная характеристика слаботочного разряда с катодом без диэлектрической пленки (штриховая линия) и с пленкой (сплошная линия)

Из них следует, в частности, независимость характеристик разряда с металлическим катодом от величины j в интервале  $10^{-5} - 10^{-4}$  A/ м<sup>2</sup>, что согласуется с экспериментальными данными [1, 85]. В случае же наличия на катоде диэлектрической пленки, при увеличении плотности разрядного тока, в соответствии с условием (2.16), должна увеличиваться плотность эмиссионного тока из подложки катода в пленку, что обеспечивается возрастанием напряженности электрического поля в ней вследствие роста плотности поверхностного заряда на пленке. В результате увеличиваются энергии эмиттированных электронов в пленке у ее внешней границы, что согласно (2.17) и (2.18) приводит к увеличению ее эмиссионной эффективности  $\delta_f$  и эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{\text{eff}}$  (см. Рисунки 2.5 и 2.6). Поэтому напряжение поддержания разряда  $U_d$  при наличии пленки имеет заметно меньшую величину, причем значения  $\delta_f$  и  $\gamma_{\text{eff}}$  увеличиваются с ростом величины j. Это обусловливает снижение интенсивности ионизации газа в разрядном промежутке, необходимой для поддержания нужной плотности разрядного тока j и напряженности  $E_d$  электрического поля в нем. Уменьшение  $E_d$  приводит, как следует из Рисунка 2.7, лишь к незначительному снижению доли  $f_{es}$  эмиттированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность, т.е. не влияет существенно на  $\gamma_{eff}$ . В результате, как видно из Рисунка 2.8, разрядное напряжение  $U_d$  убывает при возрастании j, т.е. вольт-амперная характеристика разряда становится падающей при достаточно малых плотностях разрядного тока. Следовательно, дифференциальное сопротивление такого разряда имеет отрицательную величину, что, как показано в [84–86], является необходимым условием его неустойчивости, т.е. возникновения в нем колебательных процессов, наблюдавшихся в [99] при наличии на электродах диэлектрических пленок оксида алюминия толщиной порядка 10 нм.

### 2.3. Расчет эмиссионных свойств катода с диэлектрической пленкой в тлеющем разряде и вольт–амперной характеристики разряда

Если балластное сопротивление в разрядной цепи газоразрядного прибора достаточно мало, после возникновения нем слаботочного разряда плотность разрядного тока, а следовательно, и плотность объемного заряда в разрядном промежутке быстро увеличиваются с течением времени и слаботочный разряд переходит в тлеющий разряд [1, 2]. Особенностью тлеющего разряда является существование тонкого положительно заряженного слоя у катода (катодного слоя) с большой напряженностью электрического поля (в то время как в остальной части разряда она достаточно мала) и с падением напряжения на нем порядка 10<sup>2</sup> вольт. Уменьшение катодного падения напряжения обусловливает снижение энергий ионов и атомов, бомбардирующих поверхность катода, а следовательно, уменьшение интенсивности его распыления в разряде.

Величина катодного падения напряжения существенно зависит от эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода. Один из способов его увеличения и уменьшения катодного падения напряжения разряда, как показано в предыдущем разделе, состоит в формировании на поверхности катода тонкой диэлектрической оксидной пленки. Однако влияние диэлектрической пленки на эмиссионные свойства катода с учетом зависимости ее эмиссионной эффективности от характеристик разряда исследовалось ранее [58,100] лишь для случая слаботочного разряда, в котором объемный заряд достаточно мал и не оказывает влияния на распределение электрического поля в разрядном промежутке. В данном разделе сформулирована самосогласованная модель катодного слоя тлеющего разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки, рассчитаны его характеристики и оценена роль полевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в его поддержании.

Пусть на катоде газоразрядного прибора находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной  $H_f$ . При его бомбардировке ионами в тлеющем разряде на поверхности пленки накапливается положительный заряд, в результате чего в ней возникает электрическое поле с напряженностью  $E_f$ . При достижении ею величины порядка  $10^8$ – $10^9$  В/м начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в зону проводимости пленки, макроскопическая плотность тока которой определяется формулой Фаулера–Нордгейма [24,92]:

$$j_{f} = \left( as_{f} E_{f}^{2} / t^{2} (y_{0}) \varphi_{b} \right) \exp \left( -bv(y_{0}) \varphi_{b}^{3/2} / E_{f} \right), \qquad (2.24)$$

где  $a = 1.54 \cdot 10^{-6}$   $\mathbf{A} \cdot \mathbf{3B} / \mathbf{B}^2$ ,  $b = 6.831 \cdot 10^9 \, \mathbf{B} / (\mathbf{M} \cdot \mathbf{3B}^{3/2})$   $c = 3.79 \cdot 10^{-5}$  $\mathbf{3B} \cdot \mathbf{M}^{1/2} / \mathbf{B}^{1/2}$ ,  $y_0 = c \left( E_f / \varepsilon_f \right)^{1/2} / \phi_b$ ,  $v(y_0) = 1 - y_0^2 + (1/3) y_0^2 \ln y_0$ ,  $t^2(y_0) = 1 + (1/9) y_0^2 (1 - \ln y_0)$ ,  $\phi_b = \phi_m - \chi_d$  [101] – высота потенциального барьера на границе подложки и пленки,  $\phi_m$  – работа выхода подложки,  $\chi_d$  и  $\varepsilon_f$  – электронное сродство и высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки,  $s_f$  – доля поверхности границы металл–диэлектрик вблизи вершин ее рельефа, с которой, вследствие усиления на них напряженности электрического поля, осуществляется полевая электронная эмиссия. Напряженность электрического поля  $E_f$  в пленке вблизи вершин рельефа на ее границе с подложкой в установившемся режиме разряда, как и в модели слаботочного разряда, может быть найдена из условия равенства плотности разрядного тока *j* и макроскопической плотности тока полевой электронной эмиссии в пленку [95,96]:

$$j = j_f, \tag{2.25}$$

а эмиссионная эффективность пленки определяется выражением [24]:

$$\delta_f = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \left(1 + \frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right), \tag{2.26}$$

где  $\varepsilon_d = \hbar e E_f / 2 (2m^* \varphi_b)^{1/2} t(y_0)$ ,  $\varepsilon_{en} = e H_f E_f - \varphi_m - n\Delta \varepsilon$ ,  $H_0 = H_f - H_t$ ,  $H_t -$ ширина потенциального барьера на границе металл-диэлектрик для электронов с энергией вблизи уровня Ферми металла,  $m^* - \varphi \varphi$  ективная масса электрона в диэлектрике,  $\hbar = h/2\pi$ , h – постоянная Планка,  $\lambda_e$  и  $\Delta \varepsilon$  – средняя длина пробега электрона в пленке между его столкновениями с фононами и теряемая при таком столкновении энергия.

При бомбардировке катода ионами, поступающими из разряда, плотность тока которых равна  $j_i$ , с него происходит эмиссия электронов с плотностью тока  $f_{es}\gamma_i j_i$  [2, 39], где  $\gamma_i$  – коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода,  $f_{es} = 1/(1 + v/4w_e)$  – доля эмиттированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность вследствие рассеяния на атомах рабочего газа, v – средняя скорость эмиттируемых катодом электронов,  $w_e$  – дрейфовая скорость электронов в газе у катода.

Эффективный же коэффициент ионно-электронной эмиссии катода при этом равен [13]:

$$\gamma_{\rm eff} = \left(\gamma_{ie} + \delta_{fe}\right) / \left(1 - \delta_{fe}\right), \tag{2.27}$$

где  $\delta_{fe} = f_{es}\delta_f$ ,  $\gamma_{ie} = f_{es}\gamma_i$ .

Пусть катодный слой тлеющего разряда расположен между катодом с диэлектрической пленкой, поверхность которого совпадает с плоскостью z = 0, и плоскостью  $z = d_c$ , где  $d_c$  – длина катодного слоя (см. Рисунок 2.1 при  $d = d_c$ ). Эмиттируемые с катода электроны двигаются в направлении анода, а ионы, образующиеся при ионизации ими атомов рабочего газа, – в направлении катода. Связь между плотностью тока тлеющего разряда  $j = (1 + \gamma_{eff}) j_i$  и величиной катодного падения напряжения разряда  $U_c$  задается при этом соотношением [1, 52]:

$$j/p^{2} = (1 + \gamma_{\rm eff}) K U_{c}^{3/2} / (pd_{c})^{5/2}, \qquad (2.28)$$

где  $K = 4\varepsilon_0 (ep\lambda_{ce}/M)^{1/2}$ , p – давление рабочего газа,  $\lambda_{ce}$  – длина перезарядки иона в газе, e и M – заряд и масса иона,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

В самостоятельном тлеющем разряде выполняется условие поддержания разряда (1.20) [1]:

$$\int_{0}^{d_{c}} \alpha(z) dz = \ln(1 + 1/\gamma_{\text{eff}}), \qquad (2.29)$$

где  $\alpha(z) = Ap \exp(-Bp/E(z))$  – ионизационный коэффициент рабочего газа,  $E(z) = 2U_c(d_c - z)/d_c^2$  – распределение напряженности электрического поля в катодном слое, *A* и *B* – постоянные для данного рода газа.

Уравнения (2.24) – (2.29) образуют систему, позволяющую рассчитать характеристики катодного слоя тлеющего разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки, в том числе его катодное падение напряжения  $U_c$ , как функции плотности разрядного тока.

Вычисления проводились для тлеющего разряда с алюминиевым катодом без диэлектрической пленки и при наличии на его поверхности пленки Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Использовались следующие значения параметров [12,13,102]:  $\phi_m = 4$  эВ,  $\chi_d = 2$  эВ,

$$\varepsilon_f = 3$$
,  $s_f = 10^{-3}$ ,  $\Delta \varepsilon = 0.125$  эВ,  $\gamma_i = \gamma_{i0} \left( E \left( H_f \right) / n_g \right)^{0.6}$ , где  $n_g$  – концентрация ра-

бочего газа, причем величина отношения  $E(H_f)/n_g$  в последнем соотношении берется в килотаунсендах (1 кТд =  $10^{-18}$  В·м<sup>2</sup>).

При расчете в предыдущем разделе эмиссионной эффективности диэлектрической пленки оксида алюминия на катоде в слаботочном разряде с плотностью разрядного тока *j* порядка  $10^{-4}$  A/M<sup>2</sup> использовалось значение  $\lambda_e = 0.3$  нм из [12]. В тлеющем же разряде плотность тока *j*, а в соответствии с соотношением (2.25) и плотность тока полевой электронной эмиссии в пленку *j<sub>f</sub>*, превосходит его величину в слаботочном разряде на несколько порядков [1]. Поэтому, как следует из выражения (2.24), напряженность *E<sub>f</sub>* электрического поля в пленке, обеспечивающая нужную величину *j<sub>f</sub>*, в тлеющем разряде должна быть большей, чем в слаботочном разряде. Это обусловливает более высокие энергии электронов, движущихся в пленке, и меньшую среднюю длину  $\lambda_e$  их пробега в ней между столкновениями с фононами, так как для электронов с энергией до 10 эВ величина  $\lambda_e$  уменьшатся с увеличением их энергии [103,104]. Для учета этого фактора в данной работе использовалось приближенное выражение для зависимости  $\lambda_e(E_f)$  вида:

$$\lambda_e \left( E_f \right) = \lambda_{e0} \left( E_{f0} / E_f \right)^q, \qquad (2.30)$$

где  $\lambda_{e0} = 0.3$  нм и  $E_{f0} = 5 \cdot 10^8$  В/м – значения  $\lambda_e$  и  $E_f$ , характерные для слаботочного разряда [12,60]. Значение коэффициента q = 0.65 в нем найдено из условия, что, как экспериментально установлено в работе [62], при формировании на катоде пленки оксида алюминия толщиной  $H_f = 8$  нм катодное падение напряжения тлеющего разряда в гелии уменьшается с 180 В до 90 В.

Вычисленные с использованием соотношений (2.24)–(2.30) зависимости основных характеристик катодного слоя разряда при наличии на нем диэлектрической пленки толщиной  $H_f = 7$  нм и при ее отсутствии (т.е. при  $H_f = 0$ ) как

функции плотности разрядного тока j в тлеющем разряде в аргоне (p = 133 Па,  $\gamma_{i0} = 0.025$ ) приведены на Рисунках 2.9 – 2.12 [105,106].



Рисунок 2.9.

Зависимость напряженности электрического поля в диэлектрической пленке от плотности разрядного тока



Рисунок 2.10.

Зависимость эмиссионной эффективности пленки от плотности разрядного тока



Рисунок 2.11.

Зависимость эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода без диэлектрической пленки (штриховая линия) и с пленкой (сплошная линия) от плотности разрядного тока



Рисунок 2.12.

Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда в аргоне с катодом без диэлектрической пленки (штриховая линия), а также с пленкой толщиной 7 нм (сплошная линия 1) и 8 нм (сплошная линия 2). Точки – экспериментальные значения  $U_c$  Из Рисунков 2.10 и 2.11 видно, в частности, что наличие на катоде тонкой диэлектрической пленки обусловливает существенное улучшение его эмиссионных свойств, причем величины  $\delta_f$  и  $\gamma_{eff}$  растут с увеличением *j* вследствие увеличения напряженности  $E_f$  электрического поля в пленке (см. Рисунок 2.9), сопровождающегося ростом энергий электронов у ее внешней границы.

Из Рисунка 2.12, где представлена рассчитанная зависимость катодного падения напряжения разряда  $U_c$  от плотности разрядного тока j (т.е. его вольтамперная характеристика), следует, что для разряда с катодом без диэлектрической пленки имеет место согласие результатов расчета с экспериментальными данными из работы [107], подтверждающее удовлетворительную точность использованной модели катодного слоя тлеющего разряда. Наличие же тонкой диэлектрической пленки на катоде приводит к существенному снижению  $U_c$  при той же плотности разрядного тока j вследствие большего значения  $\gamma_{eff}$ . В частности, при толщине пленки, равной 7 нм, вольт–амперная характеристика разряда является намного медленнее растущей, чем в случае катода без оксидной пленки. Это должно приводить к снижению энергий бомбардирующих катод ионов и атомов рабочего газа, а следовательно, к уменьшению интенсивности его распыления в разряде и увеличению долговечности.

При большей толщине пленки (см. Рисунок 2.12) или при большей длине пробега электронов в диэлектрике между их столкновениями с фононами снижение катодного падения напряжения разряда  $U_c$ , обусловленное полевой электронной эмиссией, может быть еще более значительным. В таком случае вольт– амперная характеристика тлеющего разряда может стать падающей, а его дифференциальное сопротивление – отрицательным, что, как показано в [84-86], является условием его неустойчивости, т.е. возникновения в тлеющем разряде, так же как и в слаботочном разряде, что установлено в предыдущем разделе, колебательных процессов, наблюдавшихся в [99] при наличии на электродах диэлектрических пленок оксида алюминия толщиной порядка 10 нм.

## 2.4. Исследование влияния диэлектрической пленки на напряжение зажигания разряда в смеси аргона и паров ртути

Широко распространенным в настоящее время типом газоразрядных приборов являются дуговые осветительные лампы, в которых в качестве рабочего газа часто используется смесь аргона с фиксированной концентрацией и паров ртути, концентрация которых зависит от температуры [3,4,58,108]. При включении лампы в ней сначала возникает слаботочный разряд, а затем – тлеющий разряд, который через некоторое время переходит в дуговой разряд [1,2,53]. Уменьшение напряжения зажигания ламп приводит к снижению их энергоемкости, а также к увеличению надежности и долговечности [5,6]. Величина напряжения зажигания определяется процессами эмиссии электронов с катода и ионизации рабочего газа в разрядном объеме. В случае смеси аргон-ртуть существенный вклад в ионизацию, наряду с прямой ионизацией атомов электронами, может давать также ионизация атомов ртути при столкновениях с метастабильными возбужденными атомами аргона (реакция Пеннинга) [1,4,5,109]. Это приводит к увеличению напряжения зажигания разряда в лампах наружного применения при снижении температуры окружающей среды из-за уменьшения концентрации паров ртути в смеси, в результате чего напряжение питающей сети может стать недостаточным для их зажигания. Одним из способов снижения напряжения зажигания разряда в лампе может быть, как показано в разделе 2.2, формирование на поверхности ее металлических электродов слоя диэлектрика толщиной порядка 10 нм. В разряде на его поверхности накапливаются положительные заряды, которые создают в диэлектрике электрическое поле, достаточное для возникновения полевой эмиссии электронов из металлической подложки электрода в диэлектрик [55,90]. Часть таких электронов может преодолевать потенциальный барьер на границе пленки и выходить в разрядный объем, улучшая эмиссионные характеристики электрода.

В данном разделе сформулированная в разделе 2.2 модель слаботочного газового разряда при наличии на металлическом катоде тонкой диэлектрической пленки использована для расчета эмиссионных свойств катода и напряжения зажигания слаботочного разряда в смеси аргон-ртуть. Использовались уравнения (2.17) - (2.21) и (2.23), а вместо выражения (2.22), описывающего зависимость ионизационного коэффициента от напряженности электрического поля в разрядном промежутке и применимого для чистых инертных газов, использовалось полученное в работе [110] аналогичное выражение для смеси аргона с парами ртути. Оно является достаточно точным в широких интервалах изменения температуры T и напряженности электрического поля  $E_d$  и имеет вид:

$$\alpha(E_d)/n = A(N) \exp\left(-B(N)\sqrt{n/E_d}\right), \qquad (2.31)$$

где

$$A(N) = 0.18N^3 + 5.84N^2 + 54.45N + 209.20,$$
  
$$B(N) = 0.08N^3 + 2.50N^2 + 22.28N + 90.40, N = \ln(n_{\text{Hg}}(T)/n),$$

n и  $n_{\mathrm{Hg}}(T)$  – концентрация смеси и паров ртути в ней.

Из указанных соотношений могут быть рассчитаны характеристики слаботочного разряда в смеси аргон-ртуть, и в том числе напряжение его зажигания  $U_t = U_d + U_f$  при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки, а также при ее отсутствии (когда  $H_f = 0$  и  $\delta_f = 0$ ).

Вычисления проводились для разрядного промежутка длиной  $d = 2 \cdot 10^{-3}$  м, заполненного смесью аргона с концентрацией  $n_{\rm Ar} = 6.57 \cdot 10^{23}$  1/м<sup>3</sup>, соответствующей его давлению 2660 Па при температуре +20 С, и насыщенных паров ртути, концентрация которых быстро растет с увеличением температуры *T* (Рисунок 2.13) [110]. Предполагалось, что катод является алюминиевым без диэлектрической пленки на поверхности или с диэлектрической пленкой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной  $H_f = 15$  нм. Балластное сопротивление выбиралось таким, чтобы плотность разрядного тока имела порядок  $10^{-5}$  A/м<sup>2</sup>, т.е. разряд являлся слаботочным [111, 112].



Рисунок 2.13.

Относительное содержание паров ртути в смеси как функция температуры [110].





Эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода как функция температуры для катода с диэлектрической пленкой (сплошная линия) и без пленки (штриховая линия)



Рисунок 2.15.

Напряжение зажигания разряда как функция температуры для катода с диэлектрической пленкой (сплошная линия) и без пленки (штриховая линия). Точки – экспериментальные данные [113] для катода без пленки

Рассчитанные зависимости характеристик разряда от температуры смеси приведены на Рисунках 2.14 и 2.15. Из них следует, что в случае разряда с катодом без диэлектрической пленки при снижении температуры с +10 С до -20 С, вследствие снижения концентрации ртути, происходит уменьшение ионизационного коэффициента рабочего газа. Поэтому напряженность электрического поля в разрядном промежутке, необходимая для зажигания разряда, увеличивается, а плотность разрядного тока уменьшается. В результате, происходит возрастание напряжения на разрядном промежутке на величину около 50 В, что согласуется с экспериментальными данными [113]. При снижении же температуры ниже -20 С характеристики разряда почти не изменяются вследствие того, что содержание ртути в смеси становится пренебрежимо малым и разряд происходит в практически чистом аргоне.

В случае наличия на катоде диэлектрической пленки вклад в эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{eff}$ , наряду с ионно-электронной эмиссией, дает также полевая электронная эмиссия из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку, обусловленная существованием в

ней сильного электрического поля. В результате величина  $\gamma_{eff}$  при наличии пленки существенно превосходит ее значение для катода без пленки. Поэтому выполнение условия поддержания разряда (2.21) становится возможным при меньшей величине коэффициента ионизации рабочего газа, т.е. при меньшей напряженности электрического поля в нем, а следовательно, и при меньшем напряжении между электродами  $U_t$ . При этом, как видно из Рисунка 2.15, уменьшение  $U_t$ , обусловленное наличием полевой электронной эмиссии из подложки катода, при низких температурах имеет величину порядка 20 В, что облегчает зажигание разряда в лампе в таких условиях.

#### Выводы по Главе 2

1. Построена приближенная модель слаботочного газового разряда в плоском межэлектродном промежутке при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки. Оценена зависимость величины эффективного коэффициента электронной эмиссии катода и напряжения зажигания разряда от эмиссионной эффективности пленки, равной доле эмиттированных из подложки электронов, которые выходят из пленки в разрядный объем. Показано, что формирование тонкой оксидной пленки на катоде газоразрядного прибора может приводить к снижению минимального напряжения зажигания разряда в нем на несколько десятков вольт.

2. Сформулирована модель слаботочного (таунсендовского) газового разряда при наличии на поверхности катода тонкой диэлектрической пленки, в которой, наряду с ионно-электронной эмиссией с катода, принимается во внимание также полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием сильного электрического поля, возникающего в диэлектрике при протекании разрядного тока, их движение в пленке и выход в разрядный объем. Это позволяет учесть зависимость эмиссионной эффективности пленки от ее параметров и разрядных условий. Рассчитаны характеристики разряда как функции плотности тока и показано, что, в отличие от случая разряда с металли-

ческим катодом, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода возрастает при ее увеличении. В результате, вольт–амперная характеристика такого разряда является падающей, и это может быть причиной экспериментально наблюдавшейся его неустойчивости.

3. Сформулирована самосогласованная модель катодного слоя тлеющего разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки. Рассчитаны зависимости характеристик тлеющего разряда в аргоне с катодом, на поверхности которого находится пленка оксида алюминия, от плотности разрядного тока и показано, что полевая электронная эмиссия из металлической подложки катода в пленку может приводить к существенному увеличению эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода. В результате, вольт-амперная характеристика такого разряда, в отличие от случая разряда с металлическим катодом, является слабо растущей, что должно приводить к снижению энергий бомбардирующих катод ионов и атомов рабочего газа, а следовательно, к уменьшению интенсивности его распыления в разряде и увеличению долговечности. При достаточно большой толщине пленки или большей длине пробега электронов в диэлектрике между их столкновениями с фононами снижение катодного падения напряжения разряда, обусловленное полевой электронной эмиссией, может быть еще более значительным. В таком случае вольт-амперная характеристика тлеющего разряда может стать падающей, что также, как и в случае слаботочного разряда, может быть причиной экспериментально наблюдавшейся неустойчивости разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки.

4. Рассчитаны зависимости характеристик слаботочного разряда в смеси аргона с парами ртути, используемой в газоразрядных осветительных лампах, от температуры смеси. Показано, что, так как при ее снижении быстро уменьшается концентрация насыщенных паров ртути, обусловливающая уменьшение ионизационного коэффициента смеси, то увеличивается напряженность электрического поля в разрядном промежутке и напряжение на нем, что может затруднять зажигание разряда в лампе при ее эксплуатации в условиях низких температур. Наличие же тонкой диэлектрической пленки на поверхности катода приводит, вслед-

64

ствие существования полевой эмиссии электронов в пленку, к увеличению эффективного коэффициента электронной эмиссии катода. В результате, становится возможным возникновение разряда при меньшей величине коэффициента ионизации рабочего газа и меньшем напряжении между электродами. Это обеспечивает зажигание лампы при более низком напряжении питающей сети и делает ее более надежной при эксплуатации при низких температурах окружающей среды.

# ГЛАВА З. МОДЕЛИРОВАНИЕ УСИЛЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ПОЛЕ-ВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ КАТОДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

Когда на поверхности металлического катода находится тонкая диэлектрическая пленка, в разряде на ней накапливаются положительные ионы, создающие в диэлектрике электрическое поле, достаточное для появления полевой эмиссии электронов из металлической подложки электрода. Такие электроны двигаются в пленке под действием поля и часть из них может преодолевать потенциальный барьер на ее границе и выходить в разрядный объем, увеличивая эффективный коэффициент электронной эмиссии катода [89–91]. Это, как показано в предыдущей главе, может существенно влиять на характеристики разряда и, в частности, приводить к снижению напряжения поддержания разряда. Но в ней туннелирование электронов в пленку предполагалось происходящим лишь с уровней, не превышающих уровень Ферми металлической подложки, т.е. механизм их эмиссии считался чисто полевым, что справедливо только при низких температурах катода. В реальных же условиях, например, при перезажигании погасших осветительных ламп [109], возможна также усиленная температурой полевая эмиссия электронов в пленку, так как в таких условиях энергии части электронов в металле могут превосходить уровень Ферми [14,16,21]. Но ее влияние на эмиссионные свойства катодов с тонкими диэлектрическими пленками ранее не исследовалось.

В данной главе разработана аналитическая модель, описывающая усиленную температурой полевую эмиссию электронов из металлической подложки электрода в диэлектрическую пленку при не очень высоких значениях его температуры, а также их движение в пленке и выход из пленки в разрядный объем. Получено выражение для эмиссионной эффективности пленки в слаботочном газовом разряде и изучена ее зависимость от параметров пленки и температуры. Оценено влияние усиленной температурой полевой электронной эмиссии на напряжение зажигания разряда при температурах порядка 300-400 К. Исследована также зависимость эмиссионной эффективности пленки, эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода и характеристик разряда от толщины пленки.

### 3.1. Модель усиленной температурой полевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической пленкой

Пусть на металлическом катоде находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной  $H_f$ . При его бомбардировке ионами в разряде на внешней поверхности пленки накапливается положительный заряд, что приводит к возникновению в ней электрического поля с напряженностью  $E_f$ . Будем считать, что координата zнаправлена перпендикулярно поверхности катода, причем граница металлической подложки катода и пленки находится в плоскости z = 0, внешняя граница пленки совпадает с плоскостью  $z = H_f$ , а поверхность анода – с плоскостью  $z = H_f + d$ , где d – межэлектродное расстояние (см. Рисунок 2.1). Тогда потенциальная энергия электрона в диэлектрике, отсчитываемая от дна зоны проводимости металла, при учете силы изображения определяется выражением [14]:

$$V(z) = \varepsilon_F + (\varphi_m - \chi_d) - e\varphi(z), \qquad (3.1)$$

где  $\varphi(z) = E_f z + ke/4z$  – потенциал электрического поля в пленке,  $k = 1/4\pi\varepsilon_0\varepsilon_f$ ,  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми металла,  $\varphi_m$  – работа выхода подложки,  $\chi_d$  и  $\varepsilon_f$  – электронное сродство и высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки, *e* – величина заряда электрона,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная. Энергетическая диаграмма системы металл-диэлектрик-плазма разряда для такого случая изображена на Рисунке 3.1.

При увеличении поверхностного заряда на пленке напряженность электрического поля  $E_f$  в ней возрастает. Когда она достигает величины порядка  $10^8-10^9$  В/м, толщина потенциального барьера у поверхности металла становится достаточно малой и начинается туннелирование через него электронов, т.е. возникает полевая электронная эмиссия из металла в зону проводимости диэлектрика.



Рисунок 3.1.

Энергетическая диаграмма системы металл – диэлектрик – разряд.

При невысоких температурах катода T продольная компонента энергии  $\varepsilon_z$ значительной доли электронов в металлической подложке катода не превосходит энергии Ферми  $\varepsilon_F$ , а число электронов с энергией, превосходящей  $\varepsilon_F$ , быстро убывает с ее увеличением [14]. Ширина же потенциального барьера  $H_t$  для электрона, как видно из Рисунка 3.1, возрастает с уменьшением его энергии, а следовательно вероятность туннелирования электрона быстро убывает при уменьшении  $\varepsilon_z$ . Поэтому основной вклад в эмиссию из металла в диэлектрик вносят электроны с энергиями вблизи уровня Ферми, для которых ширина барьера  $H_t$  может быть найдена из выражения (3.1) при подстановке в него значений  $z = H_t$  и

$$V(H_t) = \varepsilon_F, \quad \text{что} \quad \text{дает} \quad H_t = \left( \left( \phi_m - \chi_d \right) / 2E_f \right) \left( 1 + \sqrt{1 - y_0^2} \right), \quad \text{где}$$
$$y_0 = c \sqrt{E_f / \varepsilon_f} / (\phi_m - \chi_d), \ c = 3.795 \cdot 10^{-5} \text{ эB} \cdot \text{м}^{1/2} / \text{B}^{1/2}.$$

В этом случае распределение плотности потока туннелировавших в диэлектрик электронов по  $\varepsilon_z$  при  $z = H_t$  определяется выражением [14]:

$$f_t(\varepsilon_z) = \frac{4\pi m^* k_b T}{h^3} \exp\left(-d + \frac{\varepsilon_z - \varepsilon_F}{\varepsilon_d}\right) \ln\left[1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_z - \varepsilon_F}{k_b T}\right)\right],$$
(3.2)

где 
$$d = \left(4\sqrt{2m^*}/3\hbar eE_f\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \hbar eE_f/2\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}, \ m^* - M_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0), \ \varepsilon_d = \frac{1}{2} \left(4\sqrt{2m^*(\phi_m - \chi_d)t(y_0)}\right) (\phi_m - \chi_d)^{3/2} v(y_0))$$

эффективная масса электрона в диэлектрике ,  $k_b$  – постоянная Больцмана,  $\hbar = h/2\pi$ , h – постоянная Планка, причем, как показано в [92], можно считать, что  $v^2(y_0) = 1 - y_0^2 + (1/3) y_0^2 \ln y_0$ ,  $t^2(y_0) = 1 + (1/9) y_0^2 (1 - \ln y_0)$ .

На границе металл-диэлектрик обычно существует некоторый рельеф, вблизи вершин которого происходит увеличение напряженности электрического поля, характеризующееся коэффициентом усиления поля  $\beta$  [45-48], а плотность эмиссионного тока, как следует из (3.2), экспоненциально зависит от  $E_f$ . Поэтому можно считать, что усиленная температурой полевая электронная эмиссия в пленку происходит лишь с некоторой доли поверхности  $s_f$  вблизи вершин рельефа, причем  $E_f = \beta U_f / \varepsilon_f H_f$ , где  $U_f$  – падение напряжения на пленке.

Следовательно, макроскопическая (средняя по поверхности электрода) плотность тока усиленной температурой полевой электронной эмиссии из подложки электрода в пленку определяется соотношением

$$j_f(H_t) = es_f \int_{0}^{\varepsilon_F + \varphi_m} f_t(\varepsilon_z) d\varepsilon_z, \qquad (3.3)$$

подстановка в которое выражения (3.2) дает

$$j_f(H_t) = es_f \frac{4\pi m^* k_b T}{h^3} \int_0^{\varepsilon_F + \varphi_m} \exp\left(-d + \frac{\varepsilon_z - \varepsilon_F}{\varepsilon_d}\right) \ln\left[1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_z - \varepsilon_F}{k_b T}\right)\right] d\varepsilon_z . \quad (3.4)$$

Из (3.4) видно, что в подинтегральном выражении первый сомножитель мал при  $\varepsilon_z \ll \varepsilon_F - \varepsilon_d$ , а второй – при  $\varepsilon_z \gg \varepsilon_F + k_b T$ . Поэтому, с учетом того, что  $\varepsilon_F \gg \varepsilon_d$  и  $\varepsilon_F \gg k_b T$ , вклад в эмиссионный ток дают лишь электроны с энергиями  $\varepsilon_z$  вблизи  $\varepsilon_F$  и пределы интегрирования в интеграле без потери точности можно взять равными  $-\infty$  и  $+\infty$  [14]. Выполняя после этого в интеграле замену переменной интегрирования  $t = \exp((\varepsilon_z - \varepsilon_F)/k_b T)$  и производя интегрирование по частям, можно получить:

$$j_f(H_t) = es_f \frac{4\pi m^* k_b T \varepsilon_d}{h^3} \exp\left(-d\right) \int_0^\infty \frac{t^{k_b T/\varepsilon_d - 1}}{t+1} dt.$$
(3.5)

Используя затем справедливый при  $k_b T < \varepsilon_d$  табличный интеграл [114]:

$$\int_{0}^{\infty} \frac{t^{k_b T/\varepsilon_d - 1}}{t + 1} dt = \frac{\pi}{\sin\left(\pi k_b T/\varepsilon_d\right)},$$
(3.6)

его можно привести к виду:

$$j_{f}(H_{t}) = \frac{as_{f}E_{f}^{2}}{t^{2}(y_{0})(\varphi_{m} - \chi_{d})} \exp\left(-\frac{bv(y_{0})(m^{*}/m)^{1/2}}{E_{f}}(\varphi_{m} - \chi_{d})^{3/2}\right) \frac{\pi k_{b}T/\varepsilon_{d}}{\sin(\pi k_{b}T/\varepsilon_{d})}, \quad (3.7)$$

где  $a = 1.54 \times 10^{-6} \text{ A} \cdot 3 \text{ B} / \text{ B}^2$ ,  $b = 6.831 \cdot 10^9 \text{ B} / (\text{M} \cdot 3 \text{ B}^{3/2})$ , m – масса электрона в вакууме. Последний множитель в этом выражении учитывает влияние на эмиссионный ток из подложки катода в пленку при температуре  $T < \varepsilon_d / k_b$  электронов, энергия которых в металле превышает уровень Ферми [14]. В предельном случае  $T \rightarrow 0$  из (3.7) следует формула Фаулера-Нордгейма (2.17) [24], описывающая плотность эмиссионного тока в случае, когда все электроны туннелируют в пленку с уровней, не превышающих уровень Ферми металла, т.е. механизм эмиссии является чисто полевым.

Эмиттированные в зону проводимости пленки электроны ускоряются электрическим полем в направлении ее внешней границы и тормозятся при рассеянии на фононах [12,13,24]. При этом функция распределения  $f_e(z,\varepsilon_z)$  их потока по энергии  $\varepsilon_z$  определяется одномерным кинетическим уравнением, решение которого имеет вид [24]:

$$f_e(z,\varepsilon_z) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \left( z, \varepsilon_z - e\varphi(z) + n\Delta\varepsilon \right),$$
(3.8)

где

$$f_n(z,\varepsilon_z - e\varphi(z) + n\Delta\varepsilon) = f_t(\varepsilon_z - e\varphi(z) + n\Delta\varepsilon) \Big( (z - H_t)^n / n! \lambda_e^n \Big) \exp(-(z - H_t) / \lambda_e)$$
(3.9)

есть энергетическое распределение электронов, претерпевших в пленке n столкновений с фононами до точки с координатой  $z > H_t$ ,  $\Delta \varepsilon$  – энергия, теряемая электроном при каждом столкновении с фононом, λ<sub>e</sub> – средняя длина пробега электрона вдоль оси *z* между столкновениями.

Интегрирование выражения (3.8) по  $\varepsilon_z$  при  $z = H_f$  дает, что  $j_f(H_f) = j_f(H_t)$  [24], так как в стационарном режиме разряда макроскопические плотности тока полевой электронной эмиссии в пленке у ее внутренней и внешней границ совпадают.

Плотность же тока электронов, выходящих из пленки в разрядный объем, определяется выражением [24]:

$$j_e(H_f) = e s_f \sum_{n=0}^{\infty} \int_{\varepsilon_{\min}^{\text{out}}}^{\varepsilon_{n\max}} f_n \Big( H_f, \varepsilon_z - e\varphi(H_f) + n\Delta\varepsilon \Big) d\varepsilon_z , \qquad (3.10)$$

где  $\varepsilon_{n \max} = \varepsilon_F + \varphi_m + e\varphi(H_f) - n\Delta\varepsilon$ ,  $\varepsilon_{\min}^{\text{out}} = \varepsilon_F + \varphi_m$ .

При этом из соотношений (3.9) и (3.10) следует

$$j_e(H_f) = \exp\left(-\left(H_f - H_t\right)/\lambda_e\right) \sum_{n=0}^{\infty} j_{en}\left(H_f\right) \left(\left(H_f - H_t\right)^n / n! \lambda_e^n\right), \quad (3.11)$$

где

$$j_{en}(H_f) = \int_{\varepsilon_{\min}^{\text{out}}}^{\varepsilon_{n\max}} f_n \Big( H_f, \varepsilon_z - e\varphi(H_f) + n\Delta\varepsilon \Big) d\varepsilon_z.$$
(3.12)

Подстановка в (3.12) выражений (3.9) и (3.2) и переход в интеграле к новой переменной интегрирования  $u = \varepsilon_z - e\varphi(H_f) + n\Delta\varepsilon$  с учетом того, что  $\varepsilon_F \gg \varepsilon_d$ , дает

$$j_{en}(H_f) = es_f \frac{4\pi m^* k_b T}{h^3} \exp\left(-d\right) \int_{\varepsilon_F - \varepsilon_{en}}^{\infty} \exp\left(\frac{u - \varepsilon_F}{\varepsilon_d}\right) \ln\left[1 + \exp\left(-\frac{u - \varepsilon_F}{k_b T}\right)\right] du, \quad (3.13)$$

где  $\varepsilon_{en} = e \varphi(H_f) - n \Delta \varepsilon - \varphi_m$ .

Выполняя после этого в интеграле замену переменной интегрирования  $t = \exp((u - \varepsilon_F)/k_bT)$ , производя в нем интегрирование по частям и используя табличный интеграл (3.6), можно получить:

$$j_{en}(H_f) = j_f(H_f) \left( 1 - r(\varepsilon_{en}, T) \right), \tag{3.14}$$

где

$$r(\varepsilon_{en}) = \frac{\sin(\pi k_b T/\varepsilon_d)}{\pi} \left[ \exp\left(-\frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right) \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right)\right) + I(\varepsilon_{en}) \right],$$
$$I(\varepsilon_{en}) = \int_{0}^{t_m(\varepsilon_{en})} \frac{t^{k_b T/\varepsilon_d - 1}}{t + 1} dt, \ t_m(\varepsilon_{en}) = \exp(-\varepsilon_{en} / kT), \ \varepsilon_{en} = e \varphi(H_f) - \varphi_m - n\Delta\varepsilon$$

Не вычисляющийся аналитически интеграл  $I(\varepsilon_{en})$  в выражении для  $r(\varepsilon_{en})$  можно представить в виде сходящегося ряда, удобного для проведения численных расчетов:

$$I\left(\varepsilon_{en}\right) = \begin{cases} \frac{\varepsilon_d}{k_b T} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right) \left[1 + \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^i \frac{1}{1 + i\varepsilon_d / k_b T} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{en}}{k_b T} i\right)\right] & \text{при } \varepsilon_{en} \ge 0, \\ \frac{\pi}{\frac{1}{1 + i\varepsilon_d - 1}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_d}\right) \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{(1 + 1)^i (1 + 1)^i} \exp\left(\frac{\varepsilon_{en}}{\varepsilon_{en}} (i+1)\right) & \text{при } \varepsilon_{en} < 0. \end{cases}$$

$$\left[\frac{\sin(\pi k_b T/\varepsilon_d)}{\sin(\pi k_b T/\varepsilon_d)}\right]^{-CAP} \left[-\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_d}\right]_{i=0}^{2} \frac{1}{(i+1-kT_b/\varepsilon_d)} \exp\left(\frac{1}{k_b T}(i+1)\right) \exp\left(\frac{1}{(i+1)}\right)$$
(3.15)

Следовательно, плотность тока электронов, выходящих из пленки в разрядный объем, согласно (3.11) определяется выражением [115]:

$$j_e(H_f) = j_f(H_f) \exp(-H_0/\lambda_e) \sum_{n=0}^{\infty} (1 - r(\varepsilon_{en}, T)) (H_0^n/n! \lambda_e^n), \qquad (3.16)$$

где  $H_0 = H_f - H_t$ .

Из (3.16) следует, что эмиссионная эффективность пленки, равная доле эмиттированных в пленку электронов, которые выходят из нее в разряд и вносят вклад в эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода, равна

$$\delta_f = \frac{j_e(H_f)}{j_f(H_f)} = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} r(\varepsilon_{en}).$$
(3.17)

В предельном случае  $\varepsilon_{en} > 0$ ,  $T \rightarrow 0$  выражение (3.17) совпадает с выражением (2.19) для эмиссионной эффективности пленки при низкой температуре, полученным в [24] при учете только полевой эмиссии электронов из металла в ди-электрик.
### 3.2. Расчет эмиссионной эффективности диэлектрической пленки и напряжения зажигания слаботочного разряда при повышенной температуре катода

В газовом разряде существенная часть электронов, эмиттируемых с поверхности катода, возвращается к нему вследствие рассеяния на атомах рабочего газа и поглощается его поверхностью, а в разрядный объем уходит лишь их доля  $f_{es}$ . Поэтому можно считать, что реальная эмиссионная эффективность пленки в разряде равна  $\delta_{fe} = f_{es} \delta_f$ , где  $f_{es} = 1/(1 + \overline{\nu}/4w_e)$  [2, 39],  $\overline{\nu}$  – средняя скорость эмиттируемых катодом электронов,  $w_e$  – дрейфовая скорость электронов в газе, а эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода определяется выражением [13,24]:

$$\gamma_{\rm eff} = \left( f_{es} \gamma_i + \delta_{fe} \right) / \left( 1 - \delta_{fe} \right). \tag{3.18}$$

Условие же существования слаботочного разряда в плоском межэлектродном промежутке длины *d* имеет вид [1, 2]:

$$\alpha(E_d)d = \ln(1+1/\gamma_{\rm eff}), \qquad (3.19)$$

где  $E_d = U_d/d$ ,  $U_d$  – падение напряжения на разрядном промежутке,  $\alpha(E_d)$  – ионизационный коэффициент рабочего газа, равный среднему числу ионизаций его атомов электроном на единице длины разряда, который задается соотношением (1.3) [1, 2]:

$$\alpha(E_d) = Cp \exp\left(-D\sqrt{p/E_d}\right), \qquad (3.20)$$

где *С* и *D* – постоянные, зависящие от рода газа (см. Таблицу 1), *p* – его давление.

Напряженность электрического поля в пленке может быть найдена из условия равенства макроскопической плотности тока в ней и плотности разрядного тока  $j_f(H_t) = j$ , а величина j определяется уравнением разрядной цепи:

$$U_d + U_f + RSj = U_0, (3.21)$$

где S – площадь поверхности катода, занятая разрядом,  $U_0$  – приложенное внешнее напряжение, R – балластное сопротивление, величина которого выбирается достаточно большой, чтобы обеспечить малую плотность разрядного тока, при которой разряд является слаботочным [1].

Соотношения (3.7) и (3.17)–(3.21) определяют характеристики слаботочного разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки с учетом зависимости ее эмиссионной эффективности от разрядных условий и температуры.

Вычисления проводились для разряда в аргоне с алюминиевым катодом, на котором находилась диэлектрическая пленка Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной  $H_f = 10$  нм. Концентрация аргона *n* считалась равной 9.66 · 10<sup>22</sup> 1/м<sup>3</sup>, что соответствует его давлению p = 400 Па при T = 300 К. Использовались следующие значения параметров [1,12,24]: C = 22.0 1/м·Па, D = 23.1 (В / (м·Па))<sup>1/2</sup>,  $m^* = m$ ,  $\varphi_m = 4$  эВ,  $\chi_d = 2$  эВ,  $\varepsilon_f = 3$ ,  $\beta = 3.8$ ,  $\Delta \varepsilon = 0.125$  эВ,  $\lambda_e = 0.3$  нм,  $s_f = 10^{-3}$ ,  $\gamma_i = 0.03$ .



Рисунок 3.2.

Зависимость эмиссионной эффективности диэлектрической пленки от напряженности электрического поля в ней при трех значениях температуры T: 240 K (1), 300 K (2), 360 K (3)

На Рисунке 3.2 приведена зависимость эмиссионной эффективности пленки  $\delta_f$  от напряженности электрического поля  $E_f$  в ней, найденная из соотношения

(3.17) при трех значениях температуры катода в интервале значений  $E_f$ , при которых выполняется условие  $k_bT < \varepsilon_d$ . Видно, что при увеличении  $E_f$  происходит быстрый рост  $\delta_f$  вследствие того, что все больше электронов, ускоряясь в пленке полем, имеют у ее внешней границы энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера и выхода в разряд. При  $E_f > 1 \cdot 10^9$  В/м такие энергии имеют практически все электроны и эмиссионная эффективность пленки достигает максимального значения, равного единице. Возрастание температуры катода в интервале 240–360 К, соответствующее небольшому возрастанию энергии части электронов в металле, а следовательно, и в пленке, приводит к заметному увеличению эмиссионной эффективности пленки при ее малых значениях, т.е. при  $E_f < 0.7 \cdot 10^9$  В/м. В результате увеличения  $\delta_f$ , а следовательно, и эмиссионной эффективности пленки в разряде  $\delta_{fe}$ , увеличивается также и эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{eff}$ , что должно приводить к снижению напряжения зажигания разряда  $U_t = U_d + U_f$ .

Рассчитанные зависимости  $\gamma_{eff}$  и  $U_t$  от величины *nd* для катода без пленки и с пленкой при трех значениях температуры изображены на Рисунках 3.3 и 3.4.



Зависимости эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода от *nd* в слаботочном разряде катода без диэлектрической пленки (штриховая линия) и с пленкой (сплошные линии). Обозначения те же, что на Рисунке 3.2



Рисунок 3.4.

Зависимости напряжения зажигания разряда  $U_t$  от *nd* в слаботочном разряде (кривые Пашена) для катода без диэлектрической пленки (штриховая линия) и с пленкой (сплошные линии). Точки – экспериментальные значения  $U_t$  для катода

без пленки [66]. Обозначения те же, что на Рисунке 3.2

Из Рисунка 3.4 видно, в частности, что результаты расчета для разряда с катодом без поверхностной диэлектрической пленки (т.е. при  $\delta_f = 0$ ) согласуются с экспериментальными данными работы [66], что подтверждает удовлетворительную точность используемой модели разряда. Из рисунков также следует, что увеличение межэлектродного расстояния *d* приводит, вследствие уменьшения значения  $E_d$ , к снижению эмиссионной эффективности пленки в разряде  $\delta_{fe}$  и эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{eff}$ . При этом возрастание температуры катода с 240 К до 360 К обусловливает заметное увеличение  $\gamma_{eff}$ , а следовательно и уменьшение напряжения зажигания разряда  $U_t$  на величину около 20 В вследствие усиления термополевой электронной эмиссии.

Таким образом, уже при температуре, менее чем на 100 К превышающей комнатную, может происходить заметное улучшение эмиссионных свойств катода и снижение напряжения зажигания таунсендовского разряда, обусловленное вкладом механизма усиленной температурой полевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку. Этот фактор нужно принимать во внима-

ние, например, при моделировании процесса перезажигания газоразрядных приборов на этапе их остывания после погасания, обусловленного кратковременным снижением напряжения в питающей цепи.

# 3.3. Исследование влияния толщины диэлектрической пленки на эмиссионную эффективность катода и характеристики разряда

Улучшение эмиссионных свойств катода с диэлектрической пленкой, как показано в предыдущих разделах, зависит от эмиссионной эффективности пленки  $\delta_f$ , равной доле электронов, эмиттированных из металлической подложки в ее зону проводимости, которые преодолевают барьер на ее внешней границе и выходят в разряд. Величина эмиссионной эффективности определяется процессами ускорения электронов в пленке существующим в ней электрическим полем и их торможения при рассеянии на фононах, поэтому она должна зависеть, кроме значений параметров пленки, также от ее толщины. Однако эта зависимость до настоящего времени исследована недостаточно. В [62, 116] экспериментально показано, что при малой толщине оксида  $H_f$  около 10 нм значение  $\delta_f$  возрастает с ее увеличением, а в [61, 117] установлено, что для более толстых пленок  $\delta_f$  достигает максимума при некотором значении  $H_f$  и при дальнейшем его увеличении убывает. Теоретические же расчеты зависимости  $\delta_f(H_f)$  до настоящего времени не проводились.

В данном разделе рассчитана зависимость эмиссионной эффективности диэлектрической пленки на поверхности катода и характеристик слаботочного разряда от ее толщины, а также проведено сравнение результатов с экспериментальными данными.

Пусть на катоде газоразрядного прибора находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной  $H_f$ , на поверхности которой в разряде накапливается положительный заряд, в результате чего в ней возникает электрическое поле с напряжен-

ностью  $E_f$ . При этом потенциальная энергия электрона в диэлектрике, отсчитываемая от дна зоны проводимости металла, определяется выражением (3.1). Если толщина пленки достаточно мала, т.е.  $H_f < H_{f0} \sim 10$  нм, то концентрация объемного заряда в ней низкая [118,119], а поле является однородным, т.е. величина  $E_f$ почти не зависит от z и  $E_f = E_{f0}$ . В случае же  $H_f > H_{f0}$  приближенно можно считать, что в прилегающей к подложке части пленки толщиной  $H_{f0}$  напряженность поля остается равной  $E_{f0}$ , а в остальной ее части, вследствие накопления объемного заряда, величина  $E_f$  уменьшается и равна  $sE_{f0}$ , где s < 1[101,116,120,121]. Следовательно, при учете силы изображения распределение электрического потенциала в пленке имеет вид:

$$\varphi(z) = \begin{cases} E_{f0}z + ke/4z, & 0 \le z \le H_{f0}, \\ E_{f0} \Big[ (1-s)H_{f0} + sz + ke/4z \Big], & H_{f0} \le z \le H_{f}. \end{cases}$$
(3.22)

Энергетическая диаграмма системы металл-диэлектрик-разряд для такого случая представлена на Рисунке 3.5.





Энергетическая диаграмма системы металл–диэлектрик–разряд при  $H_f > H_{f0}$ 

При невысоких температурах катода *T* основной вклад в усиленную температурой полевую эмиссию из металла в диэлектрик вносят электроны с энергиями

вблизи уровня Ферми, причем она происходит лишь с некоторой доли поверхности  $s_f$  вблизи вершин рельефа [14,62]. Поэтому при расчете эмиссии электронов в пленку напряженность электрического поля в ней вблизи поверхности подложки можно считать равной  $E_{f0} = \beta U_f / \varepsilon_f H_{fe}$ , где  $U_f = e\varphi(H_f)$  – падение напряжения на пленке, а  $H_{fe} = H_f$  при  $H_f \leq H_{f0}$  и  $H_{fe} = H_{f0} + s(H_f - H_{f0})$  при  $H_f > H_{f0}$ .

Макроскопическая плотность тока усиленной температурой полевой эмиссии в пленку может быть найдена в таком случае из формулы (3.7), а эмиссионная эффективность пленки – из (3.17).

Характеристики слаботочного разряда с таким катодом определяются системой уравнений (2.6), (2.18), (2.21), (3.7), (3.17), (3.18), (3.19), (3.21), (3.22), решение которой может быть найдено итерационным методом.

Расчеты проводились для разряда в гелии с алюминиевым катодом при наличии на его поверхности диэлектрической пленки оксида алюминия [122,123]. Толщина  $H_f$  пленки изменялась в интервале 10–100 нм, поскольку, как показано в [61], в разряде не происходит пробой таких пленок, обусловленный образованием в них электронных лавин. Использовались следующие значения параметров [1,12,24,59-62]: p = 2660 Па,  $pd = 25 \text{ Па} \cdot \text{м}$ ,  $A = 9.0 (1 / \text{м} \cdot \text{Па})$  и  $B = 135 \text{ B} / (\text{м} \cdot \text{Па})$ ,  $m^* = m$ ,  $\varphi_m = 4$  эВ,  $\chi_d = 2$  эВ,  $\varepsilon_f = 3$ ,  $\beta = 3.8$ ,  $\Delta \varepsilon = 0.125$  эВ,  $\lambda_e = 0.3 \text{ нм}$ ,  $s_f = 10^{-3}$ ,  $\gamma_i = 0.15$ ,  $U_0 = 220 \text{ B}$ ,  $H_{f0} = 20 \text{ нм}$ , s = 0.7. Вычисления показывают, что при плотности разрядного тока  $j = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ A/M}^2$  стационарный режим такого разряда достигается при  $E_f \approx 5 \cdot 10^8 \text{ B/м}$ .



Рисунок 3.6.

Зависимость эмиссионной эффективности диэлектрической пленки в разряде от ее толщины

На Рисунке 3.6 изображена рассчитанная величина эмиссионной эффективности пленки  $\delta_{fe}$  как функция ее толщины  $H_f$  при температуре катода T = 300 К. Из него следует, что в рассматриваемых условиях при толщине пленки, меньшей 8 нм, эмиссионная эффективность пленки близка к нулю, так как в этом случае энергии практически всех электронов у внешней границы пленки не превосходят высоты потенциального барьера  $\chi_d$  и полевая эмиссия не вносит вклада в эффективный коэффициент электронной эмиссии катода, т.е.  $\gamma_{eff} = \gamma_i$ . При  $H_f > 8$  нм увеличение  $H_f$  до значения  $H_{f0}$  сопровождается ростом эмиссионной эффективности пленки вследствие возрастания энергии электронов у ее внешней границы. Это обусловлено тем, что, как следует из (3.22), при  $H_f < H_{f0}$  распределение напряженности электрического поля в пленке является однородным, т.е. во всем ее объеме она имеет максимальное значение  $E_{f0}$ . Поэтому при движении электрона в пленке увеличении его энергии вследствие ускорения электрическим полем превосходит ее потерю из-за столкновений с фононами. В результате, при увеличении  $H_f$  возрастает доля электронов с энергиями, достаточными для вы-

хода из пленки, что обусловливает увеличение значения  $\delta_{fe}$ . В случае же  $H_f > H_{f0}$ , при движении электронов в пленке на участке  $H_0 < z < H_{f0}$  происходит увеличение их энергии, а на участке  $H_{f0} < z < H_f$  она убывает вследствие меньшей величины напряженности поля. Поэтому число электронов с энергией, превосходящей  $\chi_d$ , у внешней границы пленки снижается по сравнению со случаем, когда  $H_f = H_{f0}$ , что приводит к уменьшению величины  $\delta_{fe}$ . В результате, рассчитанные зависимости эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{eff}$  и падения напряжения на разрядном промежутке  $U_d$  от толщины пленки  $H_f$ , которые приведены на Рисунках 3.7 и 3.8, также являются не-





Зависимость эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода от толщины диэлектрической пленки. Сплошная линия – результаты расчета, штриховая – экспериментальные данные [61]



Зависимость напряжения зажигания разряда от толщины диэлектрической пленки. Сплошная линия – результаты расчета, штриховая – экспериментальные данные [61]

Видно, что при использованных значениях параметров  $H_{f0}$  и *s* имеет место согласие результатов расчета с экспериментальными значениями  $\gamma_{eff}$  и  $U_d$ , найденными в работе [61], подтверждающее удовлетворительную точность предложенной модели. При этом более высокая, чем расчетная, экспериментальная величина  $U_d$  при малых значениях  $H_f$  может быть следствием того, что при уменьшении толщины пленки она перестает быть сплошной и коэффициент ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_i$ , усредненный по его поверхности, снижается.



Рисунок 3.9.

Зависимость напряжения зажигания разряда от толщины диэлектрической пленки при трех значениях температуры *T* : 300 К (1), 360 К (2), 380 К (3)

Найденная зависимость  $U_d(H_f)$  при различных величинах температуры катода T изображена на Рисунке 3.9. Из него следует, что увеличение температуры приводит к заметному снижению напряжения поддержания разряда вследствие усиления температурой полевой электронной эмиссии из подложки катода, но его зависимость от толщины пленки остается немонотонной.

Таким образом, наблюдаемая экспериментально немонотонная зависимость эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода в разряде и напряжения зажигания разряда от толщины диэлектрической пленки на поверхности катода может быть объяснена неоднородностью распределения электрического поля в пленке, обусловленной накоплением объемного заряда вблизи ее внешней границы.

#### Выводы по Главе 3

1. Разработана аналитическая модель, описывающая усиленную температурой полевую эмиссию электронов из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку, а также их движение в пленке и выход из пленки в разрядный объем, при не очень высоких значениях его температуры из интервала 200–400 К. Получено выражение для эмиссионной эффективности пленки и изучена ее зависимость от напряженности электрического поля в пленке и температуры. Установлено, что возрастание температуры катода в интервале 240–360 К, соответствующее небольшому возрастанию энергии части электронов в металле, а следовательно, и в пленке, приводит к заметному увеличению эмиссионной эффективности пленки при ее малых значениях, характерных для катодов газоразрядных приборов.

2. Изучено влияние температуры на эффективный коэффициент ионноэлектронной эмиссии катода с диэлектрической пленкой в слаботочном разряде и на напряжение его зажигания. Показано, что уже при температуре, менее чем на 100 К превышающей комнатную, может происходить заметное улучшение эмиссионных свойств катода с диэлектрической пленкой толщиной порядка 10 нм и снижение напряжения зажигания разряда на величину около 20 В, обусловленное вкладом механизма усиления температурой полевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку. Этот фактор нужно принимать во внимание, например, при моделировании процесса перезажигания газоразрядных приборов на этапе их остывания после погасания, обусловленного кратковременным снижением напряжения в питающей цепи.

3. Сформулирована модель слаботочного газового разряда при наличии на поверхности катода диэлектрической пленки толщиной 10-100 нм. Рассчитана эмиссионная эффективность пленки и характеристики разряда как функции ее толщины. Показано, что наблюдаемая экспериментально немонотонная зависимость эффективного коэффициента электронной эмиссии катода и напряжения зажигания разряда от толщины пленки может быть объяснена неоднородностью распределения электрического поля в ней.

## ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОПОЛЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ КАТОДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

В приборах дугового разряда, таких как осветительные лампы, после их включения происходит пробой рабочего газа в межэлектродном промежутке и зажигается тлеющий разряд, в котором основным механизмом эмиссии с металлического катода электронов, необходимых для поддержания разряда, является ионно-электронная эмиссия. Через некоторое время температура катода в результате его нагрева потоком тепла, поступающего из разряда, достигает значений, при которых возможна термическая электронная эмиссия, и разряд переходит в дуговой. Переход тлеющего разряда в дуговой облегчается при наличии на катоде оксидных пленок. Поэтому в состав электродов дуговых ламп часто включают оксиды металлов, являющиеся диэлектриками, в результате чего на их рабочей поверхности могут формироваться тонкие диэлектрические пленки. При протекании разрядного тока на пленке накапливается положительный заряд, что приводит к возникновению в ней сильного электрического поля, обусловливающего существование полевой эмиссии электронов из металлической подложки катода в пленку. Некоторая доля таких электронов может выходить из пленки в разрядный объем. что приводит к увеличению эффективного коэффициента ионноэлектронной эмиссии катода, возрастанию разрядного тока и более быстрому его разогреву. В процессе нагрева катода полевая эмиссия из подложки катода в диэлектрическую пленку должна последовательно переходить в усиленную температурой полевую, термополевую, а затем в термическую. Предложенная в предыдущей главе модель усиленной температурой полевой электронной эмиссии из катода с диэлектрической пленкой применима только при невысоких температурах порядка 300-400 К, когда вклад термополевого механизма электронной эмиссии мал.

В данной главе сформулирована численная модель термополевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической пленкой, позволяющая рассчитать зависимость его эмиссионных характеристик от температуры в более широком интервале ее изменения.

# 4.1. Модель термополевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической пленкой

Пусть на плоском металлическом катоде газоразрядного прибора находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной  $H_f$  порядка 10 нм. При его бомбардировке ионами в разряде на внешней поверхности пленки происходит накопление положительного заряда, генерирующего в пленке электрическое поле с напряженностью  $E_f$ . Будем считать, что координата z направлена перпендикулярно поверхности катода, причем граница металлической подложки катода и пленки находится в плоскости z=0, а внешняя граница пленки совпадает с плоскостью  $z = H_f$ . Тогда потенциальная энергия электрона в диэлектрике, отсчитываемая от дна зоны проводимости металла, при учете силы изображения определяется выражением [14,16]:

$$V(z) = \varepsilon_F + (\varphi_m - \chi_d) - e\varphi(z), \qquad (4.1)$$

где  $\varphi(z) = E_f z + ke/4z$  – потенциал электрического поля в пленке,  $k = 1/4\pi\varepsilon_0\varepsilon_f$ ,  $\varepsilon_F$  и  $\varphi_m$  – энергия Ферми и работа выхода подложки,  $\chi_d$  и  $\varepsilon_f$  – электронное сродство и высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки, e – величина заряда электрона,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная. Следовательно, у поверхности металла существует потенциальный барьер, максимальная высота которого  $\varepsilon_m = \varepsilon_F + \varphi_m - \chi_d - \sqrt{ke^3E_f}$  достигается в точке  $z_m = \sqrt{ke/4E_f} << H_f$ . Энергетическая диаграмма системы металл – диэлектрик – разряд изображена на Рисунке 4.1.



Рисунок 4.1.

Энергетическая диаграмма системы металл – диэлектрик – разряд

При увеличении плотности поверхностного заряда на пленке напряженность электрического поля  $E_f$  в ней возрастает. Когда она достигает величины порядка  $10^8-10^9$  В/м, ширина потенциального барьера становится достаточно малой и начинается туннелирование через него электронов, т.е. возникает термополевая электронная эмиссия из металла в зону проводимости диэлектрика. При этом распределение эмиттированных в пленку электронов по продольной компоненте их энергии  $\varepsilon_z$  определяется выражением [14,16,124]:

$$f_t(\varepsilon_z) = N(\varepsilon_z, T)D(\varepsilon_z, E_f), \qquad (4.2)$$

в котором  $N(\varepsilon_z, T)$  и  $D(\varepsilon_z, E_f)$  – функция распределения по  $\varepsilon_z$  туннелирующих электронов и коэффициент проницаемости барьера, которые задаются выражениями:

$$N(\varepsilon_{z},T) = \frac{4\pi m^{*} k_{b} T}{h^{3}} \ln \left[ 1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_{z} - \varepsilon_{F}}{k_{b} T}\right) \right],$$
$$D(\varepsilon_{z}, E_{f}) = \begin{cases} \left(1 + Q(\varepsilon_{z}, E_{f})\right)^{-1} \text{ при } \varepsilon_{z} < \varepsilon_{l},\\ 1, & \text{при } \varepsilon_{z} > \varepsilon_{l}, \end{cases}$$

где

$$Q(\varepsilon_{z}, E_{f}) = \exp\left[\frac{8\sqrt{2}\pi}{3h}\left(\frac{k^{3}e^{5}(m^{*})^{2}}{E_{f}}\right)^{1/4}\frac{v(y)}{y^{3/2}}\right], \ \varepsilon_{l} = \varepsilon_{F} + \varphi_{m} - \chi_{d} - \sqrt{ke^{3}E_{f}/2},$$

 $y = \sqrt{ke^3 E_f} / (\varepsilon_F + \phi_m - \chi_d - \varepsilon_z), v(y) - функция, выражающаяся через эллиптиче$  $ские интегралы, <math>m^*$  - эффективная масса электрона в диэлектрике, T – температура,  $k_b$  – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка.

Функция  $f_t(\varepsilon_z)$  имеет максимум при ее некотором значении  $\varepsilon_z = \varepsilon_{z \max}$  из интервала от  $\varepsilon_F$  до  $\varepsilon_F + \varphi_m$ . Поэтому основной вклад в термополевую эмиссию из металла в диэлектрик вносят электроны с энергиями вблизи  $\varepsilon_{z \max}$  [17,19], для которых ширина барьера  $H_t$  может быть найдена из выражения (4.1) при подстановке в него значений  $z = H_t$  и  $V(H_t) = \varepsilon_{z \max}$ , что дает:

$$H_{t} = \begin{cases} \left( \left( \varepsilon_{F} + \varphi_{m} - \chi_{d} - \varepsilon_{z \max} \right) / 2eE_{f} \right) \left( 1 + \sqrt{1 - y_{m}^{2}} \right) & \text{при} \quad 0 < \varepsilon_{z \max} < \varepsilon_{m}, \\ 0, & \text{при} \quad \varepsilon_{z \max} > \varepsilon_{m}, \end{cases}$$
(4.3)

где  $y_m = \sqrt{ke^3 E_f} / (\varepsilon_F + \varphi_m - \chi_d - \varepsilon_{z \max}).$ 

На границе металл-диэлектрик обычно существует некоторый рельеф, на вершинах которого происходит увеличение напряженности электрического поля, характеризующееся коэффициентом усиления поля  $\beta$  [45-48]. Так как согласно (4.2) плотность эмиссионного тока экспоненциально зависит от  $E_f$ , можно считать, что полевая электронная эмиссия происходит лишь с некоторой малой доли поверхности  $s_f$  вблизи вершин рельефа. Для диэлектрических оксидных пленок нанометровой толщины характерные поперечные размеры элементов рельефа обычно намного превосходят толщину пленки [60]. Поэтому распределение напряженности в пленке по ее толщине можно считать однородным и равным  $E_f = \beta U_f / \varepsilon_f H_f$ , где  $U_f$  – падение напряжения на пленке.

Следовательно, макроскопическая (средняя по поверхности электрода) плотность тока термополевой электронной эмиссии из подложки электрода в зону проводимости диэлектрика определяется выражением

$$j_f(H_t) = e s_f \int_0^\infty f_t(\varepsilon_z) d\varepsilon_z .$$
(4.4)

Подстановка в него соотношения (4.2) для  $f_t(\varepsilon_z)$  дает [14,23]:

$$j_f(H_t) = \frac{4\pi ems_f k_b T}{h^3} \Big[ I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l) \Big], \qquad (4.5)$$

где

$$I_{1}(\varepsilon_{1}) = \int_{0}^{\varepsilon_{1}} \ln\left(1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_{z} - \varepsilon_{F}}{k_{b}T}\right)\right) \left(1 + Q(\varepsilon_{z}, E_{f})\right)^{-1} d\varepsilon_{z}$$
$$I_{2}(\varepsilon_{2}) = \int_{\varepsilon_{2}}^{\infty} \ln\left(1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_{z} - \varepsilon_{F}}{k_{b}T}\right)\right) d\varepsilon_{z}.$$

Электроны, туннелировавшие из металла в пленку, двигаются к ее внешней границе. При этом происходит их ускорение электрическим полем и торможение при рассеянии на фононах [12,59,125]. Если считать, что энергия, теряемая электроном при каждом столкновении с фононом равна  $\Delta \varepsilon$ , а средняя длина пробега электрона вдоль оси *z* между столкновениями равна  $\lambda_e$ , то функция распределения потока электронов в пленке  $f_e(z, \varepsilon_z)$  по продольной компоненте  $\varepsilon_z$  их энергии определяется одномерным кинетическим уравнением вида [24,125]:

$$\frac{\partial f_e(z,\varepsilon_z)}{\partial z} + e \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}z} \frac{\partial f_e(z,\varepsilon_z)}{\partial \varepsilon_z} = \frac{1}{\lambda_e} f_e(z,\varepsilon_z + \Delta\varepsilon) - \frac{1}{\lambda_e} f_e(z,\varepsilon_z)$$
(4.6)

с граничным условием  $f_e(H_t, \varepsilon_z) = f_t(\varepsilon_z)$ .

Его аналитическое решение имеет вид [24]:

$$f_{e}(z,\varepsilon_{z}) = \sum_{n=0}^{\infty} f_{n}(z,\varepsilon_{z} - e\varphi(z) + n\Delta\varepsilon) =$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(z-H_{t})^{n}}{n! \lambda_{e}^{n}} \exp\left(-\frac{z-H_{t}}{\lambda_{e}}\right) f_{t}(\varepsilon_{z} + n\Delta\varepsilon - e\varphi(z)).$$
(4.7)

Поэтому плотность электронного тока в пленке у ее внешней границы и вне пленки определяется выражениями:

$$j_f(H_f) = e s_f \sum_{n=0}^{\infty} \int_{\varepsilon_{n\min}^{in}}^{\varepsilon_{n\max}} f_n \Big( H_f, \varepsilon_z - e\varphi(H_f) + n\Delta\varepsilon \Big) d\varepsilon_z , \qquad (4.8)$$

$$j_e(H_f) = e s_f \sum_{n=0}^{\infty} \int_{\varepsilon_{\min}^{\text{out}}}^{\varepsilon_{n\max}} f_n \Big( H_f, \varepsilon_z - e\varphi(H_f) + n\Delta\varepsilon \Big) d\varepsilon_z , \qquad (4.9)$$

где  $\varepsilon_{n \max} = \varepsilon_F + e\varphi(H_f) - n\Delta\varepsilon$ ,  $\varepsilon_{n\min}^{in} = e\varphi(H_f) - n\Delta\varepsilon$ ,  $\varepsilon_{\min}^{out} = \varepsilon_F + e\varphi_m$ .

Подстановка в (4.8) соотношения (4.7) дает после вычисления интеграла, что  $j_f(H_f) = j_f(H_t)$ , так как в стационарном режиме разряда внутри пленки макроскопические плотности тока термополевой электронной эмиссии у ее внутренней и внешней границ должны совпадать.

Аналогично из соотношений (4.7) и (4.9) следует выражение для плотности тока термополевой эмиссии, выходящего из пленки в разряд

$$j_e(H_f) = j_f(H_f) - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n!\lambda_e^n} es_f \int_0^{\varepsilon_{0n}} f_t(\varepsilon_z) d\varepsilon_z, \qquad (4.10)$$

где  $H_0 = H_f - H_t$ ,  $\varepsilon_{0n} = \varepsilon_F + \varphi_m - (e\varphi(H_f) - n\Delta\varepsilon)$ , причем, если величина  $\varepsilon_{0n}$  получается отрицательной, нужно использовать значение  $\varepsilon_{en} = 0$ .

Поэтому эмиссионная эффективность пленки, равная отношению плотностей электронного тока вне и внутри пленки, определяется соотношением

$$\delta_{f} = \frac{j_{e}(H_{f})}{j_{f}(H_{f})} = 1 - \exp\left(-\frac{H_{0}}{\lambda_{e}}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_{0}^{n}}{n!\lambda_{e}^{n}} \frac{\int_{0}^{\varepsilon_{0n}} f_{t}(\varepsilon_{z})d\varepsilon_{z}}{\int_{0}^{\infty} f_{t}(\varepsilon_{z})d\varepsilon_{z}},$$
(4.11)

которое после подстановки в него выражения (4.2) принимает вид [126]:

$$\delta_f = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \frac{B_n(E_f, T)}{A(E_f, T)},\tag{4.12}$$

ГД(

$$\mathbf{e} \quad A(E_f,T) = I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l),$$

$$B_n(E_f,T) = \begin{cases} 0 & \text{при } \varepsilon_{0n} < 0, \\ I_1(\varepsilon_{0n}) & \text{при } 0 < \varepsilon_{0n} < \varepsilon_l, \\ I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l) - I_2(\varepsilon_{0n}) & \text{при } \varepsilon_{0n} > \varepsilon_l. \end{cases}$$

Плотность же тока туннелировавших в пленку электронов, которые выходят из нее в разряд, как следует из (4.11), равна:

$$j_e = j_e(H_f) = \delta_f j_f(H_f).$$
 (4.13)

Выражения (4.5), (4.12) и (4.13) определяют плотность тока термополевой электронной эмиссии из катода с тонкой диэлектрической пленкой как функцию напряженности электрического поля в ней  $E_f$  и температуры T.

В предельных случаях низкой температуры катода и сильного электрического поля в пленке (модель полевой эмиссии), а также высокой температуры катода и слабого поля в пленке (модель термической эмиссии), из них следуют соответствующие аналитические формулы для  $j_e(H_f)$  и  $\delta_f$ , полученные в [24,127].

## 4.2. Расчет плотности эмиссионного тока из подложки катода в пленку и эмиссионной эффективности пленки в тлеющем газовом разряде при высокой температуре катода

Вычисления проводились для вольфрамового катода с диэлектрической пленкой оксида алюминия толщиной  $H_f = 7$  нм на его поверхности, так как для оксида алюминия известны значения необходимых параметров [12,24]:  $\phi_m = 4.5 \text{ eV}, \ \chi_d = 2 \text{ eV}, \ \varepsilon_f = 3, \ \beta = 3.8, \ \Delta \varepsilon = 0.125 \text{ eV}, \ \lambda_e = 0.3 \text{ nm}, \ m^* = m$ . Использовались аналитические аппроксимации интегралов  $I_1(\varepsilon_1)$  и  $I_2(\varepsilon_2)$ , а также функций v(y) и t(y), предложенные в работах [23,92].

Плотность тока термополевой эмиссии с поверхности катода  $j_e$  как функция его температуры T при напряженности электрического поля в пленке  $E_f = 7 \cdot 10^8$  В/м, найденная на основе моделей термополевой эмиссии (ТПЭ), полевой эмиссии (ПЭ) и термической эмиссии (ТЭ), представлена на Рисунке 4.2, а величина  $j_e$  как функция  $E_f$  при T = 400 К и T = 1200 К приведена на Рисунке 4.3.



Рисунок 4.2.

Зависимость плотности тока электронной эмиссии катода от температуры при  $E_f = 7 \cdot 10^8 \text{ B/m}$ , найденная на основе моделей термополевой эмиссии (ТПЭ), полевой эмиссии (ПЭ) и термической эмиссии (ТЭ)



Рисунок 4.3.

Зависимость плотности тока электронной эмиссии катода от напряженности электрического поля в пленке при T = 400 К и T = 1200 К.

Обозначения те же, что на Рисунке 4.2.

92

Из рисунков видно, что зависимости  $j_e(T)$  и  $j_e(E_f)$ , найденные из модели термополевой эмиссии, при низких температурах порядка 200–400 К согласуются с результатами, полученными с использованием модели полевой эмиссии, а при высоких температурах порядка 1700–2000 К – с результатами, полученными в рамках модели термической эмиссии. Следовательно, модель термополевой эмиссии описывает эмиссионные характеристики катода с тонкой диэлектрической пленкой в газоразрядной плазме в широких интервалах изменения температуры и напряженности электрического поля в пленке и может использоваться при расчете характеристик тлеющего разряда на этапе разогрева катода.

### 4.3. Расчет характеристик катодного слоя тлеющего разряда при нагреве катода

Модель катодного слоя тлеющего разряда длины  $d_c$  при наличии на катоде диэлектрической пленки толщиной  $H_f$  сформулирована в Разделе 2.3. В ней учитывается, что при бомбардировке катода в разряде ионами, плотность тока которых равна  $j_i$ , с него происходит эмиссия электронов с плотностью тока  $f_{es}\gamma_i j_i$ [2,39], где  $\gamma_i$  – коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода,  $f_{es} = 1/(1 + v/4w_e)$  – доля эмиттированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность вследствие рассеяния на атомах рабочего газа, v – средняя скорость эмиттируемых катодом электронов,  $w_e$  – дрейфовая скорость электронов в газе у катода. Эффективный же коэффициент ионно-электронной эмиссии катода равен [13]:

$$\gamma_{\rm eff} = \left(\gamma_{ie} + \delta_{fe}\right) / (1 - \delta_{fe}), \tag{4.14}$$

где  $\delta_{fe} = f_{es}\delta_f$ ,  $\gamma_{ie} = f_{es}\gamma_i$ .

При этом в случае термополевого механизма электронной эмиссии плотность эмиссионного тока из подложки катода в пленку  $j_f$  и эмиссионная эффективность пленки  $\delta_f$  определяются соотношениями (4.5) и (4.12), а в случае чисто полевого механизма электронной эмиссии – соотношениями (2.17) и (2.19). Напряженность же электрического поля  $E_f$  в пленке может быть найдена из условия [95,96]:

$$j = j_f, \tag{4.15}$$

где *j* – плотность разрядного тока.

При этом выполняется условие поддержания разряда [1]:

$$\int_{H_f}^{d_c+H_f} \alpha(z) dz = \ln(1+1/\gamma_{\text{eff}}), \qquad (4.16)$$

где  $\alpha(z) = Ap \exp(-Bp/E(z))$  – ионизационный коэффициент рабочего газа,  $E(z) = 2U_c z/d_c^2$  – распределение напряженности электрического поля в катодном слое, *A* и *B* – постоянные для данного рода газа, а связь между плотностью тока тлеющего разряда  $j = (1 + \gamma_{\text{eff}}) j_i$  и величиной катодного падения напряжения разряда  $U_c$  задается при этом соотношением [1, 52]:

$$j/p^{2} = (1 + \gamma_{\rm eff}) K U_{c}^{3/2} / (pd_{c})^{5/2}, \qquad (4.17)$$

где  $K = 4\varepsilon_0 (ep\lambda_c/M)^{1/2}$ , p – давление рабочего газа,  $\lambda_c$  – длина перезарядки иона в газе, e и M – заряд и масса иона.

Для стабилизации горения разряда обычно в его цепь включается балластное сопротивление *R* [1], поэтому, так как падение напряжения на столбе разряда достаточно мало, разрядный ток определяется уравнением

$$U_c + RSj = U_0, \tag{4.18}$$

где  $U_0$  – приложенное к прибору напряжение, S – площадь поверхности катода, занятой разрядом.

Если размеры катода достаточно малы, так что разряд заполняет всю его поверхность, а температура T во всем его объеме V одинакова, уравнение теплового баланса катода, определяющее изменение его температуры в процессе разогрева, имеет вид [81,82]:

$$cV\rho\frac{dT}{dt} = j_i S \left[ 2U_c \frac{\lambda_c}{d_c} + U_i - (1 + \gamma_t)\varphi_c \right] - \vartheta \sigma T^4 S , \qquad (4.19)$$

где  $U_i$  – потенциал ионизации атома газа, c,  $\rho$  и  $\vartheta$  – теплоемкость, плотность и излучательная способность материала катода,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана.

Соотношения (4.5), (4.12) и (4.14) - (4.19) описывают параметры катодного слоя тлеющего разряда на этапе разогрева катода в тлеющем разряде при наличии на поверхности катода тонкой диэлектрической пленки и позволяют оценить влияние термополевого механизма электронной эмиссии на температуру катода.

Вычисления проводились для разряда в аргоне с цилиндрическим вольфрамовым катодом диаметром 2,8 мм и длинной 3,5 мм с диэлектрической пленкой оксида алюминия толщиной  $H_f = 5$  нм на поверхности при  $p_0=2660$  Па,  $T_0=300$ К,  $U_0=200$  В, R=84 Ом,  $\gamma_{i0} = 0,1$  [82].

Зависимости характеристик катодного слоя разряда, эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{eff}$  и его температуры T от времени горения разряда, найденные с использованием моделей термополевой и полевой электронной эмиссии из подложки катода в пленку, приведены на Рисунках 4.4 - 4.7.



Рисунок 4.4.

Зависимость эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода в разряде от времени, рассчитанная с использованием моделей термополевой электронной эмиссии (сплошная линия) и полевой электронной эмиссии (штриховая



Рисунок 4.5.

Зависимость плотности разрядного тока от времени. Обозначения те же, что на Рисунке 4.4





Зависимость напряженности электрического поля в диэлектрической пленке от времени. Обозначения те же, что на Рисунке 4.4



Рисунок 4.7.

Зависимость температуры катода от времени. Обозначения те же, что на Рисунке

4.4

Из них следует, что так как в модели термополевой эмиссии учитывается, что часть электронов в металлической подложке катода имеет энергии, превосходящие уровень Ферми металла, и, следовательно, большую вероятность туннелирования через потенциальный барьер в зону проводимости диэлектрика, то при ее использовании на этапе разогрева катода до температуры порядка 500 K, вследствие увеличения эмиссионной эффективности пленки  $\delta_f$  и эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{\rm eff}$ , возрастает плотность разрядного тока *j*. В результате, заметно увеличивается интенсивность нагрева катода. Однако при дальнейшем повышении температуры катода, вследствие увеличения роли термополевого механизма электронной эмиссии, происходит, как следует из соотношений (4.5) и (4.15), снижение напряженности электрического поля  $E_f$  в пленке, обеспечивающей необходимую плотность эмиссионного тока из подложки в пленку. Следствием этого является, как видно из выражений (4.12) и (4.14), уменьшение  $\delta_f$ ,  $\gamma_{\rm eff}$  и *j*, что обусловливает некоторое замедление нагрева катода. Следовательно, термополевой механизм электронной эмиссии может влиять на динамику физических процессов, протекающих на поверхности катода с тонкой диэлектрической пленкой в газовом разряде уже при его температуре, превосходящей комнатную на несколько сотен градусов. Поэтому его необходимо учитывать при моделировании тепловых процессов в разрядах с такими катодами.

#### Выводы по Главе 4

1. Сформулирована численная модель термополевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической пленкой. Получены выражения для эмиссионной эффективности пленки и плотности тока термополевой электронной эмиссии с катода, позволяющие рассчитать зависимость его эмиссионных характеристик от напряженности электрического поля в пленке и температуры в широких интервалах их изменения.

2. Установлено, что в предельных случаях низкой температуры катода и сильного электрического поля в пленке (модель полевой электронной эмиссии), а также высокой температуры катода и слабого поля в пленке (модель термической электронной эмиссии), результаты расчетов для вольфрамового катода с диэлектрической пленкой оксида алюминия согласуются с найденными при использовании полученных ранее соответствующих аналитических формул.

3. Построена модель катодного слоя тлеющего разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки для случая, когда механизм эмиссии электронов с катода является термополевым. Показано, что термополевая электронная эмиссия из металлической подложки катода в пленку под действием возникающего в ней сильного электрического поля может обусловливать улучшение его эмиссионных характеристик, увеличение плотности разрядного тока и интенсивности нагрева катода в разряде.

#### ОБЩИЕ ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложена модель слаботочного (таунсендовского) газового разряда при наличии на поверхности катода тонкой диэлектрической пленки, в которой, наряду с ионно-электронной эмиссией с катода, принимается во внимание также полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием сильного электрического поля, возникающего в диэлектрике при протекании разрядного тока, их движение в пленке и выход в разрядный объем. Это позволяет учесть зависимость эмиссионной эффективности пленки от ее параметров и разрядных условий. Рассчитаны характеристики разряда как функции плотности тока и показано, что, в отличие от случая разряда с металлическим катодом, эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода возрастает при ее увеличении. В результате, вольт–амперная характеристика такого разряда является падающей, и это может быть причиной экспериментально наблюдавшейся его неустойчивости.

2. Сформулирована самосогласованная модель катодного слоя тлеющего разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки. Рассчитаны зависимости характеристик тлеющего разряда в аргоне с катодом, на поверхности которого находится пленка оксида алюминия, от плотности разрядного тока и показано, что полевая электронная эмиссия из металлической подложки катода в пленку может приводить к существенному уменьшению катодного падения напряжения разряда. В результате, вольт-амперная характеристика такого разряда, в отличие от случая разряда с металлическим катодом, является слабо растущей, что должно приводить к снижению энергий бомбардирующих катод ионов и атомов рабочего газа, а следовательно, к уменьшению интенсивности его распыления в разряде и увеличению долговечности. При достаточно большой толщине пленки или длине пробега электронов в диэлектрике между их столкновениями с фононами снижение катодного падения напряжения, обусловленное полевой электронной эмиссией, может быть еще более значительным. В таком случае вольт-амперная характеристика тлеющего разряда может стать падающей, что

99

также, как и в случае слаботочного разряда, может быть причиной экспериментально наблюдавшейся неустойчивости разряда при наличии на катоде диэлектрической пленки.

3. Рассчитаны зависимости характеристик слаботочного разряда в смеси аргона с парами ртути, используемой в газоразрядных осветительных лампах, от температуры смеси. Показано, что, так как при ее снижении быстро уменьшается концентрация насыщенных паров ртути, обусловливающая уменьшение ионизационного коэффициента смеси, то увеличивается напряженность электрического поля в разрядном промежутке и напряжение на нем, что может затруднять зажигание разряда в лампе при низкой температуре. Наличие же тонкой диэлектрической пленки на поверхности катода приводит, вследствие существования полевой эмиссии электронов в пленку, к увеличению эффективного коэффициента электронной эмиссии катода. В результате, становится возможным возникновение разряда при меньшей величине коэффициента ионизации рабочего газа и меньшем напряжении между электродами. Это обеспечивает зажигание лампы при более низком напряжении питающей сети и делает ее более надежной при эксплуатации в условиях низких температур окружающей среды.

4. Разработана аналитическая модель, описывающая усиленную температурой полевую эмиссию электронов из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку, а также их движение в пленке и выход из пленки в разрядный объем, при не очень высоких значениях его температуры из интервала 200-400 К. Получено выражение для эмиссионной эффективности пленки и изучена ее зависимость от напряженности электрического поля в пленке и температуры. Установлено, что возрастание температуры катода в интервале 240-360 К, соответствующее небольшому возрастанию энергии части электронов в металле, а следовательно, и в пленке, приводит к заметному увеличению эмиссионной эффективности пленки при ее малых значениях, характерных для катодов газоразрядных приборов.

5. Изучено влияние температуры на эффективный коэффициент ионноэлектронной эмиссии катода с диэлектрической пленкой в слаботочном разряде и

100

на напряжение его зажигания. Показано, что уже при температуре, менее чем на 100 К превышающей комнатную, может происходить заметное улучшение эмиссионных свойств катода с диэлектрической пленкой толщиной порядка 10 нм и снижение напряжения зажигания разряда на величину около 20 В, обусловленное вкладом механизма усиленной температурой полевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку. Этот фактор нужно принимать во внимание, например, при моделировании процесса перезажигания газоразрядных приборов на этапе их остывания после погасания, обусловленного кратковременным снижением напряжения в питающей цепи.

6. Сформулирована модель слаботочного газового разряда при наличии на поверхности катода диэлектрической пленки толщиной 10-100 нм. Рассчитана эмиссионная эффективность пленки и характеристики разряда как функции ее толщины. Показано, что наблюдаемая экспериментально немонотонная зависимость эффективного коэффициента электронной эмиссии катода и напряжения зажигания разряда от толщины пленки может быть объяснена неоднородностью распределения электрического поля в ней.

7. Разработана численная модель термополевой электронной эмиссии с катода с диэлектрической пленкой. Получены выражения для эмиссионной эффективности пленки и плотности тока термополевой электронной эмиссии с катода, позволяющие рассчитать зависимость его эмиссионных характеристик от напряженности электрического поля в пленке и температуры в широких интервалах их изменения. В предельных случаях низкой температуры катода и сильного электрического поля в пленке (модель полевой эмиссии), а также высокой температуры катода и слабого поля в пленке (модель термической эмиссии), результаты расчетов для вольфрамового катода с диэлектрической пленкой оксида алюминия согласуются с полученными из соответствующих аналитических формул. Показано, что термополевая электронная эмиссия из металлической подложки катода в пленку под действием возникающего в ней сильного электрического поля может обусловливать улучшение его эмиссионных характеристик, увеличение плотности разрядного тока и интенсивности нагрева катода в разряде. Предложенная модель

позволяет оценить влияние характеристик диэлектрической пленки на катоде и параметров тлеющего разряда на динамику разогрева катода в нем.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД «Интеллект», 2009. 736 с.

2. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. С.-Пб.: Лань, 2010. 512 с.

3. Backcoupling of acoustic streaming on the temperature field inside high-intensity discharge lamps / J. Schwieger [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 655. P. 012045.

4. Cold starting of fluorescent lamps – part I: A description of the transient regime / R. Langer [et al.] // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2016. V. 76, No. 1. P. 010802.

5. Advances in starting high-intensity discharge lamps / W.W. Byszewski [et al.] // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5, No. 4. P. 720-735.

6. Determination of absolute Ba densities during dimming operation of fluorescent lamps by laser-induced fluorescence measurements / S. Hadrath [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40, No. 1. P. 163-167.

Lutz M.A. The glow to arc transition - a critical review // IEEE Trans. PS. 1974.
 V. 2, No. 1. P.1-10.

8. Anders A. Physics of arcing, and implications to sputter deposition // Thin Solid Films. 2006. V. 502. P. 22-28.

9. Riedel M., Düsterhöft H., Nagel F. Investigation of tungsten cathodes activated with Ba<sub>2</sub>CaWO<sub>6</sub> // Vacuum. 2001. V. 61. P. 169-173.

10. Electrode material transport and re-deposition in high-intensity arc discharge lamps / G.G. Bondarenko [et al.] // Vacuum. 2004. V. 73. P. 155-159.

11. Determination of absolute population densities of eroded tungsten in hollow cathode lamps and fluorescent lamps by laser-induced fluorescence / S. Hadrath [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38, No. 17. P. 3285-3295.

12. Enhancing electron-emission efficiency of MIM tunneling cathodes by reducing insulator trap density / M. Suzuki [et al.] // IEEE Trans.: ED. 2012. V. 59, No. 8. P. 2256-2262.

13. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. Modeling of the effect of temperature and field-induced electron emission from the cathode with a thin insulating film on the Townsend discharge ignition voltage in argon-mercury mixture // Vacuum. 2016. V. 129. P. 188-191.

14. Modinos A. Field, thermionic, and secondary electron emission spectroscopy.N.Y.: Plenum Press, 1984. 375 p.

15. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергия, 1991. 720 с.

16. Thermionic emission, field emission, and the transition region // E.L. Murphy [et al.] // Phys. Rev. 1956. V. 102, No. 6. P. 1464-1473.

17. Jensen K.L. General formulation of thermal, field, and photoinduced electron emission // J. Appl. Phys. 2007. V. 102, No. 2. P. 024911.

18. Holgate J.T., Coppins M. Field-induced and thermal electron currents from earthed spherical emitters // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 7, No. 4. P. 044019.

 Jensen K.L. A reformulated general thermal-field emission equation // J. Appl. Phys. 2019. V. 126, No. 6. P. 065302.

20. Radmilović-Radjenović M., Radjenović B. Theoretical study of the electron field emission phenomena in the generation of a micrometer scale discharge // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17, No. 2. P. 024005.

21. Venkattraman A. Generalized criterion for thermo-field emission driven electrical breakdown of gases // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104, No. 19. P. 194101.

22. Haase J.R., Go D.B. Analysis of thermionic and thermo-field emission in microscale gas discharges // J. Phys. D: Appl.Phys. 2016. V. 49, No. 5. P. 055206.

23. Benilov M.S., Benilova L.G. Field to thermo-field to thermionic electron emission: A practical guide to evaluation and electron emission from arc cathodes // J. Appl. Phys. 2013. V. 114, No. 6. P. 063307.

24. Bondarenko G.G., Kristya V.I., Savichkin D.O. Modeling of the effect of field electron emission from the cathode with a thin insulating film on its emission efficiency in gas discharge plasma // Vacuum. 2018. V. 149. P. 114-117.

25. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Атомиздат, 1961. 323 с.

26. Fiala A., Pitchford L.C., Boeuf J.P. Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges // Phys. Rev. E. 1994. V. 49, No. 6. P. 5607–5622.

27. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of plasma discharges and materials processing // New York: Wiley-Interscience, 2005. 800 p.

28. A multi-term solution of the nonconservative Boltzmann equation for the analysis of temporal and spatial non-local effects in charged-particle swarms in electric and magnetic fields / S. Dujko [et al.] // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20, No. 2. P. 024013.

29. Shi B., Meyer J., Yu Z. Energy spectrum of an abnormal glow discharge created electron beam // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. V. PS-14, No. 4. P. 523-530.

30. Donko Z., Hartmann P., Kutasi K. On the reliability of low-pressure dc glow discharge modeling // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. V.15, No. 2. P. 178-186.

31. Мак Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 424 с.

32. Хэгструм Х. Исследование электронной структуры адсорбатов методами ионно-нейтрализационной и фотоэлектронной спектроскопии // Электронная и ионная спектроскопия твердых тел. М.: Наука, 1981. С. 281-344.

33. Карабаджак Г.Ф., Песков В.Д. Влияние слаботочного газового разряда на эмиссию электронов из катода под действием ионов // ЖТФ. 1984. Т. 54, № 7. С. 1357-1359.

34. Ion-induced electron emission from clean metals / R.A. Baragiola [et al.] // Surf.Sci. 1979. V. 90, No. 2. P. 240-255.

35. Krebs K.H. Recent advances in the field of ion-induced kinetic electron emission from solids // Vacuum. 1983. V. 33, No. 9. P. 555-563.

36. Bogaerts A., Gijbels R. The ion- and atom-induced secondary electron emission yield: numerical study for the effect of clean and dirty cathode surfaces // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 11, No. 1. P. 27-36.

37. Molnar J. P. Studies of  $\gamma$  processes of electron emission employing pulsed Townsend discharges on a millisecond time scale // Phys. Rev. 1951. V. 83, No. 5. P. 940-952.

38. Bogaerts A., Gijbels R. Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge // Phys. Rev. A. 1995. V. 52, No. 5. P. 3743-3751.

39. Phelps A.V., Petrovic Z.Lj. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons // Plasma Sources Sci. Technol. 1999. V. 8, No. 3. P. R21-44.

40. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.

41. Physical properties of thin film field emission cathodes with molybdenum cones / Spindt C.A. [et al.] // J. Appl. Phys. 1976. V. 47, No. 12. P. 5248-5263.

42. Forbes R.G. Use of a spreadsheet for Fowler–Nordheim equation calculations // J. Vac. Sci. Tech. B. 1999. V. 17, No. 2. P. 534-541.

43. Feng Y., Verboncoeur J.P. A model for effective field enhancement for Fowler-Nordheim field emission // Phys. Plasmas. 2005. V. 12, No. 10. P. 103301.

44. Егоров Н.В., Шешин Е.П. Современное состояние автоэмиссионной электроники // Поверхность. рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. № 3. С. 5-15.

45. Forbes R.G. Low-macroscopic-field electron emission from carbon films and other electrically nanostructured heterogeneous materials: hypotheses about emission mechanism // Solid-State Electronics. 2001. V. 45, No. 6. P. 779-808.

46. Rumbach P., Go D.B. Fundamental properties of field emission-driven direct current microdischarges // J. Appl. Phys. 2012. V. 112, No. 10. P. 103302.

47. Venkattraman A., Alexeenko A.A. Scaling law for direct current field emissiondriven microscale gas breakdown // Phys. Plasmas. 2012. V. 19, No. 12. P. 123515.

48. Go D.B., Venkattraman A. Microscale gas breakdown: ion-enhanced field emission and the modified Paschen's curve // J. Phys. D. Appl. Phys. 2014. V. 47, No. 50. P. 503001.

49. Фишер М.Р. Исследование процессов тепло- и массопереноса на поверхности спеченных электродов в ртутных дуговых лампах высокого давления: дис. ... канд. физ.-мат. наук. Калуга. 2009. 168 с. 50. Coulombe S., Meunier J.-L. Thermo-field emission: a comparative study // J. Phys. D. Appl. Phys. 1997. V. 30, No. 5. P. 776-780.

51. Dionne M., Coulombe S., Meunier J.-L. Field emission calculations revisited with Murphy and Good theory: a new interpretation of the Fowler–Nordheim plot // J. Phys.D. Appl. Phys. 2008. V. 41, No. 24. P. 245304.

52. Кристя В.И., Йе Наинг Тун. Моделирование влияния диэлектрической пленки на поверхности электрода на переход тлеющего разряда в дуговой // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78, № 6. С. 752-756.

53. Йе Наинг Тун. Исследование взаимодействия низкотемпературной плазмы с неоднородной поверхностью электродов в газоразрядных приборах: дис. ... канд. физ.-мат. наук. Калуга. 2015. 118 с.

54. Benilov M.S., Naidis G.V. Asymptotic calculation of escape factor in atomic plasmas // J. Phys. D. Appl. Phys. 2005. V. 38, No. 19. P. 3599-3608.

55. Influence of different cathode surfaces on the breakdown time delay in neon DC glow discharge / S.N. Stamenković [et al.] // Vacuum. 2013. V. 89. P. 62-66.

56. Moon K.S., Lee J., Whang K-W. Electron ejection from MgO thin films by low energy noble gas ions: Energy dependence and initial instability of the secondary electron emission coefficient // J. Appl. Phys. 1999. V. 86, No. 7. P 4049-4051.

57. Бондаренко Г.Г., Кристя В.И., Савичкин Д.О. Влияние полевой электронной эмиссии из катода с диэлектрической пленкой на характеристики нормального тлеющего разряда // Известия высших учебных заведений. Физика. 2017. Т. 60, № 2. С. 129-134.

58. Савичкин Д.О. Моделирование взаимодействия низкотемпературной плазмы газового разряда в смеси аргон – пары ртути и электрода с диэлектрической пленкой на поверхности: дис. ... канд. физ.-мат. наук. Москва. 2019. 119 с.

59. Savoye E.D., Anderson D.E. Injection and emission of hot electrons in thin-film tunnel emitters // J. Appl. Phys. 1967. V. 38, No. 8. P. 3245-3265.

60. Emission current enhancement of MIM cathodes by optimizing the tunneling insulator thickness / T. Kusunoki [et al.] // IEEE Trans. ED. 2002. V. 49, No. 6. P. 1059-1065. 61. Зыкова Е.В., Кучеренко Е.Т., Айвазов В.Я. Исследование тлеющего разряда с холодными катодами, покрытыми диэлектрическими пленками // Радиотехника и электроника. 1979. Т.24, № 7. С. 1464-1466.

62. Механизмы проводимости оксидного покрытия холодных катодов газоразрядных приборов / О.Н. Крютченко [и др.] // Поверхность. Физика, химия, механика 1994. № 6. С. 93-99.

63. Бериш Р.М. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. М.: Мир, 1984. 336 с.

64. Плешивцев Н.В., Бажин А.И. Физика воздействия ионных пучков на материалы. М.: Вузовская книга, 1998. 392 с.

65. Yamamura Y., Tawara H. Energy dependence of ion-induced sputtering yields from monoatomic solids at normal incidence // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1996. V. 62. P. 149-253.

66. Hassouba M.A., Elakshar F.F., Garamoon A.A. Measurements of the breakdown potentials for different cathode materials in the Townsend discharge // Fizika A. 2002.
V. 11, No. 2. P. 81-90.

67. Mariotti D., McLaughlin J.A., Maguire P. Experimental study of breakdown voltage and effective secondary electron emission coefficient for a micro-plasma device // Plasma Sources Sci. Technol. 2004. V. 13, No. 2. P. 207-212.

68. Macheret S.O., Shneider M. N. Kinetic modeling of the Townsend breakdown in argon // Phys. Plasmas. 2013. V. 20, No. 10. P. 101608.

69. Breakdown mechanism in hydrogen microdischarges from direct-current to 13.56MHz // M. Klas [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48, No. 40. P. 405204.

70. Phelps A.V. Abnormal glow discharges in Ar: experiments and models // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10, No. 2. P. 329-343.

71. Rafatov I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A. Account of nonlocal ionization by fast electrons in the fluid models of a direct current glow discharge // Phys. Plasmas.
2012. V. 19, No. 9. P. 093503.
72. Eylenceoglu E., Rafatov I., Kudryavtsev A. A. Two-dimensional hybrid Monte Carlo - fluid modelling of dc glow discharges: Comparison with fluid models, reliability, and accuracy // Phys. Plasmas. 2015. V. 22, No. 1. P. 013509.

73. Грановский В.Л. Электрический ток в газе (установившийся ток). М.: Наука, 1971. 543 с.

74. Den Hartog E.A., Doughty D.A., Lawler J.E. Laser optogalvanic and fluorescence studies of the cathode region of a glow discharge // Phys. Rev. A. 1988. V. 38, No. 5. P. 2471-2491.

75. Актон Д., Свифт Д. Газоразрядные лампы с холодным катодом. М.: Энергия, 1965. 480 с.

76. Bogaerts A. Comprehensive modelling network for dc glow discharges in argon //Plasma Sources Sci. Technol. 1999. V. 8, No. 2. P. 210-229.

77. Kutasi K., Donkó Z. Hybrid model of a plane-parallel hollow-cathode discharge //J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33, No. 9. P. 1081-1089.

78. Donko Z. Heavy-particle hybrid modeling of transients in a direct-current argon discharge // J. Appl. Phys. 2000. V. 88, No. 5. P. 2226-2233.

79. Heavy-particle hybrid simulation of a high-voltage glow discharge in helium / P. Hartmann [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. 2003. V. 42, No. 6A. P. 3633-3640.

80. Axial emission profiles and apparent secondary electron yield in abnormal glow discharges in argon / D. Marić [et al.] // Eur. Phys. J. D: Atomic, molecular and optical physics. 2002. V. 21, No. 1. P. 73-81.

81. Кристя В.И. Моделирование динамики перехода тлеющего разряда в дуговой, обусловленного нагревом катода ионной бомбардировкой // Изв. РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72, № 7. С. 1021-1023.

82. Кристя В.И., Йе Наинг Тун. Моделирование влияния диэлектрической пленки на поверхности электрода на переход тлеющего разряда в дуговой // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т.78, № 6. С.752-757.

 Arslanbekov R.R., Kolobov V.I. Two-dementional simulations of the transition from Townsend to glow discharge and subnormal oscillations // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36, No. 23. P. 2986-2994. 84. Mokrov M.S., Raizer Yu.P. On the mechanism of the negative differential resistance of a Townsend discharge // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17, No. 3. P. 035031.

85. Petrovič Z.Lj., Phelps A.V. Oscillations of low-current electrical discharges between parallel-plane electrodes. I. DC discharges // Phys. Rev. E. 1993. V. 47, No. 4. P. 2806-2815.

Phelps A.V., Petrović Z.Lj., Jelenković B.M. Oscillations of low-current electrical discharges between parallel-plane electrodes. III. Models // Phys. Rev. E. 1993. V.
 47, No. 4. P. 2825-2838.

87. Кристя В.И., Йе Наинг Тун. Влияние оксидной пленки на поверхности катода на энергетические распределения ионов и быстрых атомов в тлеющем разряде // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2015. № 3. С. 74–80.

88. Савичкин Д.О., Фишер М.Р., Кристя В.И. Моделирование энергетических спектров ионов и атомов у поверхности катода с диэлектрической пленкой и его распыления в газовом разряде в смеси аргон-ртуть // XLIX Международная Тулиновская конференция по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: Тезисы докладов. М.: МГУ, 2019. С. 60.

89. Аитов Р.Д., Коржавый А.П., Кристя В.И. Эмиссионные свойства холодных катодов с оксидной пленкой на поверхности для отпаянных газоразрядных приборов // Обзоры по электронной технике. 1991. Серия 6. Вып. 5(1612). 48 с.

90. Emission behavior of nm-thick Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> film-based planar cold cathodes for electronic cooling / M.-B.Lee [et al.] // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86, No. 12. P. 123511.
91. Ptitsin V E. Phenomenological model of an abnormal thermal field electron emission from the 2D nanoheterostructured surfaces // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 291, No. 1. P. 012019.

92. Forbes R.G. Simple good approximations for the special elliptic functions in standard Fowler-Nordheim tunneling theory for a Schottky-Nordheim barrier // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89, No. 11. P. 113122.

93. Бондаренко Г.Г., Кристя В.И., Мьо Ти Ха. Расчет напряжения зажигания

слаботочного газового разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки // Радиационная физика твердого тела: Труды XXVIII Международной конференции. М.: ФГБНУ «НИИ ПМТ», 2018. С. 35-39.

94. Кристя В.И., Вершинин Е.В., Мьо Ти Ха. Влияние полевой электронной эмиссии из катода с тонкой диэлектрической пленкой на минимальное напряжение зажигания слаботочного газового разряда // Электромагнитные волны и электронные системы. 2018. Т. 23, № 4. С. 22-27.

95. Мьо Ти Ха, Кристя В.И. Расчет влияния диэлектрической пленки на катоде на характеристики слаботочного газового разряда // Наукоемкие технологии в приборо- и машиностроениии развитие инновационной деятельности в ВУЗе: Материалы Всероссийской научно-технической конференции. Калуга. 2019. Т. 3. С. 110-112.

96. Кристя В.И., Мьо Ти Ха. Расчет характеристик слаботочного газового разряда при наличии диэлектрической пленки на поверхности катода // XLIX Международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: Тезисы докладов. М.: МГУ, 2019. С. 59.

97. Кристя В.И., Мьо Ти Ха. Моделирование влияния тонкой диэлектрической пленки на поверхности катода на вольт-амперную характеристику слаботочного газового разряда // Взаимодействие ионов с поверхностью: Труды XXIV Международной конференции. М.: НИЯУ МИФИ, 2019. Т. 3. С. 242-245.

98. Кристя В.И., Мьо Ти Ха. Моделирование влияния полевой электронной эмиссии из катода с тонкой диэлектрической пленкой на вольт-амперную характеристику и устойчивость слаботочного газового разряда // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2020. №. 5. С. 63-67.

99. Влияние тонких диэлектрических пленок на электронную эмиссию и устойчивость плазмо-поверхностного контакта / К.М. Гуторов [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т.74, № 2. С. 208-211.

100. Bondarenko G.G., Kristya V.I., Savichkin D.O. Modeling of the effect of field electron emission from the cathode with a thin dielectric film on its effective secondary electron emission yield in gas discharge plasma // Ion-surface interactions. Proceedings

of the XXIII International Conference. M.: MEPhI, 2017. V. 3. P. 178-181.

101. Hickmott T.W. Defect conduction bands, localization, and temperature-dependent electron emission from Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-AU diodes. J. Appl. Phys. 2010. V. 108, No. 9. P. 093703.

102. Donko Z. Apparent secondary-electron emission coefficient and the voltagecurrent characteristics of argon glow discharges // Phys. Rev. E. 2001. V. 64, No. 2. P. 026401.

103. Ashley J.C., Tung C.J., Ritchie R.H. Electron interaction cross sections in Al and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; Calculations of mean free paths, stopping powers, and electron slowing-down spectra // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. 22, No. 6. P. 2533-2536.

104. Кортов В.С., Звонарев С.В. Электрический пробой и эмиссия высокоэнергетических электронов при заряжении диэлектриков // Изв. вузов. Физика. 2008. Т. 51, № 3. С. 52-58.

105. Влияние диэлектрической пленки на поверхности катода на характеристики тлеющего разряда / Мьо Ти Ха [и др.] // Радиационная физика твердого тела: Труды XXX Международной конференции. М.: ФГБНУ «НИИ ПМТ», 2020. С. 205-211.

106. Кристя В.И., Мьо Ти Xa, Фишер M.P. Моделирование влияния диэлектрической пленки поверхности на катода на вольт-амперную характеристику тлеющего газового разряда // Известия РАН. Серия физическая. 2020. T. 84, №. 6. C. 846-850.

107. Rózsa K., Gallagher A., Donkó Z. Excitation of Ar lines in the cathode region of a dc discharge // Phys. Rev. E. 1995. V. 52, No. 1. P. 913-918.

108. Simulation of cathode surface sputtering by ions and fast atoms in Townsend discharge in argon-mercury mixture with temperature-dependent composition / G.G. Bondarenko [et al.] // Devices and Methods of Measurements. 2018. V. 9, No. 3. P. 227-233.

109. Transition between breakdown regimes in a temperature-dependent mixture of argon and mercury using 100 kHz excitation / A. Sobota [et al.] // J. Appl. Phys. 2013.V. 113, No. 4. P. 043308.

110. Вычисление ионизационного коэффициента в таунсендовском разряде в смеси аргона и паров ртути с зависящим от температуры составом / Г.Г. Бондаренко [и др.] // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60, №. 12. С. 48-52.

111. Кристя В.И., Мьо Ти Ха. Расчет характеристик катодного слоя разряда в смеси аргона с парами ртути // Наукоемкие технологии в приборо- и машиностроениии развитие инновационной деятельности в ВУЗе: Материалы Всероссийской научно-технической конференции. Калуга. 2017. Т. 2. С. 66-68.

112. Расчет напряжения зажигания разряда в смеси аргона с парами ртути при низких температурах / Мьо Ти Ха [и др.] // Радиационная физика твердого тела: Труды XXIX Международной конференции. М.: ФГБНУ «НИИ ПМТ», 2019. С 44-50.

113. Уэймаус Д.Ф. Газоразрядные лампы. М.: Энергия, 1977. 344 с.

114. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. М.: Наука, 1984. 798 с.

115. Влияние термополевой электронной эмиссии из катода с тонкой диэлектрической пленкой на эмиссионную эффективность пленки и напряжение зажигания таунсендовского газового разряда / Мьо Ти Ха [и др.] // Известия вузов. Физика. 2019. Т. 62, № 1. С. 72-78.

116. Eckertova L., Boček J. The transmission coefficient of A1-A1<sub>2</sub> $O_3$ -Au structures // Thin Solid Films. 1972. V. 13, No. 2. P. 237- 241.

117. A study of electron field emission as a function of film thickness from amorphous carbon films / R.D. Forrest [et al.] // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73, No. 25. P. 3784-3786.

118. Eckertova L. Metal-insulator-metal and metal-insulator structures as electron sources // Int. J. Electronics. 1990. V. 69, No. 1. P. 65-78.

119. Hickmott T.W. Polarization and Fowler-Nordheim tunneling in anodized Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Au diodes // J. Appl. Phys. 2000. V. 87, No. 11. P. 7903-7912.

120. Eckertova L. Transmission coefficient and energy distribution of electrons emitted from M-I-M thin film structures // Czech. J. Phys. B. 1989. V. 39, No. 5. P. 559-568.

121. Lerner P., Cutler P.H., Miskovsky N.M. Theoretical analysis of field emission from a metal diamond cold cathode emitter // J. Vac. Sci. Tech. B. 1997. V. 15, No. 2. P. 337-342.

122. Фишер М.Р., Мьо Ти Ха, Кристя В.И. Расчет зависимости эффективного коэффициента электронной эмиссии катода с тонкой диэлектрической пленкой от ее толщины и температуры в слаботочном газовом разряде // XLVIII Международная Тулиновская конференция по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: Тезисы докладов. М.: МГУ, 2018. С. 31.

123. Кристя В.И., Мьо Ти Ха, Фишер М.Р. Моделирование влияния толщины диэлектрической пленки на поверхности катода на его эффективный коэффициент электронной эмиссии в слаботочном газовом разряде // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 4. С. 79-83.

124. Hare R.W., Hill R.M., Budd C.J. Modelling charge injection and motion in solid dielectrics under high electric field // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26, No. 7. P. 1084-1093.

125. DiStefano T.H., Shatzkes M. Dielectric instability and breakdown in wide bandgap insulators // Vac. Sci. Tech. 1975. V. 12, No. 1. P. 37-46.

126. Влияние температуры на эмиссию электронов из катода с тонкой диэлектрической пленкой в тлеющем разряде / Мьо Ти Ха [и др.] // Радиационная физика твердого тела: Труды XXX Международной конференции. М.: ФГБНУ «НИИ ПМТ», 2020. С. 285-290.

127. Бондаренко Г.Г., Дубинина М.С., Кристя В.И. Влияние усиленной электрическим полем термической электронной эмиссии на температуру катода с тонкой диэлектрической пленкой в дуговом газовом разряде // ЖТФ. 2020. Т. 90, № 5. С. 862-867.