

Министерство образования и науки Российской Федерации  
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

---

**Приоритетный национальный проект «Образование»  
Национальный исследовательский университет**

**В.Я. ФРОЛОВ   А.А. ЛИСЕНКОВ   В.Т. БАРЧЕНКО**

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

Рекомендовано Учебно-методическим объединением  
по университетскому политехническому образованию в качестве  
учебного пособия для студентов высших учебных заведений,  
обучающихся по направлению подготовки магистров  
«Техническая физика»

Санкт-Петербург  
Издательство Политехнического университета  
2010

УДК 533.9 (075.8)  
ББК 22.333я73  
Ф912

*Фролов В. Я., Лисенков А. А., Барченко В. Т.* **Физические основы применения низкотемпературной плазмы:** учеб. пособие. – СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2010. – 220 с.

Рецензенты:

Доктор технических наук, профессор  
кафедры «Теоретические основы электротехники»  
Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета  
имени В. И. Ульянова (Ленина) «ЛЭТИ», **В. Д. Гончаров**  
Кандидат технических наук, профессор,  
кафедры «Технология металлов и металловедение»  
Санкт-Петербургского института машиностроения («ЛМЗ–ВТУЗ»), **В. П. Валуев**

В учебном пособии рассматриваются физические процессы, протекающие в низкотемпературной плазме газового разряда. Приведены характеристики основных типов газовых разрядов. Содержит описание и теорию прохождения электрического тока через газы. Приводятся модели для описания положительного столба разряда. Показано влияние магнитного поля на свойства плазмы. Рассматриваются существующие методы зондовой диагностики плазмы.

Приведены основные типы технологических устройств на основе газового разряда. Представлены конструкции и режимы работы оборудования.

Учебное пособие предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки магистров «Техническая физика». Оно может быть использовано для обучения студентов направления «Электротехника, электромеханика и электротехнологии» при изучении дисциплин «Ионно-вакуумная техника и технология» и «Плазменная, лазерная и лучевая техника и технология».

Рекомендовано Учебно-методическим объединением по университетскому политехническому образованию в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки магистров – «Техническая физика».

Работа выполнена в рамках реализации Инновационной образовательной программы Санкт-Петербургского государственного политехнического университета «Развитие политехнической системы подготовки кадров в инновационной среде науки и высокотехнологичных производств Северо-Западного региона России»

Печатается по решению редакционно-издательского совета Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

© Фролов В. Я., Лисенков А. А., Барченко В. Т., 2010  
© Санкт-Петербургский государственный  
политехнический университет, 2010

ISBN 978–5–7422–

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	5
1. Ионизованный газ и плазма .....	9
1.1. Основные свойства газовых разрядов и плазмы .....	10
1.2. Элементарные процессы в объеме и на пограничных поверхностях .....	13
1.2.1. Процессы в разрядном промежутке .....	14
1.2.2. Процессы на пограничных поверхностях .....	24
1.3. Направленное движение частиц в газе и плазме .....	25
1.3.1. Электрический дрейф заряженных частиц .....	25
1.3.2. Диффузионное движение .....	28
1.4. Сечения ионизации и перезарядки .....	30
1.5. Плазма и ее основные свойства .....	36
1.5.1. Дебаевский радиус экранирования .....	39
1.5.2. Методы описания процессов в плазме .....	43
1.5.3. Электропроводность плазмы .....	50
1.5.4. Влияние магнитного поля на свойства плазмы .....	54
1.6. Диагностика плазмы .....	59
1.6.1. Одиночный зонд в плазме .....	59
1.6.2. Метод двойного зонда .....	68
1.6.3. Метод тройного зонда .....	71
1.6.4. Определение функции распределения электронов по энергиям ...	72
2. Основные типы газовых разрядов .....	75
2.1. Несамостоятельный разряд .....	78
2.2. Возникновение самостоятельного разряда .....	82
2.3. Коронный разряд .....	86
2.4. Тлеющий разряд .....	91
2.5. Дуговой разряд .....	99
2.6. Механизмы эмиссии электронов из катода .....	106
3. Технологические области применения низкотемпературной плазмы .....	118
3.1. Газоразрядные лазеры .....	121
3.1.1. Атомарный гелий-неоновый лазер .....	125
3.1.2. Молекулярный лазер на углекислом газе .....	131
3.1.3. Ионный гелий-кадмиевый лазер .....	136
3.2. Ионно-плазменные модули на базе тлеющего разряда .....	140
3.2.1. Особенности взаимодействия заряженных частиц с поверхностью твердого тела .....	146

3.2.2. Диодные системы распыления .....	153
3.2.3. Многоэлектродные системы распыления .....	159
3.2.4. Плазменная система для ионной очистки и травления диэлектриков .....	165
3.2.5. Многоэлектродный модуль с комбинированным разрядом .....	169
3.2.6. Магнетронные системы распыления .....	171
3.3. Технологические плазменные ускорители .....	185
3.3.1. Электродные ускорители плазмы .....	185
3.3.2. Вакуумно-дуговые источники плазмы .....	192
3.3.3. Конструктивные особенности электродной системы .....	201
3.3.4. Конструкции дуговых источников плазмы .....	211
Библиографический список .....	220

## ВВЕДЕНИЕ

Создание нового электрофизического оборудования и электротехнологий напрямую связано с изучением вопросов плазменной электроники, рассматривающей процессы, протекающие в среде, содержащей разноименные заряженные частицы в значительных концентрациях. Одним из наиболее распространенных способов генерации такой среды является пропускание электрического тока через газ или пар, которое получило название газовый разряд.

Газовый разряд представляет собой комплекс явлений, наблюдаемых при протекании электрического тока между электродами, находящимися в газе или паре, когда к ним приложена некоторая разность потенциалов. При этих условиях в газе появляются свободные электрические заряды – электроны и ионы, способные перемещаться под действием электрического поля.

Газ в этом случае называют ионизованным.

При достаточно высоком напряжении в газе заряженные частицы и в первую очередь электроны на длине свободного пути приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов или молекул. В этом случае концентрация заряженных частиц возрастает на несколько порядков. При этом говорят, что происходит электрический пробой газа или просто пробой. Газовая среда, которая в исходном состоянии практически является диэлектриком, становится проводником электричества.

Со временем газовым разрядом стали называть всякий процесс протекания электрического тока через ионизованный газ, а также любой процесс возникновения ионизации и приобретения газом свойства электропроводности под воздействием электрического поля. Поскольку ионизованный газ чаще всего светится, начали говорить, что разряд зажигается, горит, гаснет.

Процесс протекания электрического тока обычно ассоциируется с представлением об электрической цепи, составленной из проводников. Но в быстропеременных электрических полях, и в первую очередь в поле электромагнитных излучений, для осуществления направленного движения зарядов, которое и представляет собою электрический ток, вовсе не требуется наличия замкнутой цепи и электродов. Между тем многие эффекты, которые наблюдаются в объеме газа под действием переменных полей и электромаг-

нитных волн – пробой, поддержание состояния ионизации, диссипация энергии поля, в принципе не отличаются от тех, которые наблюдаются в случае постоянного поля, приложенного к газонаполненному промежутку между электродами.

Во второй половине XX в. характер самостоятельной дисциплины приобрела *физика плазмы*, содержание которой в значительной мере перекликается с содержанием физики газового разряда. Под *плазмой* понимают газ, ионизированный до такой степени, что электрические силы притяжения, действующие между электронами и положительными ионами, препятствуют заметному разделению зарядов. Поэтому *плазма* – это ионизированный газ, который электрически нейтрален в каждом малом объеме. Таким образом, предметом изучения физики плазмы выступает в основном среда, образующаяся в части пространства при протекании тока через газ, в то время как вопросам возбуждения плазмы и ее распада уделяется значительно меньшее внимание.

Стимулом для исключительно быстрого и глубокого развития науки о плазме явился огромный интерес к проблеме управляемого термоядерного синтеза и космической плазме. Чаще всего она имеет дело с весьма разряженными газами, в которых столкновения заряженных частиц с нейтральными имеют подчиненную роль. Особое внимание уделяется поведению заряженных частиц и их «коллектива» с учетом коллективного характера взаимодействия в магнитных полях, что для газового разряда менее характерно. Большой интерес проявляется к изучению всевозможных колебаний, волн и неустойчивостей в «коллективе» заряженных частиц, чаще всего в присутствии магнитного поля.

Принято различать *низко-* и *высокотемпературную* плазму. В качестве граничного значения обычно принимают температуру в миллион градусов. В настоящем пособии в основном рассматриваются объекты, содержащие низкотемпературную плазму.

**Краткая история вопроса.** Если не считать молнии, исследователи впервые столкнулись с протеканием электрического тока через газ, когда заметили, что заряженные трением проводники, будучи изолированными от земли и других проводников, все равно постепенно теряют заряд. В 1785 г. Кулон доказал опытным путем, что заряд уходит через воздух, а не вследст-

вие несовершенства изоляции. Теперь известно, что в этих условиях происходит несамостоятельный слаботочный разряд.

В начале XIX в. появились мощные источники постоянного тока и был открыт дуговой разряд (В. В. Петров, С.-Петербург, 1802). В 1831–1835 гг. М. Фарадей (*Michael Faraday*) открыл и исследовал тлеющий разряд и установил его слоистую структуру.

Исключительно богат открытиями был конец XIX в. Опыты У. Крукса (*William Crookes*) с катодными лучами и установление Дж. Дж. Томсоном (*Joseph John Thomson*) отношения заряда электрона к массе привели к пониманию того факта, что он является основным переносчиком тока в газе.

Начиная с 1900 г., Дж. Сили Таунсенд (*John Sealy Edward Townsend*), основатель школы в физике газового разряда, установил многие закономерности ионизации и пробоя газа в однородном электрическом поле. С начала XX в. накапливались многие экспериментальные данные по элементарным процессам, которые составили основу современного справочного материала в рассматриваемой области.

Понятие «плазма» было введено И. Ленгмюром (*Irving Langmuir*) и Л. Тонксом (*Lewi Tonks*) в 1928 г. при изучении явлений, происходящих при электрическом разряде в газах. Ленгмюр внес большой вклад в физику разрядов. В частности, с его именем связан фундаментальный метод экспериментального исследования параметров плазмы с помощью электрических зондов.

С тех пор прогресс в области физики газового разряда был непрерывным. Однако многочисленные трудности в понимании природы явлений в газовых разрядах и возникновение новых отраслей физики в первой половине XX в. породили мнение, что изучение газового разряда достигло своего предела. Однако последующие события показали другое.

С начала 50-х гг. XX в. и до сегодняшних дней наблюдается неослабевающий интерес к изучению плазмы и газовых разрядов. Он обусловлен объективными потребностями в получении новой научной информации для развития таких областей науки и техники, как управляемый термоядерный синтез, лазерная техника, плазмохимия, ускорительная техника, металлургия, лучевые и плазменные технологии модификации поверхности, светотехника и т. п.

В предлагаемом пособии авторы отразили теоретические подходы на развитие и существование газового разряда. Представили теорию физических процессов, протекающих на электродах и в разрядном промежутке, особенностях ионизации электронным ударом и перезарядки заряженных частиц. Рассмотрены все типы используемых разрядов. Представлены основные области применения технологических устройств, использующих газовый разряд: газоразрядные лазеры и ионно-плазменные технологические устройства, являющиеся наиболее перспективными при решении вопросов поверхностной обработки материалов.

По своему объему и изложению учебное пособие предназначено для студентов всех уровней обучения. В первую очередь сюда следует отнести подготовку бакалавров, а во вторую – магистров, обучающихся по курсам «Основы физических процессов в электротехнологии», «Электротехнологии», «Электротехнологические установки и системы», «Ионно-вакуумная техника и технология», «Плазменная, лазерная и лучевая техника и технология». Учебное пособие также полезно и для аспирантов.

В книге использован опыт преподавания этих курсов на кафедре электротехники и электротехнологии Санкт–Петербургского государственного политехнического университета, результаты научной работы авторов, опубликованные труды ведущих ученых и научно–исследовательских организаций, учебных заведений страны, а также зарубежный опыт.



## 1. ИОНИЗОВАННЫЙ ГАЗ И ПЛАЗМА

Газ – это физическая система, состоящая из большого числа сходных частиц, обладающих большой подвижностью. В этой системе атомы или молекулы ведут себя относительно свободно, а расстояние между ними существенно больше их размеров. При этом энергия взаимодействия частиц по сравнению с их кинетической энергией мала.

Газ как агрегатное состояние вещества характеризуется хорошей сжимаемостью и отсутствием способности сохранять как объем, так и форму, стремясь занять весь предоставленный ему объем. По химическим свойствам газы и их смеси весьма разнообразны, начиная от инертных малоактивных газов. К газам относят не только системы из атомов и молекул, но и системы из других частиц, включая плазму.

При определенных условиях в газе может происходить ионизация атомов или молекул, при которой в газе появляются положительно и отрицательно заряженные частицы: положительные и отрицательные ионы и электроны. Такой газ называют ионизованным. В частности, заряженные ионы генерируются в газе, как космическим излучением, так и за счет естественного радиоактивного фона Земли. Так в атмосфере на уровне поверхности Земли в каждом кубическом сантиметре в среднем происходит 4...10 актов ионизации, что обеспечивает концентрацию около 1000 пар положительно и отрицательно заряженных частиц в кубическом сантиметре.

Ионизированный газ, который обладает особыми свойствами, не выражаемыми отдельными частицами, называют плазмой. Эти свойства проявляются вследствие дальнедействующего характера кулоновских сил, обуславливающих взаимодействие заряженных частиц, имеющих коллективный характер.

Основным свойством плазмы является ее квазинейтральность как в пространстве, так и во времени. Однако в силу того, что заряженные частицы обладают тепловой энергией и осуществляют тепловое хаотическое движение, в ионизованном газе могут возникать области с нарушением квазинейтральности. Характерный масштаб, в пределах которого это разделение возможно, может быть определен из условия равенства энергии теплового дви-

жения частиц и энергии кулоновского взаимодействия. Этот размер получил название *дебаевской длины*, или *дебаевского радиуса*  $r_D$  экранирования:

$$r_D \approx \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n}}, \quad (1.1)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_e$  – электронная температура;  $e$  – заряд электрона;  $n$  – концентрация заряженных частиц в ионизованном газе.

Ионизованный газ начинает проявлять свойства плазмы, когда начинает выполняться соотношение:  $r_D \ll L$ , где  $L$  – характерный размер объема, в котором наблюдается ионизованный газ. Нарушение нейтральности плазмы возможно только в областях значительно меньших объема ею занимаемого. Постоянное электрическое поле внешнего источника проникает в плазму на расстояние дебаевского радиуса  $r_D$ . В силу указанных причин плазма обладает свойством квазинейтральности, внешнее постоянное электрическое поле в нее не проникает.

Таким образом, вопрос о том, обладает или не обладает ионизованный газ свойствами плазмы, зависит не только от параметров, но и от размеров области занимаемой плазмой, а фазовый переход превращения ионизованного газа в плазму не является ярко выраженным, а происходит плавно. В лабораторных условиях ионизованный газ начинает проявлять свойства плазмы при концентрациях заряженных частиц в нем не менее  $10^8 \dots 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

## 1.1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ И ПЛАЗМЫ

Среди различных способов генерации плазмы наибольшее прикладное значение имеют газовые разряды, в большинстве типов которых плазма занимает существенный объем межэлектродного пространства.

Газонаполненный промежуток может проявлять два вида нелинейности. Во-первых, в зависимости от внешних условий он может находиться как в проводящем, так и в непроводящем состоянии. Это его свойство может быть использовано для построения коммутирующих приборов различного назначения и мощности.

Во-вторых, нелинейность вольт-амперной характеристики газового разряда может выражаться в постоянстве разрядного напряжения при изменении

тока разряда. Этот вид нелинейности можно использовать при построении параметрических стабилизаторов напряжения, способных работать в экстремальных условиях.

В плазме газовых разрядов при определенных условиях энергия источников электрического питания достаточно эффективно может расходоваться на возбуждение атомных частиц, что приводит к формированию линейчатого спектра излучения из плазменного образования в широком диапазоне длин волн.

Способность плазмы генерировать излучение в широком диапазоне длин волн используется при разработке газоразрядных источников излучения, газоразрядных лазеров, индикаторных приборов и устройств отображения информации, например плазменных панелей.

При высоких давлениях плазмообразующего газа существенная доля энергии, вносимой в положительный столб разряда, может преобразовываться в непрерывный спектр излучения, который, в частности, формируется при излучательной рекомбинации.

Плазма представляет собой субстанцию, в которой существенны концентрации электронов, однозарядных и многозарядных ионов, продуктов диссоциации молекул – химически активных и быстрых нейтральных частиц. В связи с этим газоразрядные структуры могут использоваться в качестве генераторов заряженных и нейтральных частиц указанных типов.

Среди столкновительных процессов, в большинстве ситуаций преобладают упругие соударения, в результате которых наблюдается нагрев нейтральной части плазмы. Особенно эффективен этот процесс при давлениях порядка атмосферного. Это свойство плазмы газовых разрядов широко используется в плазмотронах для проведения термических операций и в плазмохимии.

Значительная доля энергии, идущая на поддержание дуговых разрядов при давлениях порядка атмосферного, выделяется на электродах: аноде и катоде, что позволяет использовать их для дуговой сварки, резки, пайки и т. п.

Особо следует отметить роль плазмы в системах для получения электрической энергии. Среди таких систем можно выделить *термоэмиссионные преобразователи энергии, МГД-генераторы и термоядерные установки.*

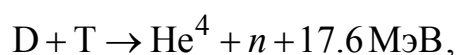
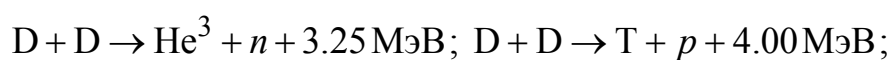
*Термоэмиссионный преобразователь* тепловой энергии в электрическую в наиболее общем виде представляет собой двухэлектродный прибор,

работающий в режиме начальных токов. Чтобы термоэмиссионный диод работал в режиме источника электроэнергии работа выхода материала катода  $\varphi_k$  выше, чем работа выхода у анода  $\varphi_a$ . При этих условиях на внешней нагрузке выделяется контактная разность потенциалов  $\Delta\varphi = \varphi_k - \varphi_a$  за вычетом падения напряжения на диоде. Значительного снижения межэлектродного падения напряжения можно достигнуть при возбуждении в диоде низковольтного термоэмиссионного дугового разряда в парах цезия. Известны дуговые преобразователи, обеспечивающие отбор удельной мощности до  $50 \text{ Вт/см}^2$  при коэффициенте полезного действия 25 %.

*Магнитогидродинамический способ* получения электрической энергии основан на генерации ЭДС Холла на электродах, расположенных как поперек вектора скорости потока ионизованного газа, так и поперек вектора индукции магнитного поля. В промышленных реакторах поток ионизованного газа образуется при сжигании угольной пыли, в которую для повышения проводимости вводится поташ. МГД-генератор может выступать в качестве высокотемпературной ступени тепловой электростанции, так как энергия потока ионизованного газа, выходящего из МГД-генератора, может быть использована для получения пара в обычной паровой турбине. Использование МГД-генератора в составе оборудования для получения электрической энергии на тепловой станции позволит поднять ее КПД до 50...60 %, в зависимости от температуры газа. Это является очень важным фактором, так как пути повышения КПД тепловых электростанций традиционными способами практически исчерпаны в силу физических ограничений.

Разведанных запасов традиционных источников энергии (угля, нефти, газа) по различным оценкам хватит при сегодняшнем уровне потребления на время от десятков до ста лет. Практически неисчерпаемым источником энергии могут стать дейтерий и тритий (тяжелый и сверхтяжелый изотопы водорода), которые можно использовать в качестве термоядерного топлива при осуществлении реакции *управляемого термоядерного синтеза* (УТС) гелия.

Привлекательность использования УТС заключается в том, что при слиянии ядер изотопов водорода дейтерия D и трития T (или двух ядер трития)



где  $\text{He}^3$  – ядро изотопа гелия;  $n$  – нейтрон;  $\text{He}^4$  – ядро обычного гелия;  $p$  – протон, может происходить образование нейтронов с энергией в пределах 7...17 мэВ.

Особенность реакций термоядерного синтеза заключается в том, что выделяющаяся при этом энергия, приходящаяся на одну массовую единицу, более чем в миллион раз превосходит соответствующую энергию при химических реакциях (в частности, при реакциях горения).

Работы по проблеме УТС, проводимые с середины 50-х гг. XX в., неразрывно связаны с развитием физики плазмы. Наибольший прогресс достигнут в разработке термоядерного реактора типа «Токамак», представляющий собой трансформатор специальной конструкции, в качестве вторичной обмотки которого выступает плазменный виток в виде тора. В «Токамаке» вдоль стенок камеры создается замкнутое магнитное поле и за счет мощного электрического разряда достигается сильный джоулев нагрев плазмы. В промышленном термоядерном реакторе необходимо обеспечить как нагрев ионной части плазмы до  $10^8 \dots 10^9$  К, так и ее удержание в течение времени необходимого для того, чтобы два легких ядра могли провзаимодействовать и образовать ядро более тяжелого элемента. Установлено, что для эффективного протекания реакции для произведения плотности плазмы  $n$  [ $\text{см}^{-3}$ ] на время ее удержания в реакторе  $\tau$  [с], для дейтерий-тритиевой смеси, должно выполняться условие  $n\tau > 10^{14}$ .

## 1.2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЪЕМЕ И НА ПОГРАНИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Длина свободного пробега молекул  $\lambda$  между столкновениями в рабочем объеме определяется как

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 p}, \quad (1.2)$$

где  $T$  – температура газа;  $\sigma$  – поперечный размер частицы;  $p$  – давление.

Отношение длины свободного пробега молекулы к характерному размеру объема, в котором находится газ, называемое критерием Кнудсена ( $\text{Kn} = \lambda / L$ ), характеризует степень разреженности газа. В зависимости от этого значения различают вакуум: низкий, средний, высокий и сверхвысокий.

Низкий вакуум (от 100 кПа до 100 Па) – состояние газа, при котором частота столкновений между молекулами преобладает над частотой столкновений молекул газа со стенками, что соответствует условию  $Kn \ll 1$ , а длина свободного пробега молекул газа намного меньше размеров вакуумной камеры ( $\lambda \ll L$ ).

Средний вакуум (от 100 Па до 0,1 Па) – состояние газа, при котором частоты соударений молекул друг с другом и со стенками одинаковы:  $\lambda = L$ , а  $Kn \approx 1$ .

Высокий вакуум (от 0,1 Па до  $10^{-5}$  Па) – состояние газа, при котором столкновения молекул со стенками вакуумной камеры преобладают над столкновениями между молекулами газа ( $\lambda > L$ ):  $Kn > 1$ .

Ниже  $10^{-5}$  Па, когда  $\lambda \gg L$  – сверхвысокий вакуум.

Для создания и поддержания вакуума, а также для вакуумных измерений, используется совокупность взаимосвязанных устройств и связывающих их вакуумных трубопроводов, называемая вакуумной системой.

### ***1.2.1. Процессы в разрядном промежутке***

Средняя длина свободного пробега электронов в вакууме заметно превышает расстояние между электродами. При повышении давления движущиеся электроны начинают взаимодействовать (сталкиваться) с атомами газа, и длина свободного пробега у них становится меньше расстояния между электродами: катодом и анодом. Характер соударений между электронами и атомами во многом определяет особенности газового разряда.

*Совокупность явлений, обусловленная прохождением электрического тока через газовый промежуток, характеризующийся слабыми связями между составляющими его частицами и большой их подвижностью, под действием электрического поля, сопровождающаяся изменением его состояния, называется электрическим разрядом в газе.*

В обычных газах кинетическая энергия хаотического движения частиц мала по сравнению с энергией связи электронов внешних оболочек с ядрами, и в процессе столкновения внутренняя электронная структура частиц не изменяется. При повышении температуры кинетическая энергия сталкивающихся частиц увеличивается и может приводить к изменению внутренней электронной структуры и, в частности, к образованию заряженных частиц –

ионов и свободных электронов; появлению возбужденных молекул и атомов, имеющих как электронное, так и колебательное и вращательное возбуждение.

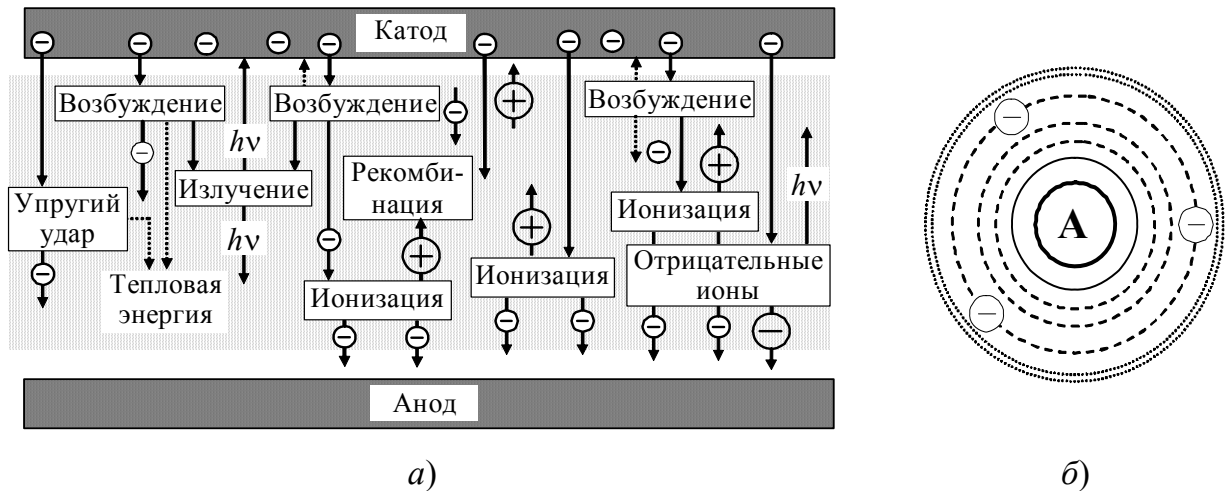


Рис. 1.1. Физические процессы, протекающие в межэлектродном промежутке газового разряда (а), и упрощенная энергетическая схема атома (б):

— — основной; -- -- возбужденные уровни

Явления, наблюдаемые в газонаполненном промежутке, определяются элементарными процессами, приводящими к изменению как энергетического, так и качественного состояния взаимодействующих частиц. Среди наиболее важных процессов в объеме выделяются: возбуждение, ионизация, перезарядка и рекомбинация (рис. 1.1).

Перечисленные процессы могут быть описаны на основе классических законов сохранения энергии и импульса при соударениях.

Взаимодействие сталкивающихся атомных частиц происходит в относительно малой области пространства и в течение относительно малого промежутка времени. Поэтому начальное и конечное состояния частиц до и после столкновения можно описывать как состояния невзаимодействующих частиц. В этой асимптотической области пространства, далекой от непосредственной области взаимодействия, траектории сталкивающихся частиц имеют прямолинейный характер.

Процессы столкновения частиц, в зависимости от характера изменения их внутренней энергии, удовлетворяют соотношению

$$0,5m_1v_1^2 + 0,5m_2v_2^2 = 0,5m_1v_1'^2 + 0,5m_2v_2'^2 + \Delta W,$$

где  $m_1$  и  $m_2$  — массы сталкивающихся частиц;  $v_1$  и  $v_2$  — скорости сталкивающихся частиц до столкновения;  $v_1'$  и  $v_2'$  — скорости сталкивающихся час-

тиц после столкновения;  $\Delta W$  – изменение внутренней энергии одной из частиц или обеих, в результате взаимодействия, разделяются на упругие и неупругие.

При *упругом* соударении между частицами происходит обмен импульсом и кинетической энергией, но их внутренние энергии и состояния остаются неизменными  $\Delta W = 0$ .

Если при соударении происходит изменение внутренней (потенциальной) энергии, то это приводит к ионизации и возбуждению. Данный тип соударений относится к *неупругим* соударениям. Класс неупругих процессов столкновения частиц значительно шире и разнообразнее упругих столкновений. При неупругом столкновении полное количество движения также сохраняется, но полная кинетическая энергия системы уменьшается или увеличивается в результате возбуждения (или потери возбуждения) одной или обеих сталкивающихся частиц. Анализ такого рода неупругих столкновений намного сложнее упругих.

Атомы и молекулы обладают сложной внутренней структурой и могут находиться в различных энергетических состояниях. Атом – микроструктура, основой которой является положительно заряженное ядро, состоящее из положительно заряженных протонов  ${}^1_1p$  ( $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$  кг) и электрически нейтральных нейтронов  ${}^1_0n$  ( $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$  кг), и атомной оболочки, образованной вращающимися вокруг ядра отрицательно заряженными электронами  $e$  ( $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг). Число электронов, вращающихся вокруг ядра, соответствует порядковому номеру элемента в Периодической системе элементов Д. И. Менделеева. Наиболее устойчивым состоянием атома является такое, при котором электроны находятся на наиболее близких к ядру энергетических уровнях.

Электроны, находящиеся на внешних орбитах (*валентные электроны*), связаны с ядром слабее, чем электроны, которые находятся на внутренних, более близких к ядру орбитах. Радиусы разрешенных орбит вращения электронов атома водорода ( $Z = 1$ ) по Бору определяются из условий квантования и равны:

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{e^2 Z \pi m_e}, \quad (1.3)$$



где  $n = 1, 2, 3 \dots$  – квантовые числа, указывающие на степень удаленности электронной орбиты от ядра;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка.

Ближайшей к ядру орбите соответствует  $n = 1$  и радиус первой орбиты равен  $r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10}$  м. Этот радиус называется первым *боровским радиусом*. Радиусы более далеких от ядра возрастают как  $n^2$ :  $n = 2$ ,  $r_2 = 4r_1 = 2,11 \cdot 10^{-10}$  м;  $n = 3$ ,  $r_3 = 9r_1 = 4,74 \cdot 10^{-10}$  м.

Каждый из допустимых энергетических уровней  $n$  характеризуется своей энергией:

$$W = -\frac{Z^2 e^4 m_e}{n^2 8\epsilon_0^2 h^2}. \quad (1.4)$$

Для водорода ( $Z = 1$ ) низший энергетический уровень соответствует  $n = 1$ :  $W_1 = -13,6$  эВ. Энергии более высоких орбит соответственно равны:  $W_n = -13,6/n^2$ :  $W_2 = -3,39$  эВ;  $W_3 = -1,51$  эВ.

Низший энергетический уровень (или состояние) имеет энергию  $W_1$  и называется *основным состоянием* (рис. 1.1, б). Более высокие состояния (с  $W_2$ ,  $W_3$  и т. д.) называются *возбужденными состояниями*. Согласно теории Бора, электрон в атоме водорода может находиться на любом из разрешенных уровней, но никогда не может оказаться между этими уровнями.

*Квантовое число  $n$*  из теории Бора сохраняется и в квантовой механике под названием *главного квантового числа*, принимающее любое целочисленное значение от 1 до  $N$ .

При нахождении на стационарной орбите электрон не излучает, а при условии внешнего энергетического воздействия на атом электроны способны покинуть свою орбиту, что приводит к изменению электрического состояния атома.

Валентные электроны обладают наибольшим запасом энергии и участвуют в создании химической связи между атомами, определяя активность вещества. Электроны, покинувшие свою орбиту и перемещающиеся между атомами, называются свободными. Нейтральный в электрическом отношении атом, теряя или приобретая электроны, становится положительно или отри-

цательно заряженным ионом:  $\bar{e} + A \leftrightarrow A^+ + \bar{e} + \bar{e}$  (стрелка обозначает и обратный процесс рекомбинации),  $A + B \leftrightarrow A^+ + B + \bar{e}$  и  $\bar{e} + A \leftrightarrow A^- + h\nu$ .

Если ионизация молекулы или атома происходит в результате одного соударения с электроном, то такая ионизация называется *однократной* или *прямой ионизацией*. Если в результате нескольких соударений с электронами атом или молекула многократно возбуждаются, и ионизация происходит из возбужденного состояния, то такой процесс носит название *ступенчатой ионизации*.

Процесс однократной ионизации  $\bar{e} + A \leftrightarrow A^+ + \bar{e} + \bar{e}$  происходит в результате обмена энергией между налетающим электроном и одним из валентных электронов атома. При этом энергия, переданная валентному электрону, должна быть выше энергии связи его с атомом, то есть больше энергии ионизации атома. Поэтому такой процесс имеет пороговый характер.

Способность атома терять или приобретать электроны количественно определяется энергией ионизации атома и энергией сродства к электрону.

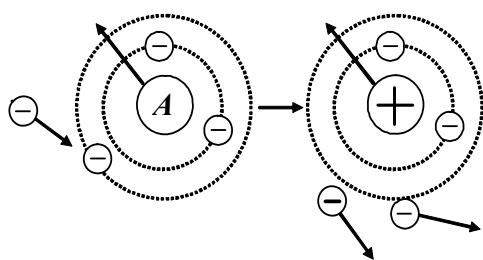


Рис. 1.2. Схематический процесс ионизации

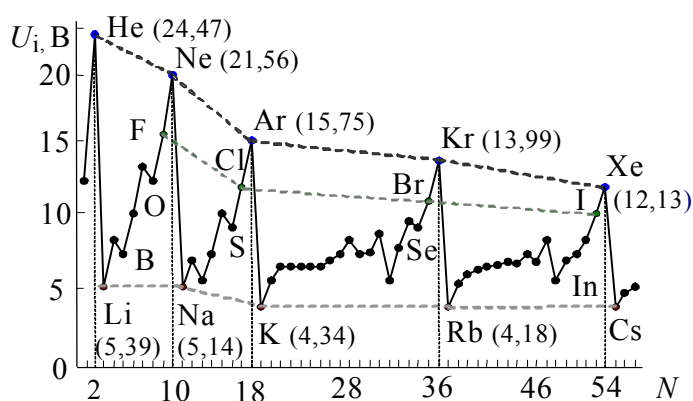


Рис. 1.3. Зависимость потенциала ионизации от порядкового номера элемента

Под энергией ионизации понимают то количество энергии, которое необходимо для разрушения связи между электроном и невозбужденным атомом  $W_i = eU_i$ , где  $U_i$  – потенциал ионизации, это та разность потенциалов, которую должен пройти электрон в электрическом поле, чтобы приобрести энергию, достаточную для отрыва валентного электрона и образования положительно заряженного атома (рис. 1.2). Если полученные после ионизации свободные электроны имеют достаточную энергию, то каждый из них в

дальнейшем способен ионизировать новый атом, что приводит к лавинообразному нарастанию количества электронов и ионов.

На рис. 1.3 показан характер изменения энергии отрыва первого электрона от атома в зависимости от порядкового номера элемента. Кривая имеет явно выраженный периодический характер. Наименьшей энергией ионизации обладают элементы первой  $s$ -группы, наибольшей –  $s$ - и  $p$ -элементы восьмой группы (инертные газы). Возрастание энергии ионизации при переходе от группы к группе обуславливается заполнением внешних электронных оболочек.

Присоединение свободного электрона атомом приводит к образованию отрицательного иона ( $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $H^-$ ,  $NO_2^-$ ,  $OH^-$ ). Этот процесс протекает с выделением энергии, так как энергия устойчивого отрицательного иона несколько меньше энергии исходного атома. Энергия связи избыточного электрона называется *энергией сродства к электрону* и для различных газов колеблется от 0,75 до 4,5 эВ. Силы связи избыточного электрона являются короткодействующими. Поэтому возбуждение вызывает столь значительное ослабление сил кулоновского притяжения к экранированному ядру, что электрон не может уже оставаться устойчиво связанным. В инертных газах, а также в азоте отрицательные ионы не образуются.

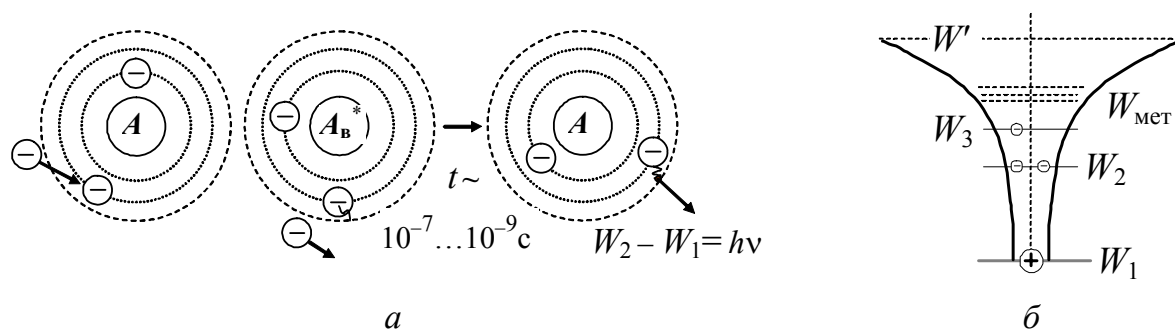


Рис. 1.4. Схематические процессы возбуждения и рекомбинации атома (а) и энергетическая картина электрона в атоме (б):  $W_0$  – основной уровень,  $W_{\text{мет}}$  – метастабильный уровень;  $W_{2,3}$  – уровни возбуждения,  $W'$  – состояние, когда электрон теряет связь с атомом ( $W' - W_0 = \Delta W_{\text{ион}}$  – энергия ионизации)

При столкновении атома с электроном, не обладающим достаточной энергией для ионизации, происходит возбуждение нейтрального атома, т. е. один из его электронов переходит на более высокий энергетический уровень

$\bar{e} + A \rightarrow A_B^* + \bar{e}$  (рис. 1.4). Согласно теории Бора, электрон может находиться на любом из разрешенных уровней.

Как было показано, уровни энергии атома водорода определяются главным квантовым числом  $n$ . Если отсчитывать энергию уровня  $W$  от основного состояния, то по формуле Бора  $W_n = U_i(1 - 1/n^2)$  можно определить энергию возбуждения. Основному состоянию водорода соответствует  $n = 1$ , низшему, возбужденному,  $n = 2$ , т. е. энергия (потенциал) первого возбужденного уровня составляет  $W_{n1} = (3/4)U_i = 10,2$  эВ, второго  $W_{n2} = (8/9)U_i = 12,1$  эВ и т. д., при этом уровни все сильнее сгущаются по мере приближения к границе непрерывного спектра – потенциалу ионизации  $U_i = 13,6$  эВ.

У атомов инертных газов первые возбужденные уровни расположены столь же высоко, их энергии составляют примерно  $0,7 \dots 0,8$  потенциала ионизации, но схемы их уровней существенно сложнее, чем у водорода, и даже низшие возбужденные уровни следуют друг за другом через малые энергетические промежутки, не так, как в атоме водорода. У атомов других элементов, в отличие от инертных газов, и у молекул, как правило, имеются и относительно низко лежащие уровни с небольшими энергиями возбуждения, порядка одного или несколько электрон-вольт.

В возбужденном состоянии атом находится примерно  $10^{-7} \dots 10^{-9}$  с, после чего переходит или в нормальное состояние, или в другое возбужденное состояние с меньшей энергией. При этом *спонтанном* (самопроизвольном) *переходе* атом отдает полученную им энергию в виде кванта электромагнитного излучения  $A_B^* \rightarrow A + h\nu$ , определяемого, согласно второму постулату Бора, разностью энергии электрона на верхнем и нижнем уровнях  $h\nu = W_2 - W_1$ , откуда для частоты излучения получается:

$$\nu = \frac{W_2 - W_1}{h} = \frac{mZ^2e^4}{8\epsilon_0^2h^3} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (1.5)$$

Если электрон, например, находится на орбите с квантовым числом  $n = 2$  и энергией  $W_2 = -3,4$  эВ и возвращается на первую стационарную орбиту с энергией  $W_1 = -13,6$  эВ, то при этом переходе высвобождается энергия  $\Delta W = 10,2$  эВ с частотой излучения  $\nu = 1,54 \cdot 10^{15}$  Гц и длиной волны

$\lambda_{2-1} = c/\nu = hc/(W_2 - W_1)$ , где  $c = 3,0 \cdot 10^8$  м/с – скорость света, откуда  $\lambda_{2-1} = 1,22 \cdot 10^{-7}$  м = 122 нм (ультрафиолетовая область).

В квантовой механике доказывается, что возможны только такие переходы, при которых орбитальное квантовое число  $l$  меняется на единицу. Говорят, квантовое число  $l$  имеет *правило отбора*  $\Delta l = \pm 1$ . Это правило – следствие закона сохранения момента количества движения. При этом изменение главного квантового числа  $n$  может быть любое.

Спонтанное излучение представляет собой случайный процесс, поэтому акты спонтанного излучения квантовых частиц не зависят друг от друга и, следовательно, такое излучение *некогерентно* (разность фаз не постоянна). Если испускаемые кванты относятся к видимой части электромагнитного спектра, то данный переход сопровождается свечением газа.

Наряду с неустойчивыми уровнями возбуждения, в которых переход электрона на стационарные уровни происходит самопроизвольно, инертные газы и пары имеют и устойчивые уровни возбуждения, называемые *метастабильными*. Самопроизвольный переход в нижнее энергетическое состояние в это случае имеет чрезвычайно малую вероятность. Следовательно, средний срок жизни атомов в метастабильном состоянии может достигать  $10^{-3} \dots 1$  с. Заселенность метастабильных уровней падает с ростом давления, что объясняется увеличением частоты столкновений метастабильных атомов с атомами, находящимися в основном состоянии.

Изменение метастабильного состояния атома возможно при внешнем энергетическом воздействии и переводе электрона на более высокий энергетический уровень, с которого он способен перейти на основной уровень с превращением энергии возбуждения атома в энергию излучения. Самый нижний уровень из метастабильных уровней называется *резонансным*.

В газоразрядной плазме, как правило, средняя энергия электронов  $kT_e$  значительно меньше энергии ионизации атома  $W_i$ . В этом случае однократная ионизация может происходить только за счет быстрых электронов, соответствующих «хвосту» функции распределения.

При наличии в газе метастабильных атомов наряду с прямой ионизацией имеет место ступенчатая ионизация, когда под действием электронных соударений атомы переходят в метастабильное состояние  $\bar{e} + A \rightarrow A_M^* + \bar{e}$ , а

## Элементарные процессы, протекающие в разрядном промежутке

Инициатор	Тип взаимодействия	
Фотон	<i>Атомный</i>	
	Возбуждение: $h\nu + A \rightarrow A_B^*$	Ионизация: $h\nu + A \rightarrow A^+ + e$
	<i>Молекулярный</i>	
	Рамановское рассеяние: $h\nu + AB \rightarrow (AB)_B^*$	Диссоциация: $h\nu + AB \rightarrow A + B$ ; $h\nu + AB \rightarrow A^+ + B$
Электрон	<i>Атомный</i>	
	Упругое соударение: $e + A \rightarrow e + A$	Возбуждение: $e + A \rightarrow e + A_B^*$
	Ионизация: – прямая $e + A \rightarrow e + A^+$ ; – ступенчатая $e + A \rightarrow e + A_B^*$ ; $e + A^* \rightarrow e + e + A^+$	Рекомбинация: $e + A^+ \rightarrow A$ ; $e + A^+ + B \rightarrow A + B$
	<i>Молекулярный</i>	
	Диссоциация: $e + AB \rightarrow e + A + B$ ; $e + AB \rightarrow e + A + B^+$	Возбуждение: $e + AB \rightarrow e + (AB)_B^*$
	Переход на другой энергетический колебательный уровень: $e + AB(n_1) \rightarrow e + AB(n_2)$	Переход на другой энергетический вращательный уровень: $e + AB(J_1) \rightarrow e + AB(J_2)$
Атом	<i>Атомный</i>	
	Возбуждение: $A + B \rightarrow A + B_B^*$	Упругое соударение: $A + B \rightarrow A + B$
	Передача возбуждения: $A_B^* + B \rightarrow A + B^*$	Ионизация: $A + B \rightarrow e + A + B^+$ ; $A_B^* + B \rightarrow e + A + B^+$
	Резонансная перезарядка: $A^{I+} + A^{II} \rightarrow A^I + A^{II+}$	Химическая реакция: $A + BC \rightarrow AB + C$
	Эффект Пеннинга: $A + e \rightarrow A_B^* + e$ ; $A_B^* + B \rightarrow A + B^+$	Нерезонансная перезарядка: $A^+ + B \rightarrow A + B^+$

при последующих столкновениях с другими электронами  $\bar{e} + A_M^* \rightarrow A^+ + \bar{e} + \bar{e}$  или при взаимодействии между собой  $A_M^* + A_M^* \rightarrow A^+ + A + \bar{e}$  ионизируются. Ступенчатая ионизация имеет место в тех случаях, когда газ оказывается ионизированным, несмотря на то, что разность потенциалов между электродами меньше, чем величина первого потенциала ионизации данного газа.

Ступенчатая ионизация осуществляется также при достаточной концентрации электронов в плазме, когда возбужденный атом не успевает перейти в основное состояние между двумя последовательными столкновениями с электронами  $e + A \rightarrow A^* + e$ ,  $e + A^* \rightarrow e + A^+ + e$ . Следует также отметить, что сечение ионизации возбужденного атома превышает сечение атома в основном состоянии. Это связано с тем, что в возбужденном атоме внешний валентный электрон, который перешел на более высокий энергетический уровень, находится на орбите с большим радиусом. Следовательно, возбужденный атом представляет собой мишень для бомбардирующих электронов большую, чем атом в основном состоянии.

Возбуждение и ионизация атомов происходит также под воздействием фотонов при условии, что энергия кванта соответствует энергии возбуждения  $h\nu = eU_B$  или энергии ионизации  $h\nu \geq eU_i$ .

Быстро движущийся ион при соударении с нейтральным атомом газа способен захватить у него валентный электрон и превратиться в нейтральный атом:  $A_1 + A_2^+ \rightarrow A_1^+ + A_2$ . Этот процесс называется перезарядкой.

Схема некоторых элементарных процессов, происходящих в газах и плазме, приведена в табл. 1.1.

Кроме ионизации и возбуждения атомов в газе происходит обратный процесс образования нейтральных атомов – рекомбинация, приводящая к уменьшению количества заряженных частиц, т. е. *деионизации* газа.

Рекомбинация зарядов протекает как на поверхностях стенок и электродов (поверхностная рекомбинация), куда они попадают в результате их диффузионного движения, так и в разрядном промежутке при соударениях.

В зависимости от рода газа и его давления деионизация протекает за время порядка  $10^{-5} \dots 10^{-3}$  с, поэтому устройства с газовым наполнением по сравнению с электровакуумными приборами более инерционны и плохо работают на высоких частотах.

### *1.2.2. Процессы на пограничных поверхностях*

Газонаполненный промежуток, через который протекает электрический ток, ограничивается поверхностями с различным функциональным назначением. Электрический ток замыкается через катод, подсоединенный к отрицательному полюсу источника электрического питания, и анод, подключенный к положительному полюсу. Разрядное пространство газонаполненного промежутка также ограничивается стенками, изготовленными из диэлектрического материала.

Характер процессов, происходящих на указанных поверхностях, определяется потоками энергетических частиц, излучений и энергией, подводимой к ним от внешних источников.

Основное назначение катода – эмиссия первичных электронов и формирование условий для выполнения закона непрерывности тока в области катода. Как и в вакуумных промежутках, эмиссия электронов из катода в газоразрядных промежутках может обеспечиваться за счет нагрева эмитирующей поверхности до эмиссионных температур, за счет автоэлектронной эмиссии, взрывной эмиссии. Среди видов эмиссии, характерных для газоразрядных промежутков, следует выделить электронную эмиссию под действием бомбардировки поверхности катода быстрыми ионами и атомными частицами, квантами лучистой энергии и за счет разогрева поверхности катода энергией, приносимой на катод заряженными частицами, ускоренными в плазме и в приэлектродных слоях.

Анод является электродом, на поверхность которого приходят плазменные электроны, электроны, эмитированные катодом, а также ионы. При этом суммарный ток в цепи анода должен равняться току во внешней цепи. Чисто формально с поверхности анода могут эмитироваться электроны за счет вторичной электронной эмиссии, вторичной ионно-электронной эмиссии и фотоэмиссии, однако на практике указанные процессы оказывают незначительное влияние на протекание тока в газовом разряде.

Стенки, ограничивающие разрядный промежуток, обычно воспринимают потоки электронов и ионов с энергией в единицы–десятки электрон-вольт, что формально может стимулировать вторичную электронную и ионно-электронную эмиссию. Однако эти эмиссионные потоки незначительны и при построении моделей процессов в газоразрядных промежутках не учитываются.



Среди эмиссионных процессов, которые имеют большое значение для описания характеристик плазменных приборов и устройств, особо следует выделить ионное или катодное распыление: процесс эмиссии атомов (молекул) с поверхности, подвергающейся бомбардировке быстрыми ионами или атомными частицами. Если энергия, переданная атому мишени, превышает пороговую энергию смещения, то атом может перемещаться непосредственно в направлении к поверхности мишени. При нормальном падении иона, коэффициент распыления пропорционален энергии, рассеиваемой ионом в приповерхностном слое мишени, и распыление происходит только при последовательных вторичных столкновениях первично смещенных атомов.

Процесс ионного распыления в зависимости от назначения прибора или устройства может играть как положительную, так и отрицательную роль.

### 1.3. НАПРАВЛЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ И ПЛАЗМЕ

Заряженные частицы (электроны и ионы), принимающие участие в протекании электрического тока в газе, находятся в состоянии непрерывного движения, определяемого наложением двух его составляющих:

1. хаотического, аналогичного тепловому движению молекул газа в закрытом сосуде; равновероятного по всем направлениям и характеризующегося средней арифметической скоростью электронов  $\bar{v}_e$ , определяемой из отношения среднего пробега электрона ко времени, затрачиваемому на его прохождение, и среднеквадратичной скоростью электрона  $\hat{v}_e$ , определяемой по изменению энергии электрона в процессе его хаотического движения;

2. направленного, обусловленного действием давления, концентрации, температуры или со стороны внешнего электрического поля силы  $F = -eE$  в направлении оси  $x$ , совпадающей с направлением силовых линий поля, устремляющего заряженную частицу к ускоряющему электроду (например, электрона к аноду), и характеризующейся средней направленной скоростью движения  $v_e$ .

#### 1.3.1. Электрический дрейф заряженных частиц

Непрерывные столкновения электронов, ускоряемых электрическим полем, с атомами газа приводят к тому, что электроны перемещаются по

сложным зигзагообразным траекториям. После столкновения с нейтральной частицей электрон начинает двигаться в произвольном направлении, сохраняя при этом определенную составляющую скорости, направленную вдоль действия внешнего электрического поля.

Как правило, дрейфовая составляющая скорости электрона гораздо меньше хаотической, что позволяет оценить среднее значение его направленной скорости  $v_{eH}$ .

При напряженности электрического поля  $E$ , импульс силы, сообщаемый полем электрону на пути его свободного пробега  $\lambda_e$  за время  $t_e = \lambda_e / \bar{v}_e$ , будет равен:

$$eEt_e = eE \frac{\lambda_e}{\bar{v}_e}. \quad (1.6)$$

Так как импульс силы, сообщаемый электрону полем, равен количеству движения в направлении поля, то для момента очередной встречи электрона с атомом можно написать равенство:

$$eE \frac{\lambda_e}{\bar{v}_e} = m_e v_k, \quad (1.7)$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $v_k$  – направленная составляющая скорости электрона к концу его свободного пробега в предположении, что в начале пробега эта составляющая скорости была равна нулю (данное предположение близко к действительности, так как величина  $E / p_0$  пропорциональна энергии, накопленной электроном на пути среднего пробега  $E / p_0 = eE\lambda_e$ , после соударения электрона составляющая направленного движения его очень мала).

Если скорости беспорядочного движения распределены по функциям Максвелла, то  $v_{eH}$  определяется из соотношения

$$v_{eH} = \frac{e}{m_e \bar{v}_e} E \lambda_e, \quad (1.8)$$

где  $\bar{v}_e$  – средняя арифметическая скорость хаотического движения электрона.

Учитывая, что длина свободного пробега  $\lambda_e$  зависит от давления газа:  $\lambda_e = \lambda_{e0} / p_0$ , где  $\lambda_{e0}$  – средний пробег в газе при давлении 1 мм рт. ст. и при температуре 0 °С;  $p_0$  – давление, приведенное к температуре 0 °С, то для скорости направленного движения имеем

$$v_{eH} = \frac{e\lambda_{e0}}{m_e \bar{v}_e} \frac{E}{p_0}. \quad (1.9)$$

Величина  $e\lambda_e / m_e \bar{v}_e$ , представляющая собой скорость электронов в направлении поля при напряженности  $E = 1$  В/м, называется коэффициентом подвижности, или подвижностью, и определяется как

$$b_e = \frac{e\lambda_e}{m_e \bar{v}_e} = \frac{e}{m_e \bar{v}_e} \frac{\lambda_{e0}}{p_0}. \quad (1.10)$$

Таким образом, направленная скорость электрона определяется его подвижностью  $b_e$  и напряженностью электрического поля  $E$ :  $v_{eH} = b_e E$ .

Движение иона также можно охарактеризовать понятием подвижности, т. е. считать, что направленная скорость иона  $v_{iH}$  будет определяться соотношением  $v_{iH} = b_i E$ .

Однако данное выражение иногда приводит к существенным ошибкам. Это объясняется тем, что для ионов характерно явление перезарядки, заключающееся в захвате ионом одного из внешних электронов нейтрального атома. При этом нейтральный атом становится ионом и начинает ускоряться электрическим полем с практически нулевой начальной скоростью, а ион, получивший электрон, продолжает движение в виде быстрой нейтральной частицы.

Т а б л и ц а 1.2

**Значения коэффициентов подвижности электронов и ионов, приведенные к °С и давлению в 1 мм рт. ст.**

Род газа	He	H <sub>2</sub>	Ar	N <sub>2</sub>	воздух
$b_{e0}$ , м <sup>2</sup> /В·с·мм рт.ст.	78	37	36	40	50
$b_{i0}$ , м <sup>2</sup> /В·с·мм рт.ст.	1,0	1,3	0,16	0,18	0,14

При определении скорости направленного движения ионов следует учитывать процессы перезарядки, так как в этом случае ион почти полностью теряет свою скорость, накопленную им между очередными перезарядками на пути  $\lambda_i$ .

Максимум энергии (скорости) иона в конце свободного пробега может быть найден из равенства:

$$eE\lambda_i = 0,5m_i v_{i\max}^2.$$

Левая часть уравнения определяет энергию, сообщаемую полем иону на пути свободного пробега, а правая часть, приобретенную при этом кинетическую энергию.

В однородном электрическом поле ион, образовавшийся в результате перезарядки, до своего нового столкновения с нейтральной частицей наберет максимальную скорость:

$$v_{i\max} = \sqrt{\frac{2 e \lambda_i E}{m_i}}, \quad (1.11)$$

где  $\lambda_i = 1/n_0\sigma_{\Pi}$  – свободная длина пробега иона;  $n_0$  – концентрация нейтральных частиц;  $\sigma_{\Pi}$  – сечение перезарядки.

Дрейфовая скорость ионов  $v_{iH}$  определяется как среднее значение скорости между двумя столкновениями. Примем, что процесс перезарядки может произойти в любой точке пространства  $x$ , лежащей в интервале от 0 до  $\lambda_i$ . Тогда в (1.11) заменим  $\lambda_i$  на  $x$  и проинтегрируем:

$$v_{iH} = \frac{1}{\lambda_i} \int_0^{\lambda_i} v_{i\max} x dx = \frac{1}{\lambda_i} \int_0^{\lambda_i} \sqrt{\frac{2 e E}{m_i}} x dx = \frac{2}{3} v_{i\max} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2 e \lambda_i E}{m_i}}. \quad (1.12)$$

Таким образом, получаем расчетные выражения для скорости ионов и электронов

$$v_{iH} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2eE}{m_i N_0 \sigma_{\Pi}}}, \quad v_{eH} = -0,815 \sqrt{\frac{e \lambda_{e0} E}{m_e \rho_0}}. \quad (1.13)$$

### 1.3.2. Диффузионное движение

Наряду с электрическим дрейфом, другим видом направленного движения частиц, происходящего на фоне их беспорядочного теплового движения, является диффузионное движение, направленное на выравнивание заряженных частиц. Причиной его возникновения является наличие градиента концентрации, температуры частиц или полного давления. Диффузия заряженных частиц подчиняется тем же законам, что и диффузия нейтральных частиц.

Диффузионный поток частиц описывается первым законом Фика. Тогда для направленной скорости диффузионного движения  $v_D$  можно записать выражение:

$$v_{\text{д}} = -D \frac{\text{grad } n}{n} = -D \frac{\text{grad } p}{p} = -D \frac{\text{grad } T}{T}, \quad (1.14)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии;  $p$  – давление;  $T$  – температура.

Скорость направленного диффузионного движения определяется как  $nv_{\text{д}} = -D \text{grad } n$ . Знак «минус» свидетельствует о том, что диффузионный поток, направлен в сторону уменьшения концентрации, и противоположен градиенту, который направлен в сторону возрастания концентрации. Левая часть представляет собой плотность потока диффузионных частиц – количество частиц, проходящее через единицу поперечного сечения за единицу времени, т. е. плотность потока прямо пропорциональна градиенту концентрации.

В кинетической теории газов выводится соотношение, связывающее коэффициент диффузии  $D$  со средней скоростью беспорядочного теплового движения молекул  $\bar{v}$  и средней длиной свободного пробега  $\lambda$ :

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \lambda. \quad (1.15)$$

Это простое соотношение позволяет достаточно точно оценить коэффициент диффузии. Оно также показывает, что коэффициент диффузии зависит от рода газа, его давления и температуры.

Диффузия заряженных частиц связана с их подвижностью  $b$ . Связь коэффициента подвижности с подвижностью определяется соотношением Эйнштейна:

$$\frac{D}{b} = \frac{kT}{e}. \quad (1.16)$$

Чаще имеет место диффузное движение зарядов обоих знаков – дипольная диффузия. Из-за неравномерного распределения концентраций зарядов в объеме начинается диффузионное движение зарядов от больших концентраций к меньшим. Нарушение квазинейтральности в плазме не может быть значительным: возникающее даже при слабом отклонении сильные электрические поля препятствуют дальнейшему разделению зарядов. Электроны как частицы более подвижные стремятся уйти первыми, но при этом между ними и ионами появляется электрическое поле, замедляющее движение электронов и ускоряющее движение ионов, в результате частицы с зарядами обоих знаков движутся вместе и устанавливается общая результирующая скорость диффузии с коэффициентом:

$$D_a = \frac{b_i D_e + b_e D_i}{b_i + b_e}. \quad (1.17)$$

Диффузия плазмы, скорость которой определяется медленно диффундирующей компонентой, называется *амбиполярной*. Поскольку в равновесной плазме  $n_e = n_i = n$ , то для соблюдения условия амбиполярной диффузии необходимо, чтобы скорости электронов и ионов были одинаковы  $v_e = v_i = v_a$ , что соблюдается при равенстве токов положительных и отрицательных частиц  $en_e v_e + en_i v_i = 0$ .

#### 1.4. СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ И ПЕРЕЗАРЯДКИ

Средней длиной свободного пробега частицы определенного типа является среднее расстояние, которое она проходит между двумя любыми столкновениями с молекулами газа. Согласно кинетической теории, средний свободный пробег частицы диаметром  $d_1$  (радиусом  $r_1$ ) и средней энергией  $W_1 = 0,5mv_1^2$ , которая присутствует в газе второго типа с концентрацией  $n$ , диаметром атома  $d_2$  (радиус  $r_2$ ) и средней энергией  $W_2 = 0,5mv_2^2$ , определяется как

$$\lambda = \frac{1}{n\pi(r_1 + r_2)^2 \sqrt{1 + (v_2^2 / v_1^2)}}. \quad (1.18)$$

Определение длины свободного пробега основано на предположении, что частицы ведут себя как идеальный газ. Средний пробег атомов  $\lambda_a$  в собственном газе можно определить, если предположить, что  $W_1 = W_2$ , а  $d_1 = d_2 = d$ , то  $\lambda = 1/(n\pi d^2 \sqrt{2})$ .

Для количественного описания результата столкновения частиц используют понятие *эффективности* (эффективного сечения) *процесса*  $Q$ , под которым понимают количество столкновений с тем или иным результатом, испытываемых пробной частицей при прохождении единичной длины. Полное эффективное сечение является суммой частных эффективных сечений (упругие соударения, возбуждение, ионизация, перезарядка и т. п.). Эффективность зависит от внешних условий и в первую очередь от давления газа, в

котором движется пробная частица, поэтому вводят понятие эффективности при единичном давлении  $Q_0$ , тогда  $Q = Q_0 p$ .

Эффективное сечение процесса для атома (молекулы)  $\sigma$  не зависит от внешних условий, а зависит от типа взаимодействия и энергии сталкивающихся частиц. Введенные ранее величины связаны следующими соотношениями:

$$\lambda = \frac{1}{Q} = \frac{1}{n\sigma}. \quad (1.19)$$

Для описания процессов в газе и плазме часто бывает полезной информация о частоте соударений  $\nu$ , которую можно оценить из соотношений:

$$\nu = \frac{v}{\lambda} = \nu Q = \nu n\sigma. \quad (1.20)$$

Типичные зависимости сечений упругих и неупругих столкновений от энергии электронов приведены на рис. 1.5, а распределение их по энергиям – на рис. 1.6.

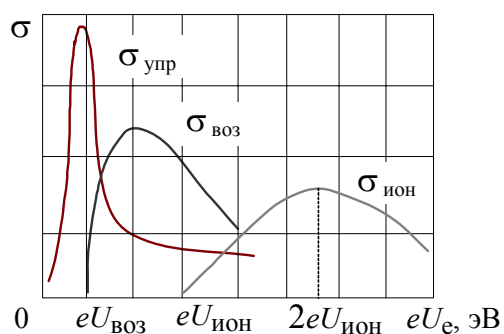


Рис. 1.5. Зависимость эффективных поперечных сечений столкновений в ртути от энергии электрона:

$\sigma_{\text{упр}}$  – упругие соударения;  
 $\sigma_{\text{воз}}$  – возбуждения;  $\sigma_{\text{ион}}$  – ионизации

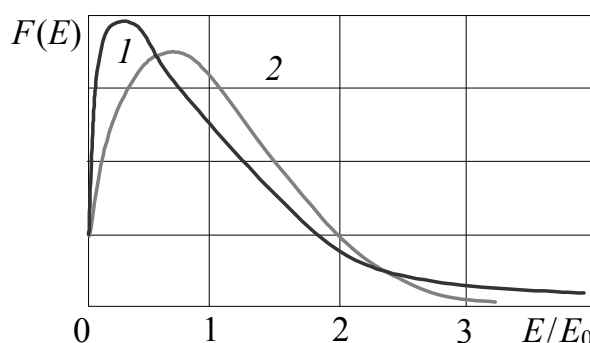


Рис. 1.6. Распределения по энергиям, нормированные к одной и той же средней энергии и одинаковому числу электронов: 1 – Максвелла; 2 – Дрювестейна

В области малых энергий преобладают упругие соударения, вероятность которых достаточно велика. Когда энергия электронов достаточна для возбуждения и ионизации атомов газа, наблюдаются как упругие, так и неупругие столкновения. С ростом энергии вероятность процессов столкновений падает из-за уменьшения времени взаимодействия электрона с атомом.

Сечение ионизации  $\sigma_i$  определяется энергией электрона  $W = eU$ , в этом случае зависимость носит пороговый характер: при  $eU < eU_i$  сечение

ионизации  $\sigma_i = 0$ , при условии превышения энергии электрона над  $eU_i$  сечение ионизации мало, так как при малых скоростях первичных и вторичных электронов велика вероятность рекомбинации медленных электронов и ионов. По мере роста  $eU$  с увеличением скорости первичных и вторичных электронов уменьшается вероятность их рекомбинации с ионами, и  $\sigma_i$  растет.

При очень больших  $eU$  сечение ионизации  $\sigma_i$  уменьшается, так как электроны «проскакивают мимо атома», не успевая его ионизировать, и при этом уменьшается время нахождения электрона вблизи атома, т. е. зависимость  $\sigma_i = f(eU)$  имеет максимум (рис. 1.5).

Для расчета сечения ионизации атомов электронами используются различные аппроксимационные формулы. В случае если энергия, передаваемая атому при соударении, не превышает энергию ионизации, то эффективное сечение ионизации равно нулю. При дальнейшем увеличении энергии эффективное сечение однократной ионизации, как предполагается, растет линейно.

При линейной аппроксимации, применимой при небольшом превышении энергии электронов над пороговым значением энергии ионизации, выражение для  $\sigma_i$  можно представить в виде

$$\sigma_i(U) = C_i(U - U_i), \quad (1.21)$$

где  $U$  – энергия ионизирующих электронов;  $U_i$  – потенциал ионизации атома или молекулы;  $C_i$  – коэффициент пропорциональности, характеризующий наклон кривых сечения ионизации у пороговых значений.

В широком диапазоне изменения напряжения  $U$  используется аппроксимация Лотца–Дрэвина:

$$\sigma_i(U) = 2,66(\pi r_{1H_2}^2)n \left( \frac{U_{iH_2}}{U_i} \right)^2 \frac{(U/U_i) - 1}{(U/U_i)^2} \beta_1 \ln \left[ 1,25\beta_2 \frac{U}{U_i} \right], \quad (1.22)$$

где  $\pi r_{1H_2}^2 = 0,88 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$  – площадь первой боровской орбиты или поперечное сечение атома водорода;  $r_{1H_2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$  – радиус первой боровской орбиты атома водорода;  $n$  – число валентных электронов на внешней оболочке ионизируемого атома;  $U_{iH_2} = 13,6 \text{ В}$  – первый потенциал ионизации атома водорода;  $\beta_1 = 0,7 \dots 1,3$  и  $\beta_2 = 0,7 \dots 3,0$  – расчетные коэффициенты.



Рассмотренные зависимости  $\sigma_i = f(U)$  относятся к монохроматическому пучку электронов. В газовом разряде электроны имеют широкий диапазон энергий, который описывается функцией распределения электронов по энергиям. Электроны в газоразрядной плазме приобретают свою энергию под действием электрического поля. Расход энергии происходит за счет упругих и, особенно, неупругих столкновений с атомами. Кроме этого, в плазме возможен также обмен энергией между электронами. В зависимости от соотношения между всеми этими факторами устанавливаются различные распределения электронов по энергиям. В равновесных условиях чаще всего встречается распределение Максвелла:

$$f_e(U, kT_e) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{kT_e} \sqrt{\frac{U}{kT_e}} \exp\left(-\frac{U}{kT_e}\right) \quad (1.23)$$

или в случае интенсивной ионизации в функции распределения уменьшается количество «быстрых» электронов и она трансформируется в функцию распределения Дрюйвестейна:

$$f_e(U, W_e) = 1,04 \frac{1}{W_e} \sqrt{\frac{U}{W_e}} \exp\left(-0,55 \frac{U^2}{W_e^2}\right), \quad (1.24)$$

где  $W_e = eE\lambda_e$  – энергия, сообщаемая полем электрону на пути свободного пробега  $\lambda_e$ ;  $E$  – напряженность электрического поля в плазме.

При равной средней энергии электронов в указанных распределениях Максвелловское распределение дает большее число высокоэнергетичных электронов в плазме, чем распределение Дрюйвестейна (рис. 1.6). Высокоэнергетичный хвост функции распределения определяет эффективность процессов возбуждения и ионизации. Обычно реальные энергетические распределения электронов находятся между ними.

Для оценки эффективности ионизации необходимо учитывать распределение электронов плазмы по энергиям, тогда частота ионизации газа электронным ударом  $\nu_i$  может быть вычислена из соотношения:

$$\langle \bar{\sigma}_i(kT_e) \rangle = \int_{U_i}^{\infty} \sigma_i(U) f_e(U, kT_e) dU, \quad (1.25)$$

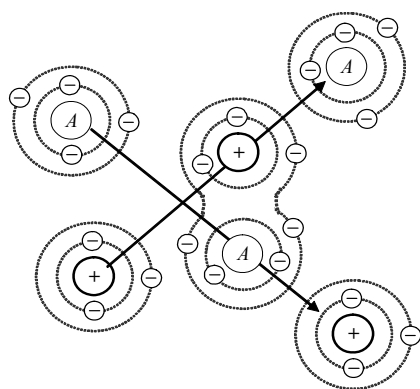
где  $kT_e$  – средняя энергия электронов.

Как отмечалось ранее, в газоразрядной плазме, как правило, средняя энергия электронов  $kT_e$  значительно меньше энергии ионизации атома. В

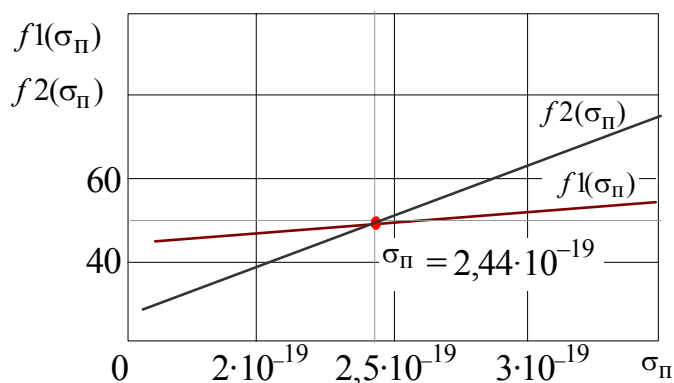
этом случае однократная ионизация происходит только за счет быстрых электронов, соответствующих «хвосту» функции распределения.

При движении ионов в разрядном промежутке помимо упругих соударений существует процесс, относящийся к неупругим соударениям и приводящий к потере импульса и направленной скорости иона. Это процесс резонансной перезарядки  $A_1 + A_2^+ \rightarrow A_1^+ + A_2$ , обладающий большой вероятностью и оказывающий сильное влияние на подвижность ионов.

Процесс перезарядки сводится к тому, что при сближении иона и атома на некоторое критическое расстояние потенциальный барьер между ними уменьшается до уровня энергии валентного электрона. В этом случае внешние орбитали иона и атома пересекаются, образуя единую молекулярную орбиталь.



a)



b)

Рис. 1.7. Процесс резонансной перезарядки (a) и пример расчета сечения перезарядки (b)

При последующем разлете атомных частиц потенциальный барьер между ними возрастает, и электрон с молекулярной орбитали с равной вероятностью переходит либо на орбиталь иона, либо на орбиталь бывшего атома. Если электрон переходит на орбиталь налетающего иона, то образуется атом с высоким уровнем энергии и малоподвижный ион (рис. 1.7, a).

Механизм перезарядки, происходящей при сближении атома и иона на расстоянии, соответствующем пересечению энергетических термов сталкивающихся частиц, является классическим механизмом перезарядки.

Процессы перезарядки в собственном газе имеют резонансный (в квантово-механическом смысле) характер, поэтому сечения их велики, даже больше чем сечения упругого рассеяния. Время электронного перехода опре-

деляется скоростью электрона в атоме  $v = nh/(2\pi m_e r) = e^2/(2\varepsilon_0 hn)$  и значительно меньше времени жизни квазимолекулы.

Сечение резонансной перезарядки слабо зависит от энергии относительного движения сталкивающихся частиц. Экспериментально исследовать перезарядку очень медленных ионов крайне трудно, как правило, сечения измеряют при энергиях ионов, превышающих несколько электрон-вольт. Поэтому представляет значительный интерес теоретическая формула, дающая довольно точные результаты. Сечение перезарядки  $\sigma_{\Pi}$  определяется решением трансцендентного уравнения:

$$\sigma_{\Pi} = \pi r_{\text{H}_2} \frac{U_{\text{H}_2}}{U_i} \left[ \ln \left( \frac{\sqrt{U_i}}{\sqrt{U_{\text{H}_2}}} \frac{v_0}{\sqrt{\frac{2eU}{\sigma_{\Pi} m_i n_0}}} \right) \right]^2, \quad (1.26)$$

где  $m_i = Am_0$  – масса иона ( $A$  – атомная масса элемента;  $m_0 = 1,66 \cdot 10^{-27}$  кг – масса протона);  $n_0 \approx 3,0 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  – концентрация нейтралов при давлении 133 Па и температуре  $T = 300$  К (параметры газов, используемые в формуле, приведены в табл. 1.3).

Расчет сечения перезарядки при  $v_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$  м/с и  $n_0 = 3,0 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  представлен на рис. 1.7, б. В этом случае для определения  $\sigma_{\Pi}$  при заданном ее диапазоне в пределах от  $1 \cdot 10^{-19} \dots 4 \cdot 10^{-19}$  производится расчет функций  $f1(\sigma_{\Pi})$  и  $f2(\sigma_{\Pi})$ , выраженных через:

$$f1(\sigma_{\Pi}) = \frac{\sigma_{\Pi}}{\pi r_{\text{H}_2}} \frac{U_i}{U_{\text{H}_2}}; \quad f2(\sigma_{\Pi}) = \left[ \ln \left( \frac{\sqrt{U_i}}{\sqrt{U_{\text{H}_2}}} \frac{v_0}{\sqrt{\frac{2eU}{\sigma_{\Pi} m_i n_0}}} \right) \right]^2. \quad (1.27)$$

В этом случае точка пересечения  $f1(\sigma_{\Pi})$  и  $f2(\sigma_{\Pi})$  позволяет получить численное значение сечения перезарядки.

Сечение резонансной перезарядки иона на собственном атоме значительно больше сечения упругого рассеяния этих частиц даже при тепловых скоростях. Поэтому при исследовании дрейфа атомных ионов в собственном газе процессом упругого рассеяния иона на атоме часто пренебрегают.

Если движение иона происходит в электрическом поле, то процесс переноса заряда в результате резонансной перезарядки носит эстафетный характер (эффект Сена).

Т а б л и ц а 1.3

### Параметры газов

Газ	$n$	$A$	$R, \text{Å}$	$U_{i1}, \text{В}$	$C_i \cdot 10^{22}, \text{м}^2/\text{В}$	$\sigma_{i \max} \cdot 10^{20}, \text{м}^2$
He	$1s^2$	4,003	1,22	24,581	1,3	0,34
Ne	$2s^2 2p^6$	20,183	1,60	21,559	1,58	0,85
Ar	$3s^2 3p^6$	39,948	1,92	15,755	20,0	3,4
N	$2s^2 2p^3$	14,007	0,77	14,53	8,5	3,1
O	$2s^2 2p^4$	15,999	1,36	13,614	5,65	3,1

## 1.5. ПЛАЗМА И ЕЕ ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

В плазменном состоянии находится подавляющая часть веществ Вселенной: звёздные атмосферы и галактические туманности. Около Земли плазма существует в виде солнечного ветра, заполняет магнитосферу, образуя радиационные пояса Земли и ее ионосферу. Процессами в околоземной плазме обусловлены такие явления, как магнитные бури и северные сияния. Наличием плазмы в околоземном пространстве обусловлена возможность дальней радиосвязи на Земле.

В лабораторных условиях плазма образуется при электрическом разряде в газах, а также в процессах горения и взрыва.

При описании свойств плазмы используют следующие классификационные признаки:

- низкотемпературная плазма (характеризуется температурами, не превышающими  $10^6$  К);
- высокотемпературная плазма (характеризуется температурами  $10^6 \dots 10^8$  К и более);
- слабоионизованная плазма (частота соударений между заряженными и нейтральными частицами превосходит частоту соударений между заряженными частицами);
- сильноионизованная плазма (частота соударений между заряженными частицами превалирует).

Среди различных способов получения плазмы в настоящее время наиболее распространенным является получение плазмы в газовых разрядах. Плазма, генерируемая в газовых разрядах, обычно называемая положительным столбом разряда, образуется при протекании через газонаполненный объем электрического тока.

Для описания свойств положительного столба наиболее распространены три модели:

- модель положительного столба низкого давления (предложена Ленгмюром);
- модель плазмы среднего давления (Шотки);
- модель плазмы положительного столба высокого давления (основана на уравнении Саха–Ленгмюра).

Плазма положительного столба, описываемая первыми двумя моделями, называется *газоразрядной плазмой*. Эта плазма является сильно неравновесной субстанцией, в которой температура электронов существенно превышает ионную температуру. Плазма занимает весь газоразрядный объем. Основной механизм генерации заряженных частиц – ионизация атомов (молекул) электронным ударом. Гибель заряженных частиц вследствие объемной рекомбинации имеет существенно меньшую скорость по сравнению с рекомбинацией на стенках.

Различия плазмы низкого и среднего давлений заключаются в том, что при низких давлениях заряженные частицы от места образования к стенкам движутся в режиме прямого пролета, а в плазме среднего давления – в диффузионном режиме.

При высоких давлениях наблюдается выравнивание температур электронов, ионов и нейтральных частиц. Положительный столб становится контрагированным. Генерация заряженных частиц происходит вследствие термической диссоциации, а гибнут они при объемной рекомбинации. При высоких давлениях неравновесность плазмы положительного столба связана с тем, что температура частиц в нем сильно зависит от координаты, и излучение слабо поглощается в плазме и уходит за ее пределы.

В низкотемпературной плазме низкого давления процессы происходят во внешних электронных оболочках атомов или молекул (возбуждение, ионизация, диссоциация и обратные им процессы), но при этом не затрагиваются глубокие электронные оболочки и не имеют места ядерные процессы.

Температура газовой плазмы не превышает  $10^4$  К ( $1$  эВ =  $11\,600$  К), а концентрация заряженных частиц составляет  $10^{14} \dots 10^{21}$  м<sup>-3</sup>. В установках для получения термоядерного синтеза температура плазмы превышает  $10^8$  К (высокотемпературная плазма), а концентрация заряженных частиц составляет либо  $10^{20} \dots 10^{21}$ , либо  $10^{28} \dots 10^{29}$  м<sup>-3</sup>, что зависит от методов ее нагрева и удержания.

Как уже упоминалось, термин «плазма» впервые был введен И. Ленгмюром в 1923 г. при изучении явлений, происходящих при электрическом разряде в газах в той ее части, где плотность электронов и положительно заряженных ионов почти одинакова.

Под плазмой понимают частично или полностью ионизированный газ, состоящий из положительно и отрицательно заряженных частиц, которые могут находиться среди нейтральных частиц, и проявляющий коллективные свойства. В связи с этим для плазмы всегда существенны электромагнитные взаимодействия между частицами. Электрические силы, связывая разноименно заряженные частицы, способны обеспечить ее нейтральность как в пространстве, так и во времени.

Реальная плазма существует в широкой области температур и давлений, а различные ее виды отличаются как концентрацией, так и энергией частиц.

Состояние лабораторной плазмы, используемой в науке и технике, можно описать с помощью уравнений классической физики, поскольку квантовые эффекты в данном случае не играют заметной роли.

Лабораторную плазму обычно получают при возбуждении различных форм газового разряда. В этом случае энергия электрического поля передается электронам и ионам, движение которых и определяет протекание электрического тока в газонаполненной промежутке. В газовых разрядах основным видом столкновений являются упругие соударения, при которых обмен энергией между сталкивающимися частицами зависит от соотношения их масс (обмен энергией тем интенсивней, чем ближе массы сталкивающихся частиц). Поскольку масса электрона  $m_e$  значительно меньше массы иона  $m_i$  (атома), то электрон должен испытать тысячи соударений для полной передачи энергии, полученной от электрического поля, ионам (атомам). Поэтому в газоразрядной плазме низкого и среднего давлений электронная температу-

ра превосходит температуру ионов, а последняя выше температуры атомов (молекул). Это происходит в силу того, что заряженные частицы до попадания на стенки не успевают растратить запасенную в электрическом поле энергию.

В плазме высокого давления как ионы, так и электроны до гибели в процессе рекомбинации успевают полностью растратить энергию, полученную от электрического поля, в результате чего температуры всех компонентов плазмы выравниваются.

### *1.5.1. Дебаевский радиус экранирования*

Специфические особенности плазмы проявляются тогда, когда распределение заряженных частиц в ней становится неоднородным, и возникают электромагнитные поля. При нарушении условий квазинейтральности плазмы и полном разделении зарядов в плазме возникает электрическое поле, описываемое уравнением Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0} \approx -\frac{ne}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (1.28)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля;  $x$  – координата;  $\rho$  – плотность электрического заряда;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды;  $n$  – концентрация заряженных частиц в плазме;  $e$  – заряд электрона.

В силу общей нейтральности плазмы для нее справедливо следующее выражение:  $\sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} = 0$ , где  $e_{\alpha}$  и  $n_{\alpha}$  – соответственно, заряд и концентрация частиц сорта  $\alpha$ .

Проинтегрировав выражение (1.28) по координате  $x$ , получим выражение для напряженности электрического поля:

$$E \approx \frac{neL}{\varepsilon_0}, \quad (1.29)$$

где  $L$  – линейный размер области нарушения нейтральности плазмы.

Соответственно, разность потенциалов на границах области разделения зарядов из (1.29) будет определяться следующим образом:

$$U \approx Ex \approx \frac{neL^2}{\varepsilon_0}. \quad (1.30)$$

Полученное значение разности потенциалов определяет энергию кулоновского притяжения разноименных зарядов.

В простейшей плазменной системе, состоящей из электронов и ионов одного сорта с не сильно различающейся температурой, электроны должны были бы гораздо быстрее, за счет своей более высокой скорости теплового движения, покинуть плазменный объем. Их уход должен привести к изменению разности концентрации между ионами и электронами. Однако выход из плазмы даже небольшого количества электронов способствует появлению в ней сильного электрического поля, препятствующего их уходу.

В реальной ситуации разделение зарядов в газе может произойти за счет теплового хаотического движения. Максимальное расстояние, в пределах которого может наблюдаться неравенство концентраций ионов и электронов, будет определяться из условия равенства кулоновской энергии притяжения и тепловой энергии частиц:

$$W_{\text{п}} = eU = kT_e, \quad (1.31)$$

где  $k = R / N_a = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж / К — постоянная Больцмана.

Подставив выражение (1.31) в (1.30), можем получить выражение для вычисления значения  $L$ , которое при данных условиях называется дебаевским радиусом и имеет вид

$$r_D \approx \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n}}. \quad (1.32)$$

Как видно, дебаевский радиус (1.32) пропорционален корню квадратному из отношения температуры к плотности. Отсюда дебаевский радиус увеличивается с ростом температуры, так как тепловое движение стремится выровнять плотности частиц и, следовательно, препятствует поляризации. Увеличение плотности заряженных частиц, напротив, облегчает создание пространственного заряда и потому способствует экранированию и уменьшению  $r_D$ . Наконец, надо отметить, что при определении дебаевского радиуса обычно используется электронная температура, поскольку экранирование осуществляется, главным образом, электронами, которые, будучи более подвижными, смещаются таким образом, чтобы образовать избыток или дефицит отрицательного заряда.

В плазме, состоящей из электронов и ионов одного сорта с не сильно различающейся температурой, электроны должны были бы гораздо быстрее по-



кидать плазменный объем, за счет более высокой скорости теплового движения. Их уход должен привести к появлению разности концентраций между ионами и электронами. Однако выход из плазмы даже небольшого количества электронов способствует появлению в ней сильного электрического поля, препятствующего их уходу.

Допустим, что в полностью ионизированной плазме с концентрацией частиц  $10^{20} \text{ м}^{-3}$  (что в принципе в сто тысяч раз меньше плотности нейтрального газа, находящегося при атмосферном давлении и комнатной температуре), в слое шириной  $10^{-2} \text{ м}$  нарушаются условия квазинейтральности, и концентрация электронов становится меньше концентрации ионов всего на 1 %. При этих условиях возникнет электрическое поле порядка  $10^8 \text{ В/м}$ . Поэтому подобное разделение зарядов нереально. Даже в более разреженной плазме резкое нарушение квазинейтральности в указанном объеме немедленно компенсируется возникающими полями. Поле будет выталкивать из объема, где произошла декомпенсация зарядов, частицы одного знака и втягивать в эту область частицы другого знака.

Тем не менее, при заданной концентрации и температуре в плазме всегда можно выделить некоторый объем с линейным размером  $r_D$ , который удовлетворял бы одному из следующих условий:

- если  $L \ll r_D$ , то в пределах объема с линейным размером  $L$  разделение зарядов происходит без существенного влияния на движение частиц;
- если  $L \gg r_D$ , то концентрации частиц противоположного знака в указанном объеме должны быть почти одинаковы.

Таким образом, ионизированный газ является плазмой в том случае, если концентрация заряженных частиц в нем достаточно велика, а дебаевский радиус экранирования  $r_D$  мал по сравнению с размерами объема, занимаемого этим газом. Для плазмы газового разряда  $r_D \approx 10^{-5} \dots 10^{-6} \text{ м}$ .

Поэтому в реальных условиях дебаевский радиус является очень малой величиной и условие  $L \gg r_D$  выполняется практически всегда.

Дебаевское экранирование имеет место в том случае, если в объеме находится достаточно большое количество заряженных частиц. Используя (1.32), можно определить количество частиц, находящихся в дебаевской сфере:

$$N_D = n(4/3)\pi r_D^3. \quad (1.33)$$

Для того чтобы плазма проявляла коллективные свойства, помимо неравенства  $L \gg r_D$  должно выполняться условие  $N_D \gg 1$ .

Так как дебаевский радиус характеризует пространственный масштаб областей декомпенсации зарядов, то время  $\tau$ , в течение которого эти области существуют, можно определить, разделив размер  $r_D$  на скорость наиболее быстрых частиц – электронов  $v_e$ :

$$\tau = \frac{r_D}{v_e} = \sqrt{\frac{kT_e \epsilon_0}{ne^2}} \sqrt{\frac{m_e}{kT_e}} = \sqrt{\frac{m_e \epsilon_0}{ne^2}}, \quad (1.34)$$

где  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг – эффективная масса электрона.

Рассмотрим протяженную область плазмы, внутри которой произошло смещение электронного компонента на расстояние  $\Delta x$  относительно начальной плоскости с координатой  $x = 0$ . В этом случае на одном из концов плазмы в слое шириной  $\Delta x$  возникает положительный пространственный заряд, а на другом ее конце, в слое той же ширины  $\Delta x'$  – отрицательный объемный пространственный заряд. В результате чего в плазме возникает электрическое поле, стремящееся вернуть электроны к их равновесному распределению и восстановить квазинейтральность.

Выражение для плазменной частоты получают с учетом следующих предположений: магнитное поле отсутствует, в плазме нет теплового движения, ионы равномерно распределены в пространстве и неподвижны, плазма бесконечно протяженна и электроны движутся только вдоль оси  $x$ .

Под действием электрического поля  $E$  электроны уходят из слоя, где они преобладали в избытке. Из-за своей массы электроны не способны остановиться в точке равновесия. Они проходят это положение и создают избыточный отрицательный заряд в слое шириной  $\Delta x'$ , но уже по другую сторону от плоскости с координатой  $x = 0$ . Поле объемного пространственного заряда действует на каждый электрон с силой  $eE$ , пропорциональной смещению электрона из начального положения и направленной в сторону, противоположную этому смещению. Появляется сила, возвращающая электроны. Под действием этой силы в плазме на фоне практически неподвижных ионов возникают периодические колебания электронов, уравнение движения которых имеет вид  $\Delta \ddot{x} = -eE/m_e$ . Выразив поле  $E$  из (1.29) и подставив его значение в

уравнение движения, находим, что  $\Delta \ddot{x} + \omega_{Le}^2 \Delta x = 0$ , а собственная частота, с которой колеблется плотность объемного заряда, определяется:

$$\omega_{Le} = \sqrt{\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}}. \quad (1.35)$$

Таким образом, электроны совершают колебательное движение, в котором возвращающая сила обусловлена кулоновским взаимодействием, а инерция – массой электронов. Этот вид движения, обусловленный смещением групп электронов из равновесного состояния, называют плазменными колебаниями. Частота собственных электростатических колебаний является величиной обратной  $\tau$  (1.34) и называется *плазменной* или *ленгмюровской частотой*. Для численных расчетов можно пользоваться приближенным выражением:

$$\omega_{Le} / 2\pi = f_p \approx 9\sqrt{n}. \quad (1.36)$$

Как видно, плазменная частота зависит только от плотности плазмы, и поэтому можно легко оценить порядок ее величины для реальных образований: для плазмы газового разряда  $\omega_{Le} \approx 10^8 \dots 10^{16} \text{ с}^{-1}$ . Излучение на  $f_p$  чаще всего попадает в СВЧ-диапазон.

### 1.5.2. Методы описания процессов в плазме

**Одночастичное приближение.** Самые первые и наиболее простые модели представляют плазму как систему невзаимодействующих между собой заряженных частиц, свободно движущихся во внешних полях. При этом, если плазма состоит из  $N_\alpha$  частиц сорта  $\alpha$ , которые находятся в беспорядочном тепловом движении, для ее описания необходимо решить  $\sum_\alpha N_\alpha$  уравнений движения с заданием такого же числа начальных условий (координат и скоростей). Естественно, что невозможность решения столь большого числа уравнений и точного задания начальных условий делает задачу невыполнимой. Существенное упрощение достигается только в случае пренебрежения тепловым разбросом частиц по скоростям, т. е. при рассмотрении движения так называемой средней частицы, которая покоится в отсутствие внешних сил. Модель независимых частиц полностью пренебрегает не только взаимодействием между частицами, но и тепловым разбросом скоростей частиц.

Для нахождения скорости заряженной частицы плазмы в модели независимых частиц решают уравнения движения в форме Ньютона, в которых косвенно можно учесть взаимодействие частиц выделенного сорта с частицами других сортов.

В уравнениях движения, строго говоря, электрическое и магнитное поля нельзя считать заданными, т. к. они включают в себя индуцированные в плазме поля. Поэтому задача решается как самосогласованная с использованием системы уравнений Максвелла и уравнения непрерывности.

Применимость модели независимых частиц ограничена. В частности, она может быть применима только к сильноразряженной плазме, в которой движения отдельных частиц не коррелированы.

**Модели на базе кинетических уравнений.** В процессе развития представления о плазме как о газе заряженных частиц менялись и методы ее количественного описания. Наиболее общей моделью является кинетическое описание, основанное на статистических представлениях о плазме как о системе большого количества частиц.

В кинетической теории газов используется статистическое (вероятностное) описание системы частиц. Для этого вводится функция распределения, характеризующая вероятность нахождения частиц в определенном состоянии в заданный момент времени  $t$  и в заданной точке пространства  $\vec{r}$ . Если состояние частицы сорта  $\alpha$  характеризуется импульсом  $\vec{p}_\alpha$ , а ее энергия определяется этим импульсом, то функция распределения является функцией координат  $\vec{p}, \vec{r}, t \rightarrow f_\alpha = f(\vec{p}_\alpha, \vec{r}, t)$ . Величина  $f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t) d\vec{p} d\vec{r}$  определяет число частиц сорта  $\alpha$ , находящихся в момент времени  $t$  в фазовом интервале  $d\vec{p} d\vec{r}$ . Поэтому плотность частиц в точке  $\vec{r}, t$  можно задать следующим выражением:

$$n_\alpha(\vec{r}, t) = \int f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t) d\vec{p}. \quad (1.37)$$

Данное соотношение называют условием нормировки функции распределения и для его отыскания используют кинетические уравнения Больцмана.

Для сильно разреженной плазмы в первом приближении взаимодействием между частицами пренебрегают, считая их полностью независимыми. В этом приближении изменение распределения частиц в объеме фазового пространства около точки  $\vec{p}, \vec{r}$  возникает только вследствие втекания и вытека-

ния частиц через поверхность, ограничивающую такой объем. Если же в объеме не происходит рождения и гибели частиц, то функция  $f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t)$  во времени не меняется:

$$\frac{d f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t)}{d t} = \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}_\alpha} \frac{d r_\alpha}{d t} + \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}_\alpha} \frac{d \vec{p}_\alpha}{d t} = 0. \quad (1.38)$$

Уравнение (1.38) является уравнением Лиувилля или уравнением непрерывности для функции распределения частиц сорта  $\alpha$ . Если при этом использовать следующие преобразования:  $d\vec{p}_\alpha/dt = F_\alpha$  и  $d\vec{r}_\alpha/dt = \vec{v}$ , то кинетическое уравнение (1.38) можно представить в виде

$$\frac{d f_\alpha}{d t} + \vec{\vartheta} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + \vec{F}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}_\alpha} = 0. \quad (1.39)$$

Величина  $F_\alpha$  представляет собой силу, действующую на частицу сорта  $\alpha$ , и определяется формулой Лоренца:  $\vec{F}_\alpha = e_\alpha[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}]$ . Поэтому уравнение (1.39) для заряженных частиц сорта  $\alpha$  принимает вид

$$\frac{d f_\alpha}{d t} + \vec{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + e_\alpha[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}] \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}_\alpha} = 0, \quad (1.40)$$

где  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  и  $\vec{B}(\vec{r}, t)$  – суммарные величины электрического и магнитного полей в точке нахождения частицы, складывающиеся из внешних и самосогласованных полей.

Наложение внешних электромагнитных полей существенно изменяет характер распределения и движения заряженных частиц в плазме, индуцируя в ней заряды и токи, которые в свою очередь сами создают электромагнитное поле в системе. Происходит так называемое самосогласованное воздействие заряженных частиц и поля друг на друга.

В связи с этим система уравнений дополняется уравнениями Максвелла, определяющими пространственную структуру полей, зависящую как от внешних условий, так и от движения ионов и электронов.

Эти уравнения могут быть представлены в интегральной, комплексной или дифференциальной форме. Интегральная форма записи устанавливает связь между величинами в разных точках поля или на разных отрезках, поверхностях. Гармонически изменяющиеся электромагнитные поля (проекции вектора на координатные оси являются гармоническими функциями времени) удобно характеризовать уравнениями Максвелла в комплексной форме. Дифференциальная форма описывает соотношение между величинами вбли-

зи одной и той же точки в определенный момент времени. Данную форму записи применяют при исследовании полей, изменяющихся от точки к точке. Переход от интегральной формы записи уравнений к дифференциальной осуществляется с помощью теорем Остроградского–Гаусса и Стокса:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{B} &= \mu(\vec{j} + \partial \vec{D} / \partial t); \\ \nabla \times \vec{E} &= -\partial \vec{B} / \partial t; \\ \nabla \vec{B} &= 0; \\ \nabla \vec{E} &= e(n_e - n_i) / \epsilon_0,\end{aligned}\tag{1.41}$$

где  $\vec{j} = e(n_i \vec{v}_i - n_e \vec{v}_e)$  – плотность тока проводимости.

Кинетическое уравнение с самосогласованным полем или уравнение Власова (1.9) справедливо для описания таких процессов в плазме, которые протекают или за время меньше времени свободного пробега частиц, или когда характерные пространственные масштабы системы меньше длин свободного пробега:

$$1/\tau \gg \sum_{\beta} v_{\alpha\beta}; \quad L \ll \lambda_{\alpha} = \vartheta_{\alpha\beta} / \sum_{\beta} v_{\alpha\beta},$$

где  $\tau$  – характерное время рассматриваемого процесса;  $L$  – его характерный пространственный масштаб.

Для указанных процессов плазму можно считать бесстолкновительной. Учет столкновений частиц приводит к малым поправкам, которыми пренебрегают.

Таким образом, решением кинетической модели является установление функции распределения по скоростям для частиц каждого сорта, что дает наиболее полную информацию о характере движения заряженных частиц. Однако представленная система уравнений имеет очень сложную интегрально-дифференциальную структуру и практически может быть решена только для некоторых простейших случаев. Поэтому во многих случаях целесообразно использовать упрощенные физические модели потоков, допускающие более простое их математическое описание.

**Магнитогидродинамическое приближение.** Гидродинамические уравнения являются частными случаями уравнения Больцмана. Их получение сводится к отысканию замкнутой системы уравнений для моментов функций распределения каждого сорта частиц:

$$N_{\alpha}(\vec{r}, t) = \int f_{\alpha} d\vec{p} \rightarrow N_{\alpha}(\vec{r}, t) \cdot v_{\alpha}(\vec{r}, t) = \int f_{\alpha} \cdot \vec{v} \cdot d\vec{p},$$

представляющих собой соответственно плотности числа частиц и потока частиц сорта  $\alpha$ . Гидродинамические уравнения обладают рядом преимуществ по сравнению с кинетическими уравнениями. Приведенная выше функция распределения  $f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t)$  является функцией семи независимых переменных:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{dv_x}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_y} \frac{dv_y}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_z} \frac{dv_z}{dt},$$

в то время как гидродинамическое выражение зависит от четырех переменных: координат  $x, y, z$ , времени  $t$  и при этом не зависит от скоростей.

Последнее возможно вследствие того, что распределение по скоростям для каждого сорта частиц всюду предполагается максвелловским и может быть задано с помощью одного параметра, а именно температуры  $T$ . Так как столкновения частиц в плазме происходят редко, то, в соответствии с условиями, отклонение от теплового равновесия может в этом случае поддерживаться в течение относительно длительного времени.

При переходе к гидродинамическим уравнениям для бесстолкновительной плазмы, в результате преобразований уравнения Власова с самосогласованным полем (1.39), получают систему гидродинамических уравнений для электронов и ионов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \text{div}(\rho_\alpha \vec{v}) &= 0; \\ \rho_\alpha \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= -\nabla p + en_\alpha [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}]; \\ \frac{dT}{dt} + \frac{T}{C_\gamma} \text{div} \vec{B} &= 0, \quad (d/dt = \partial/\partial t + v\nabla), \end{aligned} \quad (1.40)$$

где  $c_\gamma$  – удельная теплоемкость, отнесенная к одной частице.

Данные соотношения представляют собой систему гидродинамических уравнений для идеального газа: первое уравнение – это уравнение непрерывности, второе – уравнение движения, а третье – уравнение теплового баланса, выражающее закон сохранения энергии. Уравнения не содержат ни вязких сил, ни тепловых потоков, обусловленных вязкостью и теплопроводностью. Или другими словами, данные уравнения описывают только обратимые течения газа, где в качестве функции распределения используется локальное квазиравновесное максвелловское распределение, в котором заложено соответствующее предположение об обратимости процесса.

Для описания необратимых процессов недостаточно нулевого приближения функции распределения, а обязательно следует учитывать и условия взаимодействия частиц. Необратимые процессы пропорциональны времени установления термодинамического равновесия в системе. Вследствие большого различия в массах между электронами и ионами, и связанного с этим затрудненного обмена энергией между ними, в плазме имеет место трехступенчатая релаксация: первоначально устанавливается квазиравновесное распределение электронов, затем квазиравновесное распределение ионов и, наконец, равновесное распределение между электронами и ионами. Время релаксации  $\tau = [(m_e + m_i)^2 / 2m_e m_i] v_{ei}$  тем меньше, чем меньше различие масс взаимодействующих частиц.

Отсюда вытекает, что при  $t \rightarrow \infty$  функция распределения  $f(\vec{p}, t)$  независимо от своего начального значения  $f(\vec{p}, 0)$  асимптотически стремится к максвелловскому распределению, и по прошествии времени  $t \approx \tau$  она уже близка к ней.

Грубая теория проводимости полностью ионизованной плазмы может быть представлена в рамках двухжидкостной теории, которая предполагает, что электроны массой  $m_e$  и зарядом  $e$  и положительно заряженные ионы массой  $m_i$  образуют две различные жидкости, движущиеся независимо, но оказывающие друг на друга тормозящее действие, которое поддерживает их относительную скорость малой. В систему уравнений входят уравнения движения:

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p_i + en_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + \frac{n_i m (\vec{v}_i - \vec{v}_e)}{\tau_{ei}}, \quad (1.41)$$

$$m_e n_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \frac{n_e m_e (\vec{v}_i - \vec{v}_e)}{\tau_{ei}}, \quad (1.42)$$

и уравнения непрерывности:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } n_e \vec{v}_e = 0; \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div } n_i \vec{v}_i = 0. \quad (1.43)$$

Данная система уравнений Эйлера–Навье–Стокса представляет собой уравнения для ионов и электронов в единичном объеме плазмы, учитывающие влияние сил, действующих со стороны электростатического и магнитного полей, а также влияние градиентов давления ионов и электронов и силы трения между этими заряженными частицами.



К гидродинамическим уравнениям необходимо присоединить уравнения Максвелла, дающие соответствующие соотношения для электромагнитных величин.

Для стационарных или квазистационарных устройств электростатическое поле потенциально:  $\vec{E} = -\text{grad } U$ .

Рассматриваемая плазма является квазинейтральной  $n_e \approx n_i \approx n$ . Данное соотношение записано для условия однозарядности положительных ионов. Кроме этого, считают, что  $m_e n_e (dv_e / dt) = 0$ , так как масса иона значительно превышает массу электрона  $m_i \gg m_e$ . С учетом изложенных упрощений система уравнений (1.41), (1.42) принимает вид

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p_i + en_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \frac{en}{\sigma} \vec{j}, \quad (1.44)$$

$$0 = -\nabla p_e - en_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + \frac{en}{\sigma} \vec{j}, \quad (1.45)$$

где  $\sigma = ne^2 \tau_{ei} / m_e$  — удельная проводимость плазмы.

Уравнение движения электронов (1.45) устанавливает связь между плотностью тока  $j$  и напряженностью электрического поля  $E$ . Учитывая параметр Холла  $\beta = \omega_e \tau_e = (eB / m_e) \tau_e$  и используя выражение для скорости  $v_e = v_i - j / (en)$ , обобщенный закон Ома можно представить в виде:

$$j = \sigma \left( E + v \times B + \frac{1}{ne} \nabla p_e \right) - \frac{\beta}{B} j \times B.$$

Система уравнений переноса (1.44) и (1.45) соответствует модели плазмы в виде совокупности взаимопроникающих друг в друга заряженных газов ионов и электронов. Теоретический анализ движения плазменных потоков в неоднородном магнитном поле встречает серьезные трудности даже в простейшем случае магнитогидродинамического приближения.

Линейная комбинация, к которой можно перейти, будет представлять плазму, как единый жидкостный поток. При этом вместо отдельных уравнений движения для ионов и электронов получают уравнение движения для всей плазмы в целом, являющееся обобщенным уравнением движения обычной гидродинамики.

Использование гидродинамической модели представляется достаточно обоснованным для решения задач движения интенсивных потоков в заданных внешних полях. Однако, как отмечается, корректность получаемых ре-

зультатов не может быть гарантирована, так как в рамках гидродинамической модели нельзя учесть перемешивание слоев потока. Дискретная (квази-гидродинамическая) модель потока допускает пересечение отдельных слоев и позволяет тем самым учесть эффект неламинарности. В этом случае поток частиц разбивается на задаваемое конечное число трубок тока. Предполагается, что скорость частиц, принадлежащих данной трубке тока, является однозначной функцией точки. В связи, с чем описание движения каждой трубки в отдельности может быть проведено в рамках гидродинамического приближения.

В магнитной гидродинамике проводимость, теплопроводность и коэффициенты вязкости считают заданными, а давление и энтропия зависят от конкретного типа плазмы.

### ***1.5.3. Электропроводность плазмы***

Реальная плазма существует в широкой области температур и давлений, а различные ее виды отличаются как плотностью, так и энергией частиц. Лабораторную плазму обычно получают за счет создания различных форм газового разряда. В этом случае энергия передается электронам, которые и определяют в основном электрический ток плазмы. При столкновении с ионами электроны передают им свою энергию. Поскольку масса электрона значительно меньше массы иона, электрон должен испытать тысячи соударений для полной передачи излишка своей энергии ионам. Поэтому практически во всех технологических процессах с использованием плазмы электронная температура превосходит ионную.

Если плазма находится в состоянии теплового равновесия или близка к нему, то скорости каждой из ее компонент распределены по закону Максвелла, и температуры компонент равны. Плазма, удовлетворяющая условию равенства температур  $T_e = T_i = T$ , называется *изотермической*. Плазма, не отвечающая этим условиям, и в которой температуры компонент не равны между собой  $T_e \neq T_i \neq T$ , называется *неизотермической*.

Под действием электрического поля или градиента давления в плазме возникают направленные потоки частиц. В первом случае возникает электрический ток, во втором – диффузионный поток частиц. В отсутствие магнитного поля протекающий через плазму ток, главным образом,

обусловлен движением электронов. Движущиеся под действием силы электрического поля электроны испытывают торможение при столкновениях с атомами в слабоионизованной плазме и с ионами в сильноионизованной плазме. В силу того что упругое рассеяние электрона изотропно, средняя величина потери импульса при таком столкновении равна  $m_e v_e$ . В силу этого рассеяние электронов на атомах и ионах можно трактовать как силу трения  $F_{\text{тр}}$ , которую можно определить через скорость изменения импульса пробной частицы (в рассматриваемом случае электрона), для  $F_{\text{тр}}$  можно записать равенство

$$F_{\text{тр}} = m_e v_e \nu,$$

где  $\nu$  – частота столкновения электронов с атомами или ионами.

Для стационарной плазмы, с параметрами, независимыми от времени, должен выполняться баланс между силой электрического поля, ускоряющего электроны, и силой трения, которое можно записать в виде

$$eE = m_e v_e \nu. \quad (1.46)$$

Плотность тока в плазме представляется как

$$j = n_e e v_e, \quad (1.47)$$

где  $n_e$  – концентрация электронов в плазме.

Преобразовав (1.47), с учетом (1.46) получаем для плазмы выражение

$$j = \frac{n_e e^2 E}{m_e \nu} = \left( \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \right) E = \sigma E, \quad (1.48)$$

где  $\tau_{ei}$  – среднее время между двумя столкновениями частиц;  $\sigma = n_e e^2 \tau_{ei} / m_e = n_e e^2 / m_e \nu_{ei}$  – удельная проводимость плазмы в отсутствие магнитного поля.

Выражение (1.48) представляет собой обобщенный закон Ома в дифференциальной форме и учитывает электропроводящие свойства материала. Это выражение применимо как для слабоионизованной, так и для сильноионизованной плазмы. Степень ионизации как функция температуры, давления и энергии ионизации атомов, определяется с помощью уравнения Саха, позволяющего определить степень ионизации газа  $\alpha$ , находящегося в тепловом равновесии:

$$\alpha = \frac{n_i}{n_a} \approx 2,4 \cdot 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right), \quad (1.49)$$

где  $n_i$  и  $n_a$  – плотность ионизированных и нейтральных атомов, соответственно;  $T$  – температура газа в кельвинах;  $U_i$  – потенциал ионизации газа.

**Слабоионизованная плазма.** В случае слабоионизованной плазмы электроны совершают упругие столкновения в основном с атомами (молекулами), частота которых  $\nu_{ea}$  пропорциональна концентрации нейтрального компонента плазмы. При возрастании плотности тока электронная температура и напряженность электрического поля изменяются весьма незначительно. Равенство (1.18) выполняется за счет того, что при изменении плотности тока пропорционально изменяется концентрация плазмы.

Для низкотемпературных плазм характерны малые степени ионизации ( $< 1\%$ ). Данные типы плазм довольно часто используются в плазменных технологиях, их иногда называют технологичными плазмами.

**Сильноионизованная плазма.** В случае сильноионизованной плазмы электроны совершают упругие столкновения в основном с ионами, частота которых  $\nu_{ei}$  пропорциональна концентрации заряженных частиц в плазме.

При описании столкновений заряженных частиц необходимо учитывать дальнедействующий характер кулоновского потенциала и коллективный характер их взаимодействия. Для получения количественных данных о столкновениях можно использовать теорию рассеяния Резерфорда.

Рассмотрим ситуацию в плазме со стопроцентной ионизацией. В этом случае концентрация заряженных частиц в плазме будет оставаться постоянной величиной, не зависящей от плотности тока, если она не очень высока. При больших плотностях тока концентрация электронов в плазме может начать повышаться как за счет возрастания концентрации многозарядных ионов, так и за счет повышения их зарядности.

Наиболее ярко особенности сильноионизованной плазмы будут проявляться в атомарной водородной плазме, в которой появление многозарядных ионов принципиально невозможно. Возрастание плотности тока в сильноионизованной плазме, в первую очередь, связано с ростом напряженности электрического поля. Рост напряженности электрического поля приводит к возрастанию средней энергии (температуры) заряженных частиц, что приводит к

изменению значений величин, входящих в выражение для проводимости плазмы.

В сильноионизованной плазме проводимость плазмы с учетом частоты столкновений электронов с ионами  $\nu_{ei}$  и времени между двумя последовательными столкновениями электрона с ионом  $\tau_{ei}$  запишется в виде

$$\sigma = ne^2 / (m_e \nu_{ei}) = ne^2 \tau_{ei} / m_e. \quad (1.50)$$

Время между столкновениями частиц  $\tau_{ei}$  в плазме можно определить, зная длину свободного пробега электрона  $\lambda_{ei}$ , которая для частиц со средней тепловой энергией  $mv^2 / 2 = 3kT_e / 2$  определяется как

$$\lambda_{ei} = \frac{9\varepsilon_0^2 (kT_e)^2}{e^4 n_e \ln \Lambda}, \quad (1.51)$$

где  $I_e = 0,25en_0S\sqrt{8kT_e / (\pi m_e)} \exp[-e(U_{п.пр} - U_{пп}) / (kT_e)]$  – кулоновский логарифм, медленно изменяющийся при изменении аргумента.

При изменении температуры и плотности плазмы в самых широких пределах значения кулоновского логарифма остаются практически неизменными и находятся в пределах от 10 до 20.

Длина свободного пробега частиц пропорциональна квадрату температуры и обратно пропорциональна плотности плазмы. Появление кулоновского логарифма есть проявление кулоновского дальнего действия. Время между столкновениями  $\tau_{ei} = \lambda_{ei} / \nu = \lambda_{ei} / \sqrt{3kT_e / m_e}$  зависит от массы частиц и может быть описано соотношением

$$\tau_{ei} = \frac{9\varepsilon_0^2}{\sqrt{3}} \sqrt{m_e} \frac{(kT_e)^{3/2}}{e^4 n_e \ln \Lambda}. \quad (1.52)$$

Подставив данное выражение в уравнение для проводимости, получим, что проводимость полностью ионизованной плазмы не зависит от плотности зарядов, а определяется температурой  $\sigma = f(T_e^{3/2} / \sqrt{m_e})$ . Если проводимость металлов в широком диапазоне не зависит от температуры, то проводимость плазмы повышается с возрастанием температуры пропорционально  $T^{3/2}$ . Такой результат – следствие зависимости сечения кулоновского взаимодействия от энергии частиц: сила трения электронов об ионы падает обратно пропорционально энергии движения электронов в степени 3/2.

Удельная электронная проводимость плазмы  $\sigma \approx 10^{-3} T^{3/2}$  быстро возрастает с температурой, и для высокотемпературной плазмы при  $10^8$  К она приблизительно равна  $10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , а при  $2 \cdot 10^7$  К по порядку величины она совпадает с проводимостью твердой меди при комнатной температуре  $6 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . В тоже время проводимость низкотемпературной плазмы ниже проводимости меди в  $10^5 \dots 10^6$  раз.

В плазме, у которой температура и концентрации разноименных зарядов одинаковы, все три длины пробега равны (если ионы однозарядные), а частоты столкновений соотносятся следующим образом:  
 $v_{ee} : v_{ei} : v_{ii} = \sqrt{2} : 1 : \sqrt{m_e / m_i}$ .

При условии когда  $v_{ei} > v_{ea}$ , длина свободного пробега электронов быстро растет с возрастанием скорости их движения. Поэтому в сильных электрических полях электроны могут между двумя последовательными столкновениями набрать энергию, сравнимую с тепловой энергией, и даже перейти в режим непрерывного ускорения, называемый эффектом «убегания» электронов. Критическая напряженность электрического поля, определяющая границу такого перехода, может быть оценена по соотношению  
 $E_{кр} = 0,8\pi n_e e^3 T_e \ln \Lambda$ .

#### **1.5.4. Влияние магнитного поля на свойства плазмы**

Плазма по отношению к магнитному полю проявляет диамагнитные свойства. Поэтому в неоднородном магнитном поле плазма перемещается в область, где индукция магнитного поля минимальна. Эта особенность плазмы используется для создания так называемых магнитных ловушек (пробок), применяемых при исследовании управляемого термоядерного синтеза.

Движение заряженной частицы с зарядом  $e$  во внешнем электрическом поле с напряженностью  $E$  происходит под действием силы  $F = eE$ , что приводит к движению частицы с постоянным ускорением.

Если заряженная частица в магнитном поле движется со скоростью  $v_B$ , то магнитное поле действует на нее с силой Лоренца

$$F = ev_B B \sin \alpha, \quad (1.53)$$

где  $B$  – индукция магнитного поля в теслах;  $v_B$  – скорость, перпендикулярная линии магнитного поля;  $\alpha$  – угол между направлением линий магнитной индукции и направлением скорости частицы.

При перемещении частицы параллельно линиям индукции ( $\alpha = 0$  или  $\alpha = 180^\circ$ ) сила Лоренца равна нулю, т. е. магнитное поле не действует на движение частицы, и она сохраняет в этом направлении свою скорость.

Наибольшая сила действует на заряженную частицу в перпендикулярном направлении ( $\alpha = 90^\circ$ ), при этом сила Лоренца действует перпендикулярно как к направлению скорости частицы, так и направлению вектора магнитной индукции. Эта сила не совершает работу и поэтому может изменить лишь направление скорости, но не ее величину. В этом случае траектория движения частицы представляет собой окружность, радиус которой легко найти, если воспользоваться вторым законом Ньютона, в соответствии с которым произведение массы на центростремительное ускорение равно силе, действующей на частицу,  $mv_B^2 / R = ev_B B$ , откуда следует  $R_L = mv_B / (eB)$ , где  $R_L$  – ларморовский радиус.

Угловая скорость вращения частицы  $\omega_B = v_B / R_L$  определяется, как  $\omega_B = eB / m$ , носящее название ларморовской или циклотронной частоты вращения заряженной частицы вокруг магнитного вектора. Название это возникло потому, что именно с такой частотой обращаются заряженные частицы в специальных ускорителях – циклотронах.

Поскольку направление силы Лоренца зависит от знака заряда, электроны и положительные ионы вращаются в противоположные стороны, при этом ларморовский радиус однократно заряженных ионов в  $m_i / m_e$  раз больше радиуса вращения электронов, где  $m_i$  и  $m_e$  – массы иона и электрона, соответственно. Для ионов водорода (протонов) это отношение, например, равно почти 2000.

При равномерном движении заряженной частицы вдоль силовых линий магнитного поля и одновременном вращении вокруг нее траектория частицы представляет собой винтовую линию.

Для оценки степени влияния магнитного поля на плазму используется безразмерный параметр Холла, который можно представить как

$\beta = \omega_B \tau = \omega_B / \nu$ , где  $\tau$  – время между двумя соударениями;  $\nu$  – частота соударений заряженной частицы в плазме.

Из анализа этого соотношения следует, что степень влияния магнитного поля на плазму тем больше, чем больше витков ларморовской спирали частица пройдет без соударений. Ввиду того, что частота соударений прямо пропорциональна давлению, степень воздействия магнитного поля на плазму возрастает при уменьшении давления среды, в которой возбуждается плазма.

В силу того, что массы электрона и иона сильно разнятся, степень воздействия на них магнитного поля различна, поэтому для оценки влияния магнитного поля на электроны и ионы плазмы вводят, соответственно, параметр Холла для электронов  $\beta_e$  и ионов  $\beta_i$ , отношение которых примерно равно отношению масс электрона и иона. В связи с этим магнитное поле значительно раньше начинает воздействовать на электроны плазмы.

При рассмотрении лабораторной плазмы вводят также понятие *замагниченности* – это состояние плазмы, при котором она движется вместе с магнитным полем, а столкновения не нарушают циклотронного вращения и дрейфового движения заряженных частиц. Следствием чего является идеальная проводимость.

Условием вмороженности является постоянство магнитного потока через любой выделенный контур в плазме, перпендикулярный магнитному полю. Электрическое поле в этом случае равно:  $\vec{E} = [\vec{v} \times \vec{B}]$ , а составляющая скорости  $v$ , перпендикулярная  $\vec{B}$ , равна скорости электромагнитного дрейфа:  $\vec{v}_d = [\vec{E} \times \vec{B}] / B^2$ . При этих условиях отсутствует так называемое продольное электрическое поле – компонента электрического поля, параллельная магнитному. Поэтому, силовые линии геомагнитного поля являются электрически эквипотенциальными.

Плазма считается *замагниченной* по тому или иному компоненту, если соответствующий ларморовский радиус  $R_{B\alpha}$  ( $\alpha$  – сорт заряженной частицы) значительно меньше характерного размера установки, в которой находится плазма. Обычно, в магнитных полях с индукцией, не превышающей 1 Тл (1 Тл =  $10^4$  Гс), плазма замagniчена по электронному компоненту  $\beta_e \gg 1$ , а ионы же магнитное поле «чувствуют» слабее  $\beta_i \leq 1$ .

В наиболее общем виде уравнение движения заряженной частицы сорта  $\alpha$  имеет вид:



$$m_{\alpha} \frac{d\vec{v}_{\alpha}}{dt} = e(\vec{E} + [\vec{v}_{\alpha} \times \vec{B}]) + \vec{F}_s, \quad (1.54)$$

где  $\vec{F}_s$  – сила неэлектромагнитного происхождения (центробежная и т. п.).

При условии  $\vec{F}_s = e\vec{E}$  из решения уравнения (1.54) следует, что компонента скорости, направленная по магнитному полю, остается неизменной. Полная кинетическая энергия частицы не изменяется, поскольку вектор силы Лоренца  $\vec{F} = e[\vec{v} \times \vec{B}]$  перпендикулярен вектору скорости частицы, и работа этой силы всегда равна нулю.

В плоскости, перпендикулярной  $\vec{B}$ , частица вращается по ларморовской окружности с циклотронной частотой. Направление вращения зависит от знака заряда частицы. Внутри ларморовского круга внешнее магнитное поле и поле, создаваемое движущимся зарядом, вычитаются, а вне его – складываются, что свидетельствует о его диамагнетизме, который проявляется и для плазмы в целом.

Заряженные частицы при наличии в пространстве электрических и магнитных полей движутся по сложным трехмерным траекториям. Однако, когда относительные изменения полей в пределах ларморовского круга малы, можно использовать так называемое адиабатическое приближение, при котором полную скорость частицы можно представлять в виде суммы скорости дрейфа ведущего центра и скорости вращения по ларморовской окружности вокруг ведущего центра.

Если силы электрического поля  $e\vec{E}$  и неэлектромагнитного происхождения  $\vec{F}_s$  отличны от нуля, но не зависят от координат, скорость движения частицы в плоскости, перпендикулярной  $\vec{B}$ , можно представить в виде  $\vec{v}_{\alpha} = \vec{v}_{\omega B} + \vec{v}_d$ , где  $\vec{v}_{\omega B}$  – скорость ларморовского вращения;  $\vec{v}_d$  – скорость дрейфа в направлении, перпендикулярном действующей силе:

$$\vec{v}_d = \frac{1}{e} \frac{[(e\vec{E} + \vec{F}_s) \times \vec{B}]}{B^2}. \quad (1.55)$$

Анализ выражения (1.55) показывает, что, при  $\vec{F}_s = 0$ , скорость электрического дрейфа

$$\vec{v}_d = \frac{[\vec{E} \times \vec{B}]}{B^2} \quad (1.56)$$

не зависит от заряда частицы, и электроны и ионы движутся как единое целое, а в плазме отсутствует поляризация.

Если электрическое поле и сила неэлектромагнитного происхождения изменяются медленно (справедливо адиабатическое приближение), к скорости, определенной по выражению (1.55), добавляется член, обусловленный изменением силы вдоль траектории:

$$\vec{v}_d = \frac{[(e\vec{E} + \vec{F}_s) \times \vec{B}]}{eB^2} = -\frac{m}{eB^2} \left[ \frac{d\vec{v}_0}{dt} \times \vec{B} \right] \quad (1.57)$$

и получивший название инерционного дрейфа. Анализ выражений показывает, что скорости электронов и ионов различаются как по значению, так и по направлению.

При движении частицы в неоднородном магнитном поле ларморовский радиус ее орбиты изменяется, а магнитный момент вращающейся частицы  $\mu = (m_\alpha v_\alpha^2)_\perp / 2B = \text{const}$  остается инвариантным. Если в системе происходят медленные изменения, а движение остается неизменным, то его называют адиабатическим инвариантом. На инвариантности магнитного момента  $\mu$  основана одна из первых схем удержания плазмы: так называемое магнитное зеркало (магнитная пробка), в котором частица отражается, как от зеркала, от тех мест, где линии магнитного поля сгущаются.

Решение уравнения (1.20) для электронного компонента, для случая когда электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны, а сила неэлектромагнитного происхождения представляет собой силу трения электронов об ионы, показывает следующее:

– магнитное поле не влияет на движение электронов в направлении вектора индукции магнитного поля;

– в наибольшей степени магнитное поле ограничивает движение электронов в направлении по электрическому полю и перпендикулярном магнитному полю. Ограничение подвижности электрона в этом случае описывается выражением

$$b_{e\perp} = b_{e0}(1 + \beta_e^2)^{-1}, \quad (1.58)$$

где  $b_{e\perp}$  – проводимость поперек магнитного поля;  $b_{e0}$  – подвижность в отсутствие магнитного поля;  $\beta_e = \omega_B \tau$  – параметр Холла для электронного компонента;

– в направлении, перпендикулярном как индукции магнитного поля, так и напряженности электрического поля, подвижность  $b_{e\perp}$  в  $\beta_e$  раз больше, чем подвижность  $b_{e\parallel}$ ;

– если для векторов электрического и магнитного полей выполняется соотношение  $E \perp B$ , а давление плазмообразующей среды мало, то скорость дрейфа плазмы, как целого, перпендикулярна векторам электрического и магнитного полей и равна  $E/B$ .

## 1.6. ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Для построения реальной картины процессов, протекающих в газоразрядной плазме, необходимо иметь достаточно полную информацию о таких ее параметрах как концентрация заряженных частиц, температура, скорость и компонентный состав. Вместе с тем, известные модели процессов в плазме по большей части правильно описывая явления на качественном уровне, на количественном уровне не всегда дают адекватные результаты. Указанное обстоятельство привело к тому, что диагностика плазмы является весьма важным разделом науки о плазме. Среди большого числа диагностических методик для определения параметров плазмы в технологических установках наибольшее распространение получили зондовые диагностики в силу того, что они наименее трудоемки в смысле аппаратного обеспечения.

### 1.6.1. Одиночный зонд в плазме

Благодаря своей простоте и надежности, самым распространенным и информативным методом диагностики плазмы является зондовый метод Ленгмюра. Для этого в плазму помещается металлический электрод малых размеров (электрический зонд), на который задается потенциал относительно одного из электродов (функции опорного электрода может выполнять как катод, так и анод, либо специально введенный опорный зонд) и снимается зависимость тока, поступающего на зонд, от приложенного напряжения (рис. 1.8).

Электрический ток с зонда складывается из токов электронов и положительно заряженных ионов  $I = I_e + I_i$ . В случае, когда размеры измерительного зонда много меньше размеров опорного электрода, вольт-амперная ха-

рактическая характеристика системы определяется слоем, формирующимся у измерительного зонда. Типичная характеристика  $I_3(U_3)$  – зависимость тока  $I_3$ , протекающего через зонд, от разности потенциалов  $U_3$  между зондом и опорным электродом, и характерные точки характеристики показаны на рис. 1.9.

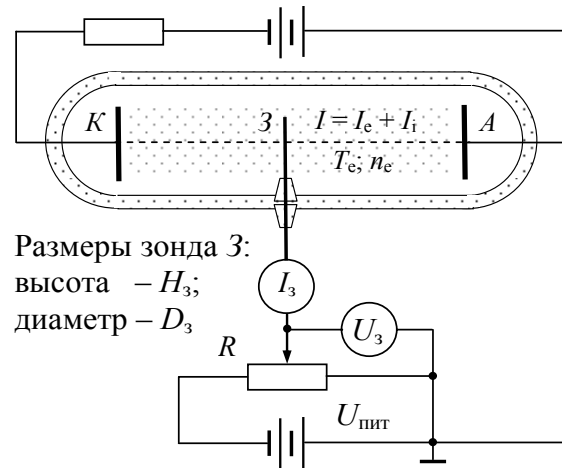


Рис. 1.8. Принципиальная схема включения зонда

Если зондовая система удовлетворяет необходимым требованиям, она позволяет определить концентрацию заряженных частиц плазмы, функцию распределения электронов по энергиям и потенциал плазмы.

В случае максвелловского распределения электронов по скоростям

$$f(v_x, v_y, v_z) = n_0 \left( \frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{mv_x^2 + mv_y^2 + mv_z^2}{2k T_e} \right) \quad (1.59)$$

и больцмановского распределения концентрации заряженных частиц

$$n_e = n_0 \exp \left( - \frac{eU_3}{k T_e} \right) \quad (1.60)$$

в поле слоя пространственного заряда у зонда электронный ток зонда любой формы, при отрицательных потенциалах  $U_3$ , определяется соотношением

$$I_3(U_3) = \left( 0,25 n_0 e T_e \sqrt{\frac{8k T_e}{\pi m_e}} \right) S_3 \exp \left( - \frac{eU_3}{k T_e} \right), \quad (1.61)$$

где  $n_e$  – концентрация электронов;  $S_3$  – приемная поверхность зонда;  $U_3$  – потенциал зонда относительно невозмущенной плазмы; множитель в круглых скобках определяет плотность электронного тока насыщения из плазмы.

Соотношение (1.61), описывающее крутую часть зондовой характеристики (рис. 1.9, а), было получено И. Ленгмюром и Х. Мотт-Смитом и явилось основой зондового метода диагностики плазмы.

На практике простота метода оказывается кажущейся, поскольку зонд и плазма должны удовлетворять ряду требований, при выполнении которых результаты зондовых измерений адекватно описывают параметры плазмы.

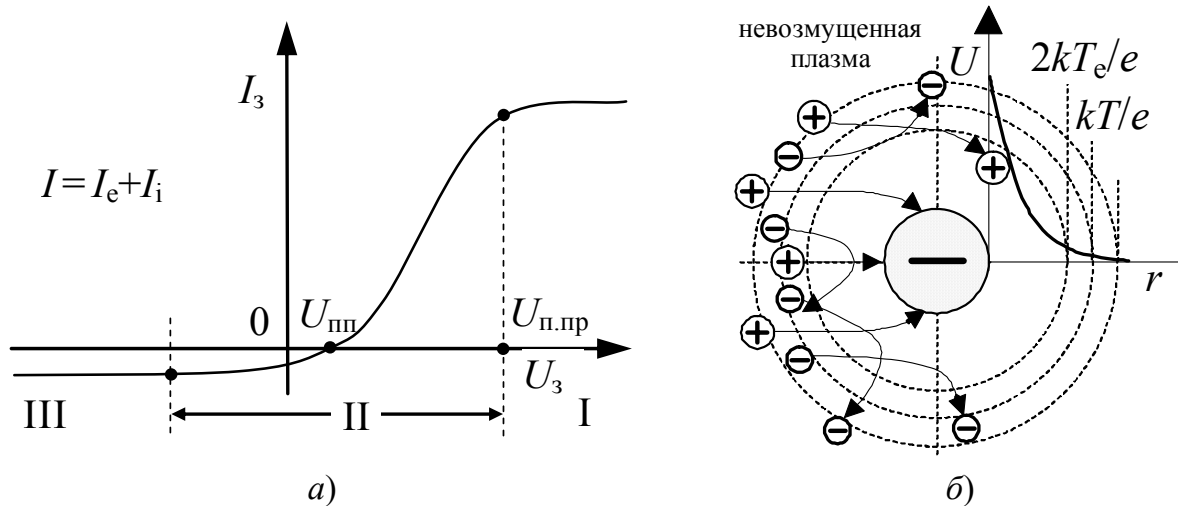


Рис. 1.9. Вольтамперная характеристика одиночного зонда: I – область электронного тока насыщения; II – область суммарного тока электронов и ионов на зонд; III – область ионного тока насыщения;  $U_{п.пр}$  – потенциал невозмущенной плазмы (пространства) в области размещения зонда;  $U_{пп}$  – плавающий потенциал

Зонд, погруженный в плазму, окружается двойным электрическим слоем, поэтому рассматриваются две характерные зоны: область невозмущенной плазмы и область, расположенную вблизи зонда (рис. 1.9, б). Поэтому делаются следующие предположения:

- в области плазмы объемными зарядами пренебрегают;
- на внешней границе слоя объемного заряда потенциал плазмы обращается в нуль, т. е. плазма за пределами слоя не возмущена;
- образование ионов в слое и вторичных частиц на поверхности зонда не происходит;
- в области слоя при отрицательном потенциале зонда можно пренебречь зарядом, создаваемым электронами.

В зависимости от соотношения характерных размеров зонда  $r_3$  и характерных масштабов плазмы (длин свободного пробега электронов  $\lambda_e$  и ио-

нов  $\lambda_i$ ; длин релаксации энергии электронов  $\lambda_{ee}$  и ионов  $\lambda_{ii}$ ; дебаевского радиуса экранирования  $r_D$ ; толщины слоя пространственного заряда у зонда  $\delta$ ) различают несколько режимов его работы. При этом следует учитывать, что  $\lambda_e \ll \lambda_{ee} = \lambda_e / \sqrt{h}$ , где  $h = 10^{-4} \dots 10^{-2}$  – средняя доля потери энергии электроном в одном столкновении, в то время как для ионов  $h \approx 1$  и  $\lambda_i \approx \lambda_{ii}$ :

- при  $\lambda_e, \lambda_i \gg \delta$  реализуются условия бесстолкновительного слоя (классический зонд Ленгмюра);
- при  $\lambda_e \ll \delta \ll \lambda_{ee}$  реализуется диффузионный режим для электронов;
- при  $\lambda_e, \lambda_i \ll \delta$  реализуется режим сплошной среды.

В первых двух случаях из результатов зондовых измерений можно получить информацию о функции распределения электронов по энергиям в невозмущенной плазме. В третьем случае можно определить лишь электронную температуру.

Таким образом, для получения корректных результатов зондовых измерений необходимо иметь четкое представление о рабочем режиме зонда.

Теория замыкания тока на металлический зонд, помещенного в плазму, предполагает, что электроны в призондовом слое, создаваемом внешним источником, движутся без столкновений  $\lambda_e, \lambda_i \gg \delta$ . Требование бесстолкновительного слоя позволяет из соотношения между минимальной длиной свободного пробега электронов  $\lambda_{e\min}$  и дебаевским радиусом экранирования

$r_D \approx \sqrt{kT_e \epsilon_0 / (ne^2)}$  определить нижнюю границу концентрации электронов в плазме.

Введение зонда ведет к возникновению возмущений в плазме и экранировке им одних участков плазмы относительно других. Условия образования призондового слоя вытекают из условия Бома (*Bohm*), гласящего, что в плазме, содержащей два типа заряженных частиц с разными массами и температурами  $m_e, T_e$  и  $m_i, T_i$  при собирании частиц второго сорта, для образования призондового слоя, их направленная скорость на его границе слоя должна удовлетворять условию

$$v_i > \sqrt{kT_e / m_i}. \quad (1.62)$$

Если рассматривать ток электронов на притягивающий зонд (область I, рис. 1.9, *a*), то условие (1.62) означает, что в неравновесной плазме, при

$T_e \gg T_i$ , их направленная скорость на границе призондового слоя должна превышать величину  $\sqrt{kT_i/m_e}$ . Эта величина мала по сравнению с хаотической скоростью электронов, и ток электронов на слой с хорошей степенью точности соответствует хаотическому току.

В случае собирания ионов (область III, рис. 1.9, *a*) их направленная скорость должна превышать  $\sqrt{kT_e/m_i}$  (скорость ионного звука), что значительно больше их хаотической скорости, и эта величина определяет ионный ток на зонд. При этом видно, что ионы должны входить в слой со скоростью, определяемой температурой электронов.

Из критерия Бома вытекает, что экранирование зонда призондовым слоем не является полным и между слоем и невозмущенной плазмой образуется квазинейтральная область, падение потенциала в которой составляет величину порядка  $kT_e$ . Данный слой, проникающий в квазинейтральную плазму, ускоряет ионы к моменту достижения ими границы слоя. При  $T_e \ll T_i$  ситуация меняется на обратную.

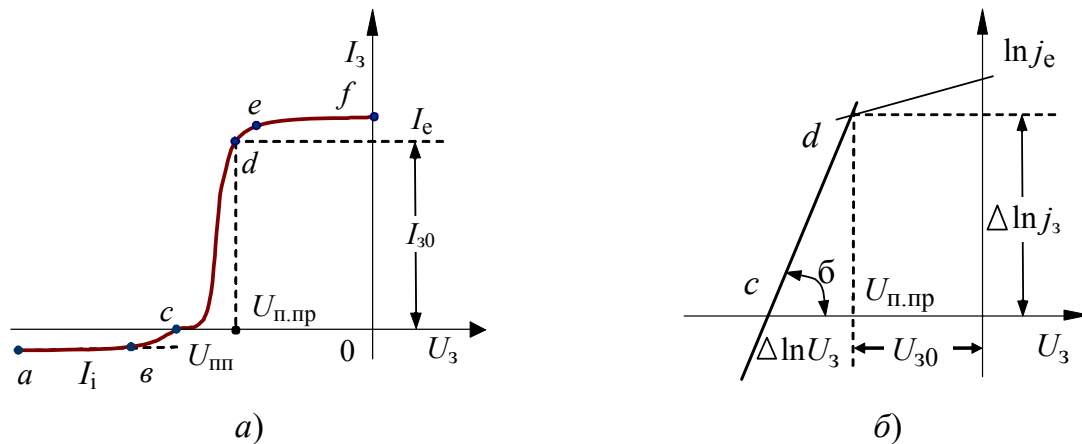


Рис. 1.10. Измеренная зондовая характеристика (*a*) и метод ее обработки (*б*)

На рис. 1.10, *a* представлена типичная зондовая характеристика, получаемая при погружении в плазму вспомогательного электрода. Ток частиц, поступающий на поверхность, зависит от приложенной разности потенциалов между плазмой и рабочей поверхностью зонда.

Большим отрицательным потенциалам зонда соответствует участок *ab*, когда от него отталкиваются практически все электроны. В этом случае вокруг зонда формируется слой положительного объемного заряда, поле внутри которого уменьшается от зонда к границе невозмущенной плазмы. Толщина

слоя автоматически устанавливается такой, чтобы положительный заряд ионов нейтрализовал бы действие отрицательного потенциала зонда. За пределами этого слоя влияние зонда на плазму не ощущается.

Электроны, приходящие из плазмы, и не имеющие достаточной энергии для преодоления тормозящего поля, отталкиваются, а положительные ионы, приходящие к оболочке и проникающие в нее, попадают в ускоряющее поле и перемещаются к зонду. Ток на зонд обусловлен исключительно положительными ионами.

В пределах области плазмы, непосредственно примыкающей к слою, окружающему зонд, концентрация ионов спадает от невозмущенной величины  $n_{i0}$  до  $n_{i3}$  так, что  $n_{i3} = n_{i0} \exp[-eU_3 / (kT_e)]$ . Образование объемного положительного заряда у поверхности зонда происходит при выполнении условия  $eU_3 \gg kT_e / 2$ . Величина  $eU_3$  равна энергии ионов, которую они приобретают на границе слоя.

Ионный ток на границе слоя пространственного заряда составляет величину  $I_{i0} = en_{i0}v_{is}S$ , здесь  $S$  – площадь слоя окружающего зонд. При большой поверхности зонда его площадь можно принять равной площади слоя. Отсюда ионный ток насыщения на цилиндрический зонд равен (формула Бома):

$$I_i = j_{i0}S \approx 0,4Sen_{i0}\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}, \quad (1.63)$$

где  $j_{i0}$  – плотность беспорядочного ионного тока в плазме;  $S$  – приемная поверхность зонда.

На внешней границе слоя объемного заряда существует переходная область, в которой находятся не только ионы, но и наиболее подвижные электроны плазмы. Толщина этой области значительно меньше толщины слоя при значительных отрицательных потенциалах зонда.

С уменьшением (по абсолютной величине) отрицательного потенциала, задаваемого на зонд, уменьшается и толщина слоя, но ионный ток на зонд при этом остается неизменным.

Крутой подъем характеристики на участке  $bd$  связан с появляющейся возможностью выхода из плазмы на зонд электронов, способных преодолеть действие тормозящего поля. За счет попадающих на зонд электронов ток в цепи зонда уменьшается, так как часть заряда отдаваемого зонду положи-



тельными ионами, компенсируется приходящими из плазмы электронами. При некотором значении потенциала токи на зонд выравниваются  $I_e = I_i$ , и в точке  $c$  он становится равным нулю. В этом случае потенциал зонда равен потенциалу изолированной стенки, называемый плавающим потенциалом  $U_{\text{пп}}$ .

При дальнейшем уменьшении потенциала ток на зонд становится преимущественно электронным и при этом быстро нарастает по закону Больцмана до тех пор, пока потенциал зонда не сравняется с потенциалом окружающей его плазмы. Потенциал зонда в точке излома – точка  $d$  – соответствует потенциалу пространства  $U_{\text{п.пр}}$ , т. е. потенциалу плазмы в точке расположения зонда.

Величина протекающего электронного тока в зависимости от потенциала зонда имеет вид:

$$I_e = 0,25en_e S \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_z}{kT_e}\right). \quad (1.64)$$

Дальнейшее повышение положительного потенциала зонда приводит к быстрому излому в ходе зондовой характеристики – участок  $de$ . При дальнейшем повышении потенциала около зонда формируется уже электронная оболочка. Положительные ионы, входя в оболочку, испытывают действие поля зонда и выталкиваются обратно в плазму, а электроны, попадая в ускоряющее для них поле, уходят на зонд. Поскольку с ростом толщины оболочки ее поверхность почти не изменяется, неизменным остается и электронный ток на зонд – участок  $ef$ :

$$I_e = j_{e0} S = 0,25Sen_{e0} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}. \quad (1.65)$$

*Плавающий потенциал*  $U_{\text{пп}}$  – это потенциал зонда относительно плазмы, при котором общий ток на зонд равен нулю, при этом  $U_{\text{пп}}$  всегда отрицателен. Величина  $U_{\text{пп}}$  может быть определена при известных зависимостях ионного тока насыщения и электронного тока от потенциала зонда. Так, в предположении максвелловского распределения электронов по энергиям, приравнявая электронный и ионный токи

$$0,25n_e S \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_{\text{пп}}}{kT_e}\right) = 0,5n_i S \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (1.66)$$

$\exp(-eU_3/kT_e)$  – определяет долю электронов, энергия которых превышает потенциал зонда, получим

$$U_{\text{пп}} = \frac{kT_e}{e} \ln \left( 0,77 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right). \quad (1.67)$$

Если функция распределения электронов в разных точках плазмы одинакова, то распределение  $U_{\text{пп}}$  определяет распределение потенциала плазмы.

*Потенциал пространства* в точке расположения зонда в плазме  $U_{\text{п.пр}}$  также определяется из условия равенства токов  $I_e = I_i$ : тока положительных ионов  $I_i = 0,25en_e S \sqrt{8kT_e/(\pi m_i)}$  и тока электронов, движущихся в тормозящем электрическом поле,

$I_e = 0,25en_0 S \sqrt{8kT_e/(\pi m_e)} \exp[-e(U_{\text{п.пр}} - U_{\text{пп}})/(kT_e)]$ , откуда:

$$U_{\text{п.пр}} = U_{\text{пп}} - \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{m_i}{m_e}. \quad (1.68)$$

При рассмотрении изменения электронного тока на восходящем участке зондовой характеристики электроны имеют максвелловское распределение по скоростям. В этом случае число электронов, попадающих в единицу времени на единицу площади зонда перпендикулярно к его поверхности в интервале скоростей от  $v_x$  до  $v_x + \partial v_x$ , равно:

$$dn_{v_x} = \frac{v_x n_e}{\sqrt{\pi v_0}} \exp\left(-\frac{v_x^2}{v_0^2}\right) dv_x.$$

При этом следует уточнить, что на зонд попадают только те электроны, у которых компонента скорости  $v_x$  удовлетворяет соотношению  $mv_x^2/2 \geq eU_3$ . Следовательно, полное число электронов, достигающих зонда определяется интегрированием этого выражения в пределах от  $v_x = \sqrt{2eU_3/m}$  до  $v_x = \infty$ .

Умножая данное выражение на заряд электрона, получаем плотность электронного тока на зонд при его потенциале  $U_3$  относительно плазмы:

$$j_{ze} = j_{e0} \exp(-eU_3/kT_e)$$

или после логарифмирования:

$$\ln j_{ze} = \ln j_{e0} - (eU_3/kT_e).$$

Полученное уравнение показывает, что зависимость логарифма плот-

ности электронного тока на зонд от потенциала зонда (при отрицательных относительно плазмы потенциалах) должна иметь линейный характер (рис. 1.10, б). Угол наклона этой прямой к оси абсцисс  $\alpha$  удовлетворяет соотношению:

$$\Delta \ln \left( \frac{j_{3e}}{\Delta U_3} \right) = \frac{e}{kT_e}, \quad (1.69)$$

и позволяет определить *температуру электронов*:

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\Delta U_3}{\Delta \ln j_e} = 11600 \frac{\Delta U_3}{\Delta \ln j_e}, \quad (1.70)$$

где  $\Delta \ln j_e$  – приращение логарифма электронного тока;  $\Delta U_3$  – вызвавшее это приращение изменение потенциала зонда.

На практике часто логарифмируют не плотность электронного тока на зонд, а полный электронный ток на зонд.

То, что экспериментальные полулогарифмические характеристики  $\ln I_e = f(U_3)$  действительно имеют прямолинейный участок, подтверждает правильность предположения о максвелловском характере распределения электронов по скоростям (энергиям) в плазме.

*Концентрация электронов* и равная ей концентрация положительных ионов в плазме определяется из уравнения плотности беспорядочного электронного тока в плазме  $j_e = 0,25en_0v_e$ :

$$n_e = n_i = 4,03 \cdot 10^{15} \frac{j_e}{\sqrt{T_e}}. \quad (1.71)$$

Для определения продольного *градиента потенциала* необходимо в плазме иметь два зонда с известным расстоянием между ними  $l$ , тогда

$$E_z = \frac{U_{п.пр1} - U_{п.пр2}}{l}, \quad (1.72)$$

где  $U_{п.пр1}$ ,  $U_{п.пр2}$  – потенциалы плазмы в месте установки первого и второго зондов;  $l$  – расстояние между точками, в которых измерялся потенциал пространства.

Скорости электрона в плазме являются суммой скоростей хаотического  $v = \sqrt{8kT_e/(\pi m_e)}$  и направленного  $v_z = b_e E_z$  движения. Поэтому плоский односторонний зонд, направленный собирающей поверхностью к потоку электронов, собирает суммарный ток  $I_e = I_v + I_{v_z}$ , тогда как при повороте на

$180^\circ$  он будет собирать ток  $I_{e180^\circ} = I_v - I_{v_z}$ . Учитывая, что при потенциале пространства (отсутствии тормозящего поля) направленная компонента тока  $I_{v_z} = en_0 v_z S$ , то для *направленной скорости* получаем

$$v_z = \frac{I_{e0^\circ} - I_{e180^\circ}}{2en_0 S}, \quad (1.73)$$

где  $I_{e0^\circ}$  и  $I_{e180^\circ}$  – токи, измеряемые при потенциале пространства.

### 1.6.2. Метод двойного зонда

Метод двойного зонда предназначен для исследования плазмы в отсутствии опорного электрода и заключается в помещении в плазму двух одинаковых зондов, подключенных через потенциометр к источнику постоянного тока таким образом, чтобы обеспечивалась возможность изменять не только напряжение между зондами, но и полярность (рис. 1.11). Минимальное расстояние между зондами определяется тем расстоянием, на котором еще отсутствует экранирование одного зонда другим.

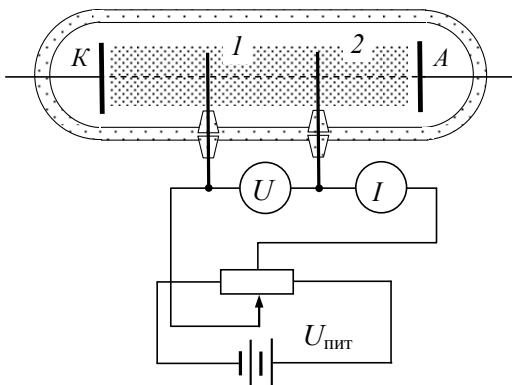


Рис. 1.11. Электрическая схема подключения двойного зонда

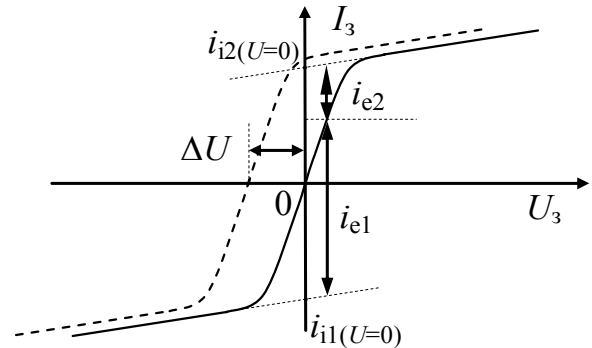


Рис. 1.12. Характеристика симметричного двойного зонда

Если используются зонды одинаковых размеров, то и параметры плазмы в точках расположения зондов одинаковы. Вольт-амперная характеристика такой системы симметрична относительно точки, в которой ток обращается в ноль (рис. 1.12).

В случае различия потенциалов плазмы в точках расположения зондов характеристика двойного зонда смещается вдоль оси напряжений на величину  $\Delta U = U_{\text{пит}1} - U_{\text{пит}2}$  (рис. 1.12). Сдвиг характеристики по оси напряжений

может наблюдаться и при измерениях в плазме с переменными полями в случае сильной неоднородности последних. Переменное поле ведет к искажению вольт-амперной характеристики и изменению плавающего потенциала зондов.

Токи, идущие на каждый из зондов, равны по величине и противоположны по знаку. При изменении напряжения между зондами в системе с одинаковыми зондами ток будет ограничиваться током насыщения зонда, собирающего ионы.

Потенциал каждого из зондов:  $U_1$  – первого,  $U_2$  – второго, а  $\Delta U = U_1 - U_2$  – разность потенциалов между зондами, относительно плазмы будет устанавливаться таким образом, чтобы их токи оказались равными. Отсюда же следует, что оба зонда всегда находятся при отрицательных потенциалах относительно плазмы. Поскольку электронный ток экспоненциально растет при приближении потенциала зонда к потенциалу плазмы, потенциал зонда, собирающего электроны, лишь незначительно отличается от плавающего потенциала. При больших приложенных напряжениях практически все оно сосредоточено у зонда, собирающего ионы, а характеристика совпадает с характеристикой ионного тока насыщения одиночного зонда.

Характеристика двойного зонда в переходной области  $I(U)$ :

$$I(U) = I_{i1}(U_1) - I_{\text{енас}} \exp\left(-\frac{eU_1}{kT_e}\right) = I_{\text{енас}} \exp\left(-\frac{eU_2}{kT_e}\right) - I_{i2}(U_2).$$

Если предположить, что ионный ток не зависит от потенциала, т. е. характеристика находится в области насыщения, то исключая  $U_1$  и  $U_2$ , получим

$$I(U) = I_i \operatorname{th}\left(\frac{eU_3 - \Delta U}{2kT_e}\right), \quad (1.74)$$

где  $I(U)$  – ток, протекающий в цепи двойного зонда;  $I_i$  – ионный ток насыщения;  $U_3$  – напряжение между электродами двойного зонда;  $\Delta U = U_{\text{пн1}} - U_{\text{пн2}}$  – разность потенциалов пространства в местах нахождения зондов.

Выражение (1.74) хорошо соответствует переходной области вольт-амперной характеристики.

Двойной зонд имеет ряд преимуществ перед одиночным зондом:

– измерения проводятся в отсутствие электродов в плазме, относительно которых измеряется вольт-амперная характеристика одиночного зонда;

– система является «плавающей» (изолированной), и искажения плазмы зондом при измерениях значительно меньше.

Двойной зонд может использоваться при измерениях в сильных магнитных полях. Это связано с тем, что измерения ведутся в области ионного тока насыщения, а ионы остаются незамагниченными в достаточно сильных магнитных полях (когда электроны уже замагничены). В этом случае можно пользоваться теориями ионного тока на зонд в отсутствие магнитного поля.

Основные недостатки двойного зонда – невозможность измерения энергетического распределения электронов и невозможность определения потенциала пространства.

Двойной зонд позволяет определять температуру электронов  $T_e$  и по ионному току насыщения – концентрацию заряженных частиц.

Электронная температура может быть определена несколькими способами:

– метод эквивалентного сопротивления:

$$T_e = \frac{e}{2k} \left( \frac{i_{e1}i_{e2}}{i_{e1} + i_{e2}} \right) \left( \frac{dU_3}{di_3} \right)_{U=0}. \quad (1.75)$$

где  $(dU_3/dI_3)_{U=0}$  – эквивалентное сопротивление и представляет собой наклон ВАХ двойного зонда при  $U = 0$ ;

– метод полулогарифмического графика, аналогичный для обработки ВАХ одиночного зонда:

$$\frac{e}{kT_e} = \frac{d}{dU_3} \ln \left( \frac{i_{i1} + i_{i2}}{i_{e2}} - 1 \right). \quad (1.76)$$

Для определения концентрации заряженных частиц необходимо использовать теоретические представления об ионном токе на зонд, соответствующие условиям экспериментов. Эта процедура затрудняется тем, что зависимость  $i_i(U_3)$  может быть получена в том случае, если определен потенциал зонда относительно плазмы  $U_3$ , т. е. известен потенциал плазмы  $U_{п.пр}$ . В рамках двухзондовой методики  $U_{п.пр}$  не может быть определен, и поэтому определение концентрации ионов проводится при больших значениях  $U$ , когда  $U \approx U_3$ .

В экспериментах часто размеры зондов оказываются не строго одинаковыми. Это ведет к тому, что наклоны характеристик в области ионного тока различаются. Для определения концентрации заряженных частиц по ионному току насыщения используется усредненное по двум ветвям значение ионного тока. К аналогичному различию могут приводить отличия в параметрах плазмы в местах расположения зондов.

На вид получаемой характеристики двойного зонда оказывает влияние и чистота поверхности. Изменение ее состояния ведет к появлению на ней перегибов.

### 1.6.3. Метод тройного зонда

В безэлектродных газоразрядных системах для проведения зондовых измерений необходимо кроме измерительного зонда использовать дополнительные электроды: опорный зонд и противозонд.

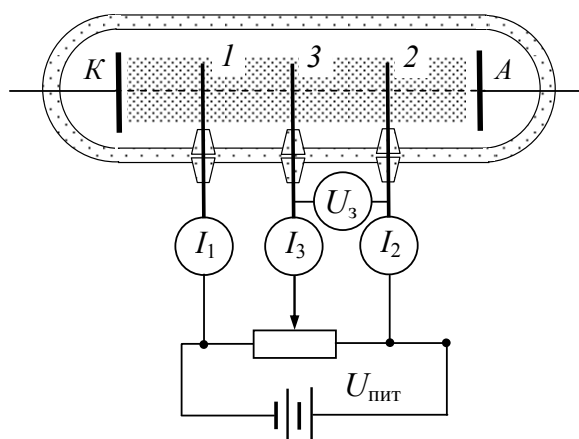


Рис. 1.13. Принципиальная схема измерений методом тройного зонда

Для получения вольт-амперной характеристики необходимо, чтобы площадь опорного зонда  $S_{пз}$  была существенно больше площади измерительного зонда  $S_3$ . Соотношение площадей  $S_{пз}/S_3$  может быть получено из условия того, что ионный ток насыщения опорного зонда должен быть существенно больше электронного тока насыщения измерительного зонда. Это условие означает, что при снятии ВАХ зонда потенциал опорного зонда относительно плазмы не изменяется, и все приложенное напряжение сосредоточено в слое у измерительного зонда.

Такую возможность дает схема тройного зонда (рис. 1.13), в которой третий зонд расположен вблизи измерительного зонда и находится под пла-

вающим потенциалом. На рис. 1.13 показано: 1 – опорный зонд, 2 – измерительный зонд 3 – вспомогательный плавающий зонд, относительно которого измеряется потенциал измерительного зонда. Минимальное расстояние, на котором располагаются зонды 3 и 2 определяется отсутствием взаимного экранирования.

Зондовая система является изолированной, и сумма токов на все зонды должна быть равна нулю:  $I_1 + I_2 + I_3 = 0$ . При изменении напряжения внешнего источника потенциал зонда  $U_3$  устанавливается таким, чтобы ток в его цепи равнялся нулю (режим плавающего зонда,  $U_3 = U_{\text{пп}}$ ). В этом случае потенциал зонда  $U_2$  относительно зонда  $U_3$  привязан к потенциалу плазмы. Поскольку  $I_1 + I_3 = 0$ , то, измеряя зависимость тока одного из зондов от  $U$ , можно получить однозондовую характеристику. Ионный ток  $I_1$  насыщения зонда должен компенсировать ток измерительного зонда, и для получения однозондовой характеристики его размеры должны быть значительно больше размеров второго зонда, отсюда имеем следующее условие применимости метода противозонда:  $S_{\text{пз}} / S_3 \gg \sqrt{m_i / m_e}$ .

#### ***1.6.4. Определение функции распределения электронов по энергиям***

Получение информации о функции распределения электронов по энергиям необходимо для расчета параметров плазмы электрических разрядов в приборах и устройствах плазменной электроники. Для определения этой функции теоретическим путем необходимо решить кинетическое уравнение Больцмана. В общем случае это уравнение является нелинейным интегро-дифференциальным уравнением, решение которого в общем виде является довольно сложной задачей, в связи с исключительными трудностями математического характера. Известны решения лишь для некоторых частных случаев. В связи с этим, функция распределения электронов по энергиям (ФРЭ) часто определяется экспериментально.

В настоящее время разработано несколько методов экспериментального определения функции распределения электронов по энергиям. Рассмотрим зондовый метод определения вида ФРЭ в том случае, когда она изотропна.

Вид вольт-амперной характеристики зонда, помещенного в плазму, описывается выражением:



$$j_3 = \frac{2\pi en_e}{m_e^2} \int_{eU}^{\infty} (W - eU) f(W) dW, \quad (1.77)$$

где  $j_3$  – плотность тока электронов в цепи зонда при его потенциале относительно плазмы  $U$ ;  $n_e$  – концентрация плазмы;  $f(W)$  – функция распределения электронов по энергии;  $W$  – энергия электрона.

После двойного дифференцирования по напряжению  $U$  уравнение (1.77) принимает вид:

$$\frac{d^2 j_3}{dU^2} = \frac{2\pi e^3 n_e}{m_e^2} f(eU). \quad (1.78)$$

Из выражения (1.78) следует, что функция распределения пропорциональна второй производной плотности тока зонда по потенциалу. Это обстоятельство как раз и используется для определения вида ФРЭ с помощью электрических зондов.

Очевидным представляется, что вид ФРЭ можно определить двойным дифференцированием экспериментально полученной вольт-амперной характеристики зонда. Однако последующее дифференцирование экспериментальной зависимости графическим или численным методами приводит к большим погрешностям.

В связи с вышеизложенным, представляется целесообразным определить способ аппаратурного определения непосредственно второй производной.

Рассмотрим одну из возможностей непосредственного определения вида второй производной в ходе эксперимента.

Если цепь зонда запитать напряжением  $U_3 = U_{3=} + A \sin(\omega t)$ , где  $U_{3=}$  – постоянная составляющая напряжения в цепи зонда;  $A$  – амплитуда переменной составляющей;  $\omega$  – частота;  $t$  – время, и  $A \ll U_{3=}$ , то разложение тока зонда в ряд Фурье будет иметь вид:

$$I_{e3}[U_{3=} + A \sin(\omega t)] = \left( I_{e=} + \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e3}}{dU^2} + \frac{1}{64} A^4 \frac{d^4 I_{e3}}{dU^4} + \dots \right) + \quad (1.79)$$

$$\left( A \frac{dI_{e3}}{dU} + \frac{1}{8} A^3 \frac{d^3 I_{e3}}{dU^3} + \dots \right) \sin(\omega t) - \left( \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e3}}{dU^2} + \frac{1}{48} A^4 \frac{d^4 I_{e3}}{dU^4} + \dots \right) \cos(2\omega t) + \dots,$$

Анализ приведенного выражения (1.79) показывает, что для определения второй производной зондового тока по потенциалу зонда можно использовать два подхода:

– измерять приращение постоянной составляющей тока в цепи зонда после включения в цепь питания переменной составляющей напряжения малой амплитуды;

– измерять амплитуду второй гармоники переменной составляющей тока в цепи зонда при изменении постоянной составляющей потенциала зонда.

При использовании первого подхода, в силу нелинейности вольт-амперной характеристики зонда, в его цепи питания проявляется *детекторный эффект*, выражающийся в изменении постоянной составляющей тока после подключения источника переменного напряжения.

Из выражения (1.79) следует, что постоянная составляющая тока в цепи зонда  $I_{e3=}$  описывается выражением:

$$I_{e3}[U_{3=} + A\sin(\omega t)] = I_{e=} + \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e3}}{dU^2} + \frac{1}{64} A^4 \frac{d^4 I_{e3}}{dU^4} + \dots \quad (1.80)$$

Приращение постоянной составляющей зондового тока  $\Delta I_{e3=}$ , обусловленное проявлением детекторным эффектом, из (1.80) будет равно

$$\Delta I_{e3} = \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e3}}{dU^2} + \frac{1}{64} A^4 \frac{d^4 I_{e3}}{dU^4} + \dots \quad (1.81)$$

При выполнении условия  $A \ll U_{3=}$ , в выражении (1.81) всеми членами кроме первого можно пренебречь без потери точности, тогда имеем:

$$\Delta I_{e3} = \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e3}}{dU^2} \quad (1.82)$$

Сопоставление формул (1.81) и (1.82) позволяет установить, что функция распределения и приращение постоянной составляющей электронного тока в цепи зонда связаны зависимостью:

$$f(eU) = \frac{2m_e^2}{\pi A^2 e^3 n_e S} \Delta I_{e3} = B \Delta I_{e3=},$$

где  $S$  – площадь приемной поверхности зонда.

## 2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

Процессы, происходящие в газоразрядном объеме и на электродах, зависят от рода и давления газовой среды, материала, размеров и формы электродов, силы тока и его формы (постоянный, переменный, импульсный). Газовый разряд может существовать в интервале давлений от  $10^{-3}$  до  $10^4$  Па, при этом разрядный ток изменяется от долей миллиампера до тысяч ампер, а напряжение, необходимое для возникновения и поддержания разряда, изменяется от сотни вольт до десятков киловольт.

Рассмотрим вольт-амперную характеристику газонаполненного промежутка между двумя плоскопараллельными холодными электродами, включенными в электрическую цепь (рис. 2.1, а), состоящую из источника постоянного напряжения  $U_{\text{вх}}$  и балластного сопротивления  $R_{\text{б}}$ . Изменяя величину разрядного тока  $I_{\text{раз}}$  в цепи, можно наблюдать различные виды газового разряда, отличающиеся как физическими процессами в межэлектродном пространстве и на электродах, так и характером свечения и значением падения напряжения между электродами постоянного напряжения  $U_{\text{вх}}$  и балластного сопротивления  $R_{\text{б}}$ . Изменяя величину разрядного тока  $I_{\text{раз}}$  в цепи, можно наблюдать различные виды газового разряда, отличающиеся как физическими процессами в межэлектродном пространстве и на электродах, так и характером свечения и значением падения напряжения между электродами.

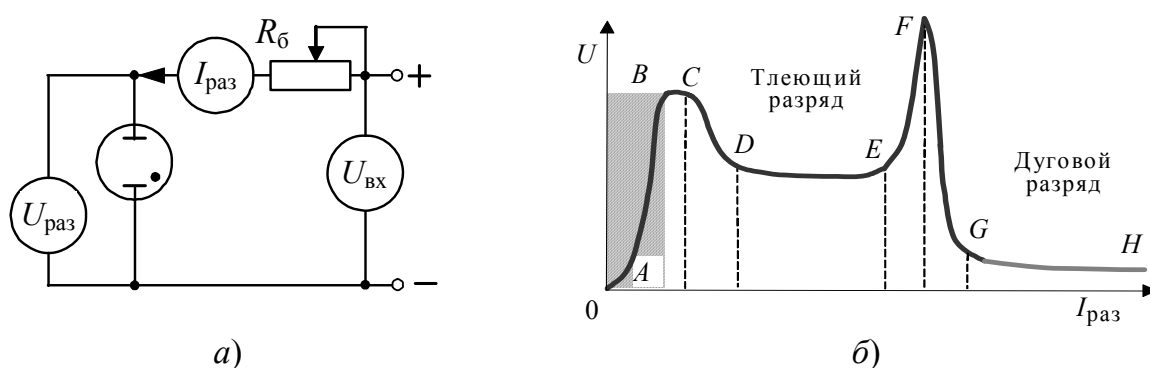


Рис. 2.1. Схема включения (а)

и вольт-амперная характеристика газового разряда (б)

На рис. 2.1, б представлена обобщенная вольт-амперная характеристика газового разряда в широком диапазоне токов, где обозначены:  $AB$  – тихий несамостоятельный разряд;  $BC$  – тёмный таусендовский или тихий самостоя-

тельный разряд;  $CD$  – участок с поднормальным тлеющим разрядом;  $DE$  – нормальный, а  $EF$  – аномальный тлеющий разряды;  $FGH$  – дуговой разряд;  $FG$  – переход к дуговому разряду;  $GH$  – дуговой разряд.

Электрические разряды в газе подразделяют на *несамостоятельные* и *самостоятельные*. Это деление обусловлено тем обстоятельством, что в отсутствие внешних воздействий газ является диэлектриком.

К *несамостоятельным* относятся разряды (участок  $AB$ , рис. 2.1, б), для поддержания которых кроме источника электрического питания требуется дополнительный источник энергии, который может обеспечить эмиссию электронов из катода или генерацию заряженных частиц в разрядном промежутке под действием внешних факторов.

Для поддержания *самостоятельного* разряда (участок  $BH$ , рис. 2.1, б) не требуется образования заряженных частиц под влиянием внешних факторов, а генерация и движение зарядов в разрядном промежутке осуществляются исключительно за счет энергии электрического поля, действующего в промежутке между катодом и анодом.

На участке  $AB$  (рис. 2.1, б) первичные электроны, участвующие в переносе тока ( $10^{-20} \dots 10^{-12}$  А), создаются за счет воздействия внешних факторов, с прекращением их действия ток либо вовсе прекращается, либо падает до неподдающейся подчас измерению величины. При протекании в разрядном промежутке слабого тока концентрации электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$  столь малы, что пространственный заряд не искажает внешнего поля. Если расстояние  $d$  между электродами мало, по сравнению с их поперечными размерами, то напряженность поля  $E(x)$  одинакова во всех точках:  $E(x) = \text{const} = -U_a / d$ , как и в отсутствие ионизации.

Для поддержания самостоятельного разряда к электродам должно быть приложено напряжение, равное потенциалу зажигания разряда  $U_{\text{зж}}$ . Именно оно и обеспечивает стационарное воспроизводство электронов, вылетающих с поверхности катода и поступающих на анод.

Участок  $BC$  соответствует *темному таунсендовскому разряду* при токах от  $10^{-10}$  до  $10^{-5}$  А. Из-за чрезвычайной малости ионизации свечение газа почти не просматривается. Темный разряд неустойчив, если в цепь прибора не введено большое балластное сопротивление.

При дальнейшем возрастании тока напряжение на электродах падает и

в довольно большом диапазоне токов почти не изменяется. Данный участок  $DE$  соответствует *нормальному тлеющему разряду*. Нижней части переходного участка  $CD$  отвечает *поднормальный тлеющий разряд*.

В области *нормального тлеющего разряда* при изменении разрядного тока плотность его на катоде остается постоянной, а изменяется площадь поверхности катода, участвующая в разряде (рис. 2.1, б). Суммарная плотность тока в случае нормального тлеющего разряда зависит от давления в соответствии с законом  $j \approx j_0 p^2$ , где  $j_0$  – нормальная плотность тока на катоде при  $p = 1$  Па. При давлении  $10^{-3}$  Па плотность тока примерно равна  $10$  мА/см<sup>2</sup>.

Напряжение на разряде при этом остается постоянным до тех пор, пока тлеющий разряд не покрывает всю поверхность катода. Дальнейший рост общего тока в цепи приводит к повышению его плотности и напряжения горения разряда (возрастающий участок  $EF$ ), который на этом участке называется *аномальным тлеющим*.

При токе близком к  $1$  А тлеющий разряд срывается в *дуговой разряд*. Данный переход при постепенном увеличении тока вызывается разогревом катода, увеличением его температуры и возникновением на какой-то стадии термоэлектронной эмиссии. Увеличение электронного тока с катода вызывает рост суммарного тока разряда и уменьшение катодного падения напряжения. Последнее обстоятельство является одним из существенных признаков перехода разряда от тлеющего к дуговому.

Увеличение силы тока, а следовательно, и концентрации электронов способствует увеличению числа актов ионизации в положительном столбе. При этих условиях для поддержания равновесия между скоростью генерации и скоростью гибели заряженных частиц достаточно меньшего падения напряжения. Эта зависимость отражается на вольт-амперной характеристике: при переходе из области тлеющего разряда в область дуги. На этом участке вольтамперная характеристика становится падающей, т. е. увеличение тока приводит к уменьшению напряжения горения.

Для тугоплавких металлов переход к дуговому разряду происходит более или менее плавно, а для легкоплавких металлов – практически мгновенно, с возникновением катодного пятна. Участок  $FG$  описывает переходный участок от тлеющего разряда к дуговому разряду  $GH$ .

## 2.1. НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД

При не очень высоких напряжениях газы являются прекрасными изоляторами. Однако с помощью чувствительных приборов можно показать, что в электрической цепи протекает ток. Вольт-амперная характеристика диодного газонаполненного промежутка при возрастании напряжения от нуля до некоторого значения напряжения пробоя представлена на рис. 2.2.

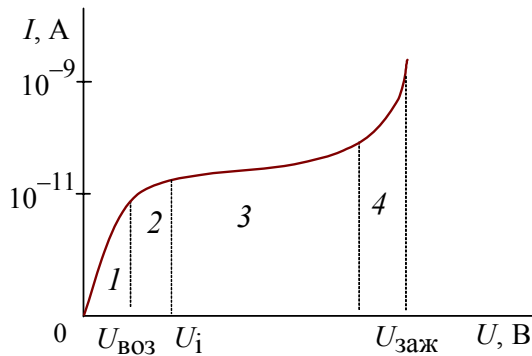


Рис. 2.2. Вольт-амперная характеристика несамостоятельного разряда

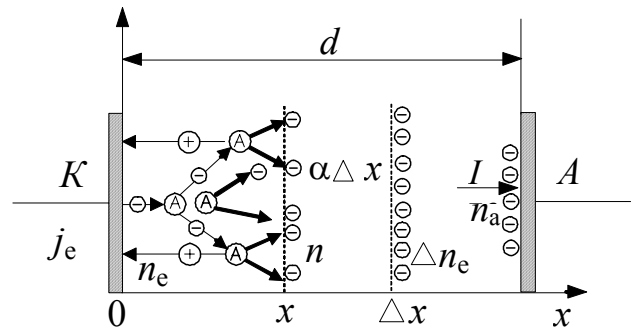


Рис. 2.3. Электронная лавина в разрядном промежутке

Космическое излучение и естественный радиоактивный фон Земли вызывают генерацию заряженных частиц как в промежутке между электродами, так и на поверхностях, граничащих с газовой фазой. Наиболее существенным из процессов на поверхностях является фотоэмиссия электронов с поверхности катода. В газовой среде частицы под действием электрического поля перемещаются к электродам в режиме подвижности.

Участок 1 вольт-амперной характеристики соответствует ситуации, при которой количество заряженных частиц, достигающих электродов, меньше числа частиц, генерируемых в промежутке и на электродах.

После того как все генерируемые частицы начинают достигать электродов, на вольт-амперной характеристике появляется участок насыщения.

В этом случае ток насыщения зависит от интенсивности облучения, но так как оно очень слабое, то его значение невелико. Заметим, что покидающие катод электроны (при любых видах эмиссии) имеют малые (порядка долей или единиц электрон-вольт) энергии и, следовательно, не могут произвести ионизацию газа. Для того чтобы произвести ионизацию, двигаясь в электрическом поле, они должны на длине свободного пробега набрать энергию не менее энергии ионизации  $W_i \geq eU_i$ .

Ввиду того, что работа выхода электронов из металлического катода  $\phi_K$  не превышает 5 эВ, а потенциал ионизации газов  $U_i$  не менее 10 эВ, скорость генерации электронов на катоде выше, чем скорость генерации заряженных частиц в объеме.

Электрон способен покинуть поверхность катода только в том случае, если энергия кванта  $h\nu$ , поглощенного им, больше работы выхода  $\phi_K$ . Работу выхода материала можно определить как минимальную энергию, необходимую для получения эмиссии с поверхности материала. Для вольфрама  $\phi_W = 4,55 \text{ эВ} = 4,55 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ . Пороговая частота для вольфрама определяется следующим образом:  $h\nu = 4,55 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ , откуда  $\nu_0 = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ , при длине волны  $\lambda_0 = c/\nu = 272 \text{ нм}$ .

В области 3 напряжение на разрядном промежутке таково, что на длине свободного пробега электрон набирает энергию, превышающую энергию ионизации газа  $eU_i$ . Начинается процесс лавинообразного размножения электронов, когда количество свободных электронов и, соответственно, ионов при движении электронов от катода к аноду начинает возрастать в геометрической прогрессии.

Механизм увеличения электронов в разрядном промежутке носит название электронной лавины Таунсенда, определяемой коэффициентом объемной ионизации  $\alpha$  – числом актов ионизации, производимых одним электроном на единице длины его пробега.

Пусть плотность электронного тока на катоде  $J_e$ , коэффициент объемной ионизации Таунсенда  $\alpha$ , число электронов покидающих катод в одну секунду  $n_e$ , а  $n$  – число электронов пересекающих за это же время сечение разрядной трубки на некотором расстоянии от катода в точке  $x$  (рис. 2.3). В этом случае, на последующем малом интервале  $\Delta x$ , каждый электрон создаст  $\alpha \Delta x$  новых электронов:

$$\Delta n/n = \alpha \Delta x. \quad (2.1)$$

Проинтегрировав уравнение (2.1)  $\int_{n_e}^n \frac{\Delta n}{n} = \int_0^x \alpha \Delta x$  получим:  $\ln(n/n_e) = \alpha x$

или  $n = n_e \exp(\alpha x)$ . В случае если  $x = d$ , то число электронов достигших анода будет равно  $n_a = n_e \exp(\alpha d)$ .

Число положительных ионов, достигающих катода, определим из следующего выражения:

$$n_i = n_a - n_e = n_e \exp(\alpha d) - n_e = n_e [\exp(\alpha d) - 1].$$

Ионы, достигшие поверхности катода, образуют свободный электрон в результате так называемого потенциального вырывания. Согласно этому механизму ион вырывает электрон с поверхности катода с энергией связи, порядка потенциала ионизации атома. Если потенциал ионизации атома превышает удвоенную работу выхода материала катода, то внутри металла появляется незанятое состояние, энергия которого меньше энергии Ферми на величину, превышающую работу выхода металла. В результате взаимодействия двух электронов, находящихся у поверхности Ферми, это состояние может быть занято одним из взаимодействующих электронов с вылетом другого из них.

Образование электронов на поверхности катода под действием положительных ионов, определяется отношением числа свободных электронов, возникающих на поверхности катода, к числу ионов, попадающих на катод, и называется вторым коэффициентом Таунсенда  $\gamma$ . В этом случае коэффициент  $\gamma$  зависит от сорта ионов и от материала катода и с точностью 50 % укладывается в эмпирическую формулу  $\gamma = (U_i - 2\phi) \cdot 10^{-2}$ .

Ионы, достигающие катод  $n_i = n_a - n_e$ , создают в одну секунду  $n_{e1} = \gamma n_i = \gamma(n_a - n_e)$  вторичных электронов. При лавинном процессе, когда  $n_a = n_e \exp(\alpha d)$ , получаем

$$n_{e1} = \gamma [n_e \exp(\alpha d) - n_e] = \gamma n_e [\exp(\alpha d) - 1],$$

и для ионизационного коэффициента нарастания  $\mu$  имеем

$$\frac{n_{e1}}{n_e} = \mu = \gamma [\exp(\alpha d) - 1]. \quad (2.2)$$

Общее количество электронов, эмитированных в секунду, определяется выражением:  $n_e = n_0 + \gamma n_e [\exp(\alpha d) - 1]$  или  $n_0 = n_e \{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]\}$ . Отсюда

$$\text{да находим } n_e = \frac{n_0}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]} \text{ и } n_a = \frac{n_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]}.$$

Если плотность электронного тока  $J_e = I / S = en / S$ , где  $S$  – площадь поперечного сечения разрядной трубки, то плотность положительных ионов на катод можно записать  $J_i = J_e [\exp(\alpha d) - 1]$ . Следовательно, анодный ток



$$I_a = I_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma[\exp(\alpha d) - 1]}, \quad (2.3)$$

где  $I_0$  – ток в области насыщения.

Уравнение для плотности анодного тока или газового усиления имеет вид

$$J_a = J_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma[\exp(\alpha d) - 1]}.$$

Если  $1 - \gamma[\exp(\alpha d) - 1] \geq 0$ , то  $J_a \rightarrow \infty$ , но для этого должно выполняться условие самостоятельности разряда

$$\gamma[\exp(\alpha d) - 1] \geq 1. \quad (2.4)$$

Выражение в квадратных скобках  $[\exp(\alpha d) - 1]$  представляет собой число ионов, образующихся в объеме в результате выхода из катода одного электрона. Произведение  $\gamma[\exp(\alpha d) - 1]$  дает число электронов, вновь выбиваемых из катода ионной лавиной, образованной при движении электронов к аноду. Знак «больше» показывает, что сила тока непрерывно возрастает, а знак «равенство» предполагает, что процесс протекает стационарно.

Таким образом, условие самостоятельности разряда имеет простой физический смысл: разряд становится самостоятельным, если один вышедший из катода электрон порождает такое количество ионов, которое способно при попадании на катод вновь выбить из него не менее одного электрона.

Из (2.4) можно определить значение коэффициента объемной ионизации  $\alpha$ , необходимое для выполнения условия самостоятельности разряда

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left( \frac{1 + \gamma}{\gamma} \right).$$

Если, к примеру, расстояние между электродами составляет  $5 \cdot 10^{-3}$  м, а коэффициент вторичной эмиссии для катода равен  $1,8 \cdot 10^{-2}$ , то для коэффициента объемной ионизации получим значение  $807 \text{ м}^{-1}$ . Это говорит о том, что для выполнения условия самостоятельности, на длине 1 м электрон должен совершить 807 актов ионизации.

Выражения (2.1)–(2.4) позволяют оценить характеристики самостоятельного разряда и определить значения параметров, необходимых для возбуждения самостоятельного разряда.

## 2.2. ВОЗНИКНОВЕНИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Коэффициент объемной ионизации  $\alpha$  зависит от напряженности электрического поля  $E$  и средней длины свободного пробега электрона  $\lambda_e$ , определяемой видом и давлением газа  $p$ , находящегося в пространстве между электродами на расстоянии  $d$ .

Среднее расстояние, которое электрон проходит между соударениями, равно  $\lambda_e$ , поэтому между каждым соударением он приобретает энергию  $E\lambda_e$ . Среднее число соударений на единице пути равно  $\lambda_e^{-1}$ . Таким образом, можно записать следующую функциональную зависимость:

$$\alpha = f_1 \left[ E\lambda_e \frac{1}{\lambda_e} \right]. \quad (2.5)$$

Поскольку  $\lambda_e \sim 1/p$ , то  $\alpha = pf_1(E/p)$  или  $\alpha/p = f_1(E/p)$ . Величина  $\alpha/p$  определяется числом пар «ион – электрон», приходящихся на 1 м длины при давлении 133 Па. Так как  $E = U_a/d$ , то можно записать

$$\frac{\alpha}{p} = f_1 \left[ \frac{U_a}{pd} \right]. \quad (2.6)$$

В этом случае выражение для плотности тока на аноде, без учета вторичной эмиссии, будет иметь вид

$$J_a = J_0 \exp \left[ (pd) f_1 \left( \frac{U_a}{pd} \right) \right].$$

Коэффициент вторичной эмиссии  $\gamma$  определяется энергией положительных ионов, бомбардирующих катод, а энергия тем больше, чем больше напряженность электрического поля и меньше давление газа (или больше длина свободного пробега иона).

Когда положительный ион упруго соударяется с молекулой газа, он теряет приблизительно половину своей энергии, поскольку обе массы одинаковы. Поэтому его энергия зависит от средней длины свободного пробега  $\lambda_i$  и между каждым соударением она достигает величины  $E\lambda_i$ . Так как  $\lambda_i \sim 1/p$ , то  $\gamma = f_2(E/p)$ , или, выразив  $E$  через  $U_a$ , получим следующую функциональную зависимость:  $\gamma = f_2[U_a/(pd)]$ .

При пробое  $\exp(\alpha d) \gg 1$ , но поскольку пробой начинается при условии  $\exp(\alpha d) = (\gamma + 1)/\gamma$  (чаще всего  $\gamma \ll 1$ , но для некоторых газов эта величина больше 1), то можно записать

$$\gamma^{-1} = \exp(\alpha d) = \exp(pd) f_1[U_a / (pd)].$$

При пробое  $U_a = U_{\text{заж}}$ . Отсюда находим  $\ln(\gamma^{-1}) = pd f_1[U_{\text{заж}} / (pd)]$  или

$$pd = \frac{\ln(\gamma^{-1})}{f_1[U_{\text{заж}} / (pd)]} = \frac{\ln[f_2(U_{\text{заж}} / (pd))^{-1}]}{f_1[U_{\text{заж}} / (pd)]}. \quad (2.7)$$

Видно, что левая часть уравнения (2.7) не содержит напряжения возникновения, в то время как в правой – присутствует в явном виде. Поэтому уравнение будет удовлетворяться только в том случае, если  $U_{\text{заж}}$  является функцией давления и расстояния  $pd$ . Зависимости напряжения возникновения разряда  $U_{\text{заж}} = f(pd)$  в 1889 г. экспериментально были получены Пашеном (рис. 2.4).

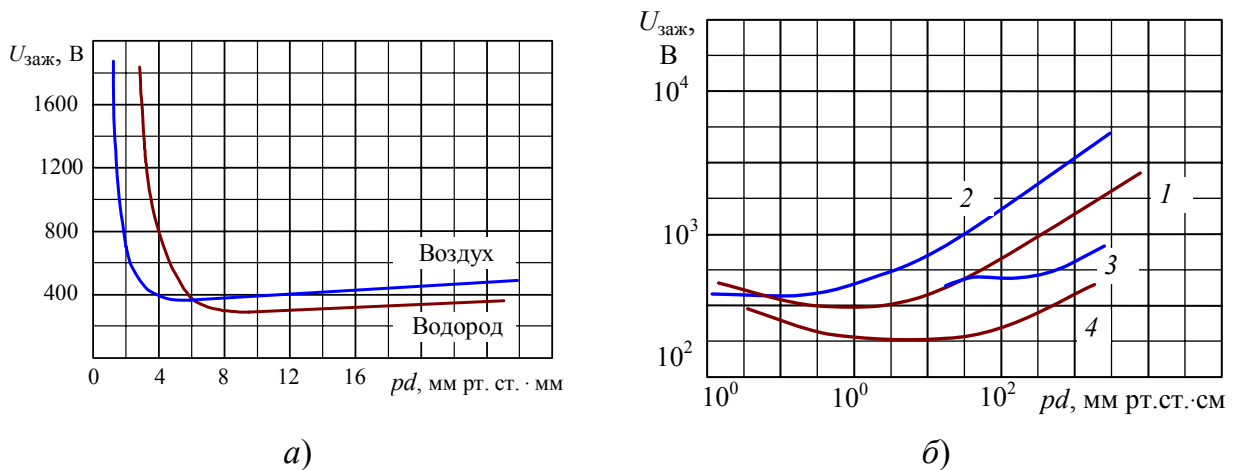


Рис. 2.4. Характеристика зажигания разряда в воздухе и водороде (а) и чистых газов 1 – Ne; 2 – Ar; смесей 3 – Ne+ (5 · 10<sup>-4</sup> %) Ar; 4 – Ne+ (0,1 %) Ar (б)

Подстановка выражения для  $\alpha$  (2.3) в условие самостоятельности (2.5) позволяет получить для напряжения возникновения самостоятельного разряда  $U_{\text{заж}}$  аналитическое выражение

$$U_{\text{заж}} = \frac{Bpd}{\ln \frac{A}{\ln(1 + \gamma^{-1})} + \ln(pd)}, \quad (2.8)$$

где  $A = 1/\lambda_{e0}$  и  $B = U_i/\lambda_{e0}$  – газовые постоянные, представленные в табл. 2.1;  $\lambda_{e0}$  – среднестатистическое значение длины свободного пробега в газе при единичном давлении;  $U_i$  – потенциал ионизации;  $\gamma$  – коэффициент Таунсенда для столкновения ионов с поверхностью (табл. 2.2).

Функция (2.7) имеет минимум при

$$(pd)_{\min} = \frac{e}{A} \ln\left(\frac{1+\gamma}{\gamma}\right),$$

причем ее минимальное значение

$$U_{\text{заж}} = B(pd)_{\min} = e \frac{B}{A} \ln\left(\frac{1+\gamma}{\gamma}\right).$$

Наличие минимума разделяет кривую (рис. 2.4, *a*) на две ветви: левую, определяющую возникновение разряда при малых давлениях и малых расстояниях между электродами, и правую (рис. 2.4, *б*) – характеризующую возникновение разряда при больших давлениях и больших расстояниях между электродами.

Т а б л и ц а 2.1

**Значения констант  $A$  и  $B$**

№	Газ	$A,$ (см·мм рт. ст.) <sup>-1</sup>	$B,$ В·(см·мм рт. ст.) <sup>-1</sup>	$E/p,$ В·(см·мм рт. ст.) <sup>-1</sup>
1	H <sub>2</sub>	5	130	100...600
2	He	3	34	20...150
7	N <sub>2</sub>	12	340	100...600
10	Ne	4	100	100...400
18	Ar	14	180	100...600
36	Kr	17	240	100...1000

Т а б л и ц а 2.2

**Значения коэффициента Таунсенда  $\gamma$  для столкновения ионов газа с поверхностью обезгаженного вольфрама**

Ион	He <sup>+</sup>	Ne <sup>+</sup>	Ar <sup>+</sup>	Kr <sup>+</sup>	Xe <sup>+</sup>
Энергия иона, 1 эВ	0,30	0,21	0,095	0,048	0,019
Энергия иона, 10 эВ	0,27	0,25	0,11	0,06	0,019

Минимум на кривой Пашена можно объяснить следующим. При малых давлениях длина свободного пробега электронов велика и число ионизации-

онных столкновений мало. Большинство электронов свободно достигают анода. Чтобы число столкновений стало достаточным для пробоя, напряжение зажигания должно быть тем выше, чем ниже давление  $p$ .

При больших давлениях длина свободного пробега мала, число электронов, получающих при этом энергию, необходимую для ионизации, также мало. Большинство из них вызывает лишь возбуждение электронных или молекулярных уровней в молекулах газа. Следовательно, для получения достаточной ионизации в межэлектродном промежутке должно быть большим и увеличиваться с  $p$ . Аналогичные суждения применимы и при изменении расстояния между электродами.

Поэтому закон Пашена часто называют еще законом подобия, так как из него вытекает следующее: *напряжение зажигания для двух устройств одинаково, если конфигурации электродов и их расположение подобны, а давление газа в них обратно пропорционально соответствующим линейным размерам*. Закон хорошо выполняется для всех газов в диапазоне давлений от 1 до  $10^5$  Па.

Напряжение возникновения разряда может, как повышаться, так и понижаться за счет добавления примесей к основному газу. Например, *напряжение возникновения разряда сильно понижается при использовании бинарной смеси, в которой потенциал ионизации метастабильных уровней атомов примеси ниже потенциала возбуждения метастабильных атомов основного газа*. Благодаря этому в такой смеси с большой вероятностью протекает процесс, открытый в 1937 г. Ф. Пеннингом, и называемой пеннинговской ионизацией, например небольшая добавка аргона в неон понижает напряжение зажигания разряда в неоне.

При наличии примеси происходят столкновения возбуждённых метастабильных атомов основного газа с атомами примеси  $A_M^* + B \rightarrow A + B^+ + e$ , в результате чего последние ионизируются за счёт энергии, освобождающейся при переходе метастабильных атомов в основное состояние. Особенно велика вероятность такого процесса, если имеется близость к резонансу, т. е. энергии возбуждения  $A_B^*$  мало отличается от потенциала ионизации  $B$ .

Типичный пример пеннинговской ионизации, где атом неона метастабильный:  $Ne_B^*(^3p_2) + Ar \rightarrow Ne + Ar^+ + e$  (энергия возбуждения метастабиль-

ного  $\text{Ne}_B^*(^3p_2)$  16,62 эВ чуть выше энергии ионизации аргона 15,8 эВ).

В результате, появление такой дополнительной ионизации приводит к снижению потенциала ионизации среды и, следовательно, к снижению напряжения зажигания разряда.

Напряжение возникновения разряда также может быть снижено за счет наложения внешних факторов, вызывающих дополнительную ионизацию газа в объеме или увеличивающих эмиссию электронов из катода настолько, что в межэлектродном пространстве при прохождении электронно-ионных лавин формируется заметный объемный заряд, искажающий электрическое поле. До формирования заметного объемного заряда плотность тока эмиссии катода влияния на напряжение возникновения разряда не оказывает.

Следует иметь в виду, что закон Пашена нарушается при значительном уменьшении давления газа  $p$  или расстояния между электродами  $d$ , когда средняя длина свободного пробега электронов и ионов становится большей по сравнению с  $d$ . Например, при расстоянии между электродами  $10^{-2}$  м нарушение закона Пашена заметно при давлении газа порядка  $10^{-4}$  Па. При этих условиях уменьшение давления газа уже не вызывает повышения напряжения возникновения разряда, а уменьшение расстояния между электродами приводит к снижению его значения. Одна из причин такого явления состоит в том, что эмиссия электронов из катода определяется здесь уже не вторичной ионно-электронной эмиссией, а в основном электростатической эмиссией. Снижению напряжения возникновения разряда способствует также и электронно-стимулированная десорбция газа из анода. Нарушение закона Пашена наблюдается также и при высоких давлениях газа, когда разряд развивается в форме искры.

### 2.3. КОРОННЫЙ РАЗРЯД

Коронный разряд возникает в сравнительно плотном газе при резко неоднородном электрическом поле между электродами, по крайней мере, один из которых имеет малый радиус кривизны. Легче всего коронный разряд возникает между остриями, тонкими проволочками, шарами малого диаметра и т. п. У электрода с малым радиусом кривизны напряженность электрического поля может в десятки раз превышать среднюю напряженность по промежутку. При некотором напряжении, называемом напряжением возникновения

короны, в области сгущения силовых линий электрического поля электрон на длине свободного пробега набирает энергию, превышающую энергию, необходимую для ионизации газа, и начинает его ионизовать.

Область, в которой наблюдается ионизация газа, называется областью короны, а оставшееся межэлектродное пространство – внешней областью короны. Во внешней области короны электроны и ионы движутся в режиме подвижности, а ионизация отсутствует. Внешнюю область короны можно рассматривать как объемный балластный резистор.

Наряду с процессами ионизации, возбуждения и диссоциации молекул, в воздухе развиваются и обратные им процессы: рекомбинация, образование отрицательных ионов, переход возбужденных молекул (атомов) в нормальное состояние с излучением квантов света и т. д. По своему спектральному составу свечение, наблюдаемое при коронном разряде в воздухе, состоит преимущественно из молекулярных полос испускания, принадлежащих второй положительной системе полос молекулярного азота и первой отрицательной системе полос ионизованного молекулярного кислорода, благодаря чему свечение концентрируется в сине-зеленой и ультрафиолетовой областях спектра.

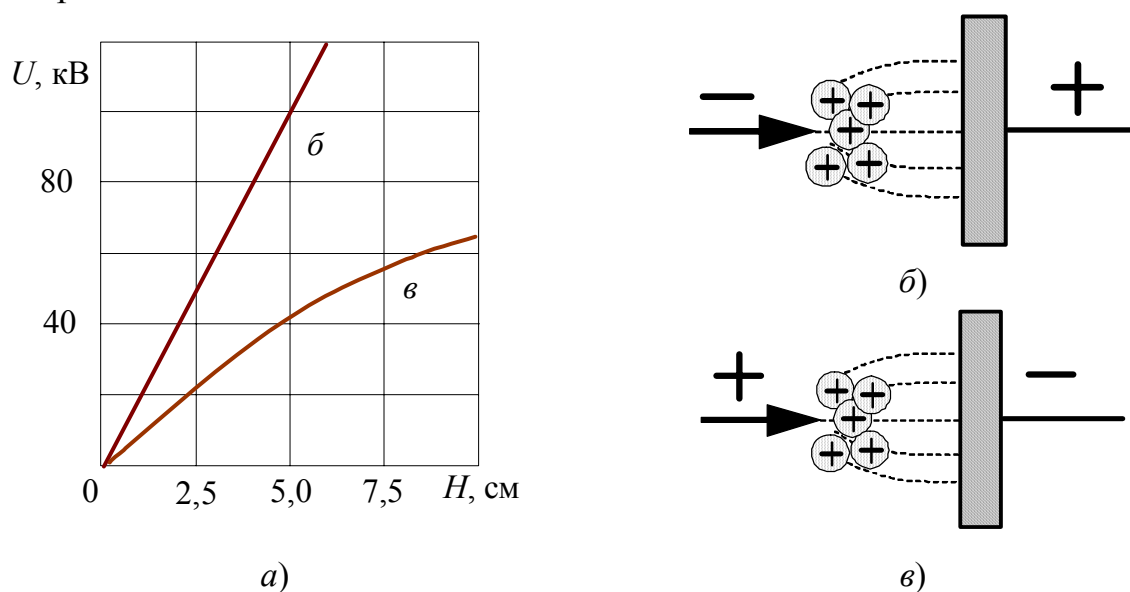


Рис. 2.5. Зависимость пробивного напряжения на воздухе от расстояния между электродами (а) и модель объемного заряда в разрядном промежутке при отрицательной (б) и положительной (в) коронах

Если коронирующий электрод присоединить к положительному полюсу источника питания, то коронный разряд называется *положительной коро-*

ной; при присоединении коронирующего электрода к отрицательному полюсу – *отрицательной короной*.

На рис. 2.5 представлена зависимость пробивного напряжения на воздухе от расстояния между электродами «игла – плоскость» (*а*) и модель объемного заряда в разрядном промежутке при отрицательной (*б*) и положительной (*в*) коронах. Напряжение пробоя при отрицательной короне выше, так как ионизация газа при любой полярности происходит в районе иглы, где существуют наибольшие напряженности электрического поля. Возле иглы образуется облако из положительно заряженных ионов, которое при положительной короне является продолжением иглы, сокращая протяженность разрядного промежутка.

**Отрицательный коронный разряд.** В разрядном промежутке коронного разряда электроны осуществляют ударную ионизацию, возбуждение и диссоциацию молекул воздуха. В итоге каждый свободный электрон способен на своем пути к аноду создать ряд новых электронов, образующих движущуюся от катода к аноду лавину. Наряду с образованием такой лавины в зоне ионизации появляются и положительные ионы, которые под действием электрического поля начинают двигаться к катоду, а также значительное число возбужденных молекул и атомов. При этом, например, молекулы воздуха под действием электронного удара в коронном разряде могут возбуждаться до высоких энергий. Такие возбужденные молекулы (атомы) при переходе в нормальное состояние испускают кванты лучистой энергии, преимущественно в области вакуумного ультрафиолета, для которых характерен весьма большой показатель поглощения. Поглощаясь в воздушном промежутке, кванты будут ионизовать новые молекулы. Появление новых центров ионизации приводит к возникновению новых электронных лавин.

По мере удаления от катода напряженность электрического поля убывает, что, в свою очередь, приводит к уменьшению скорости движения (энергии) свободных электронов в лавине. На некотором расстоянии  $L$  от катода электрическое поле ослаблено настолько, что свободные электроны, движущиеся в лавине, практически перестают производить дальнейшую ионизацию молекул (атомов) воздуха, из-за чего коэффициент объемной ионизации становится приблизительно равным нулю. Оставшиеся в воздушном промежутке свободные электроны с малыми энергиями либо рекомбинируют с положительными ионами, либо же, взаимодействуя с атомами и молекулами



кислорода, образуют отрицательные ионы. Вероятность образования отрицательных ионов в воздухе при нормальной плотности весьма велика из-за большого электронного сродства атомарного и молекулярного кислорода.

Следовательно, на расстоянии от катода свыше  $H$ , т. е. за пределами области отрицательного коронного разряда, образуется внешняя униполярная область, носителями тока в которой являются отрицательные ионы кислорода ( $O_2$ ,  $O^-$ ). Под действием электрического поля такие ионы медленно перемещаются к аноду. Из-за малой подвижности отрицательных ионов кислорода за пределами области коронного разряда в воздушном промежутке образуется отрицательный пространственный заряд, который будет препятствовать продвижению к аноду отрицательных ионов, что приведет к ограничению силы тока коронного разряда.

Несколько иная картина создается при образовании отрицательной короны в электроположительных газах, например, в чистом азоте. В этом случае за пределами области коронного разряда также находятся отрицательные заряды, однако носителями тока являются свободные электроны. Поскольку подвижность свободных электронов во много раз больше подвижности отрицательных ионов, при одной и той же силе тока плотность объемного заряда, образуемая свободными электронами, значительно меньше плотности объемного заряда, создаваемого отрицательными ионами кислорода. Поэтому в чистых электроположительных газах отрицательный объемный пространственный заряд ограничивает ток коронного разряда гораздо слабее, чем в газах, способных образовывать отрицательные ионы.

**Положительный коронный разряд.** В этом случае коронирующий электрод является анодом, а катодом служит электрод с большим радиусом кривизны (например, плоскость). При положительной короне основная роль отводится электронам, возникающим в процессе объемной фотоионизации молекул воздуха между электродами. При достаточно большой напряженности электрического поля свободный электрон приобретает значительную энергию на своем пути движения к аноду. Электроны, движущиеся в сильном электрическом поле, на своем пути к аноду станут ионизовать молекулы воздуха, что приведет к образованию электронной лавины, которая в конечном итоге попадает на анод. У анода в области положительного коронного разряда протекают не только процессы ионизации электронным ударом, но и процессы возбуждения молекул воздуха и их продуктов диссоциации. Кванты

света, испущенные такими молекулами (атомами), будут ионизовать в объеме газа новые молекулы. Образовавшиеся таким образом фотоэлектроны пополняют убыль электронов в области коронного разряда.

За пределами области положительного коронного разряда в межэлектродном воздушном промежутке находятся положительные ионы азота  $N_2^+$ ,  $N^+$ , которые под действием электрического поля медленно перемещаются к катоду. Эти положительные ионы создают положительный пространственный заряд, ограничивающий силу тока коронного разряда. Как и в случае отрицательной короны, при увеличении разности потенциалов между электродами толщина коронирующего слоя в положительной короне возрастает, и при некоторой критической разности потенциалов наступает искровой пробой.

Сила тока коронного разряда определяется сопротивлением внешней области короны. Поэтому для нахождения вольт-амперной характеристики надо решить уравнение Пуассона для внешней области короны. Полная система уравнений, описывающих распределение поля во внешней области коронного разряда, имеет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{div} E &= \rho / \varepsilon_0, & E &= -\operatorname{grad} U, \\ \operatorname{div} j &= 0, & j &= \rho b E. \end{aligned}$$

Обычно на практике пользуются простыми приближенными формулами, либо найденными эмпирически, либо выведенными на основе теоретических расчетов при значительном упрощении задачи.

Полагая, что при не слишком больших токах конфигурацию силовых линий поля можно считать такой же, как и при отсутствии тока, Дейтш получил выражения для вольт-амперной характеристики короны для случаев:

– «провод – плоскость»:

$$I = \frac{0,78 b^{+, -}}{H^2 \ln(2H/r_0)} U(U - U_{\text{зак}}),$$

где  $H$  – расстояние от провода до плоскости;  $r_0$  – радиус коронирующего провода;  $b^{+, -}$  – подвижность заряженных частиц:  $b^+ = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  – положительная и  $b^- = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  – отрицательная;  $U_{\text{зак}}$  – напряжение возникновения короны;

– проводов радиуса  $r_0$ , расположенных на равном расстоянии от плоско-

стей и на расстоянии  $d$  один от другого:

$$I = \frac{4\pi^2 A b^{+,-}}{d^3 [(4H/d) - \ln(2Hr_0/d)]} U(U - U_{\text{зак}}).$$

Константа  $A$  рассчитывается отдельно для каждого значения  $H$  и  $d$ .

Для любой конфигурации электродов ток коронного разряда можно представить следующим выражением:  $I = A b^{+,-} U(U - U_{\text{зак}})$ .

**Прерывистые явления в коронном разряде.** И положительная, и отрицательная короны сопровождаются в воздухе характерным звуковым явлением – шипением, носящим различный характер в случае положительной и отрицательной корон и при каждой из них изменяющимся с изменением силы коронного тока. Таким образом, уже непосредственное визуальное наблюдение коронного разряда указывает на ряд прерывистых явлений в короне. Прерывистый характер протекания тока коронного разряда был обнаружен Тричелем.

Ток коронного разряда, как показал Тричель, складывается из периодических и правильно чередующихся импульсов. При повышении напряжения сила тока в каждом импульсе остается неизменной, а общая сила тока коронного разряда увеличивается за счет увеличения частоты чередования импульсов.

Каждый регулярный импульс представляет собой обычным образом развивающийся ряд лавин, сопровождаемый фотоионизацией в окружающем объеме газа. Как показали исследования, прерывистые явления тока коронного разряда наблюдались только в электроотрицательных газах и при наличии последних в смеси газов хотя бы в небольшом количестве.

Частота чередования импульсов Тричеля обуславливается временем накопления и рассасывания пространственного заряда.

## 2.4. ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД

Тлеющий разряд – это самостоятельный разряд в газе с холодным катодом. Для него характерна большая плотность тока по сравнению с током несамостоятельного разряда, которая вызывает искажение электрического поля между электродами. Поэтому в тлеющем разряде наблюдается нелинейное распределение потенциала между электродами и отличие напряжения

возникновения разряда от напряжения его поддержания.

В результате бомбардировки катода положительными ионами возникает ионно-электронная эмиссия. При наличии ускоряющего поля между анодом и катодом ион способен выбить вторичный электрон в том случае, если его энергия (сумма кинетической и потенциальной энергий) превышает работу выхода  $e\phi_0$ . При этом энергия должна превышать работу выхода, так как необходимо освободить два электрона, один из которых идёт на нейтрализацию положительного иона.

Выход вторичных электронов характеризуется коэффициентом ионно-электронной эмиссии  $\gamma_i$  – числом вторичных электронов, приходящихся на один ион. Коэффициент вторичной эмиссии зависит от природы (типа) иона и его энергии, а также от металла и состояния его поверхности. Для чистых металлов  $\gamma_i$  растёт с увеличением энергии и при энергиях более  $10^5 \dots 10^6$  эВ  $\gamma_i \geq 10$ .

В газовом разряде ионы попадают на катод вместе с быстрыми атомами ( $\gamma_a$ ), появляющимися в результате перезарядки, и фотонами ( $\gamma_\phi$ ). Поэтому выход вторичных электронов комплексного процесса под действием различных факторов описывается обобщённым коэффициентом вторичной электронной эмиссии  $\gamma = \gamma_i + \gamma_a + \gamma_\phi$ .

Отличительным признаком тлеющего разряда является образование вблизи катода слоя с большим положительным объемным зарядом. Здесь имеет место наибольший градиент потенциала, а падение напряжения в слое положительного объемного заряда называют катодным падением.

Падение потенциала на прикатодной области составляет обычно несколько сотен вольт, а размер этой области устанавливается такой, что обеспечиваются условия поддержания разряда за счет ионизационных процессов в газе и эмиссионных – на катоде. Для катодов из чистых металлов падение напряжения составляет 100...180 В, а для активированных – 40...100 В.

Особенностью тлеющего разряда является слоистая структура, характеризующаяся чередованием темных и светлых областей. Эти слои хорошо наблюдаются при низких давлениях газа и достаточно большом расстоянии между электродами. Интенсивность свечения светлых областей различна, как и различны происходящие в них элементарные процессы.

На рис. 2.6 приведена характерная структура чередующихся светлых и

темных слоев в разрядной трубке, а также распределение яркости, напряжения, напряженности электрического поля, плотности тока, плотности пространственного заряда и концентрации заряженных частиц. К катоду прилежит очень узкое *астоново темное пространство* 1. Затем следует тонкий слой *катодного свечения* 2, за которым расположено *темное катодное пространство* 3. Следующая за ним область – это *отрицательное свечение* 4, которое затухает в направлении анода и переходит в *темное Фарадеево пространство* 5. За ним начинается однородно светящийся *положительный столб* 6. Разряд заканчивается *темным анодным пространством* 7 и узкой пленкой *анодного свечения* 8.

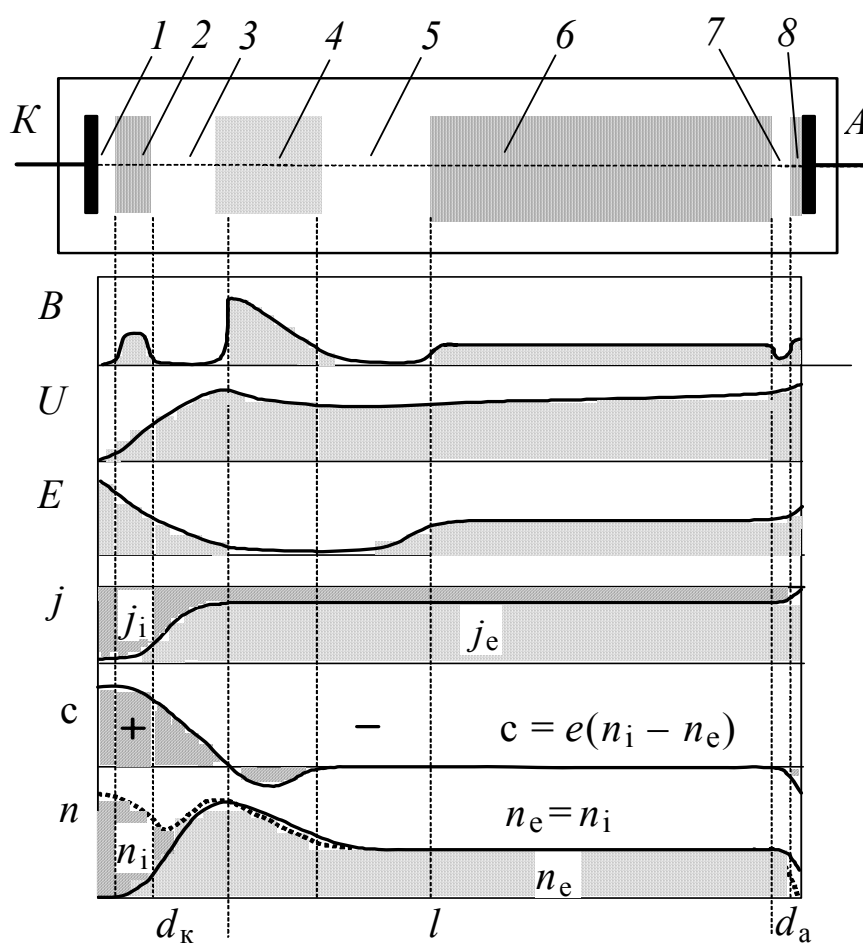


Рис. 2.6. Картина тлеющего разряда

Процессы, протекающие в газовых разрядах между электродом и почти однородной плазмой, называются приэлектродными. В противоположность однородному положительному столбу плазмы, где ток протекает под действием электрического поля, в приэлектродных областях значительную роль

играют процессы переноса заряженных частиц за счёт диффузии и под действием градиента температуры. В непосредственной близости от электрода распределения электронов и ионов по скоростям, как правило, отличаются от распределения Максвелла.

Условие самостоятельности разряда обеспечивается процессами как в катодных частях разряда, так и на катоде, где под действием бомбардировки катода положительными ионами и фотоэффекта возникают новые, так называемые вторичные электроны, принимающие участие в ионизации атомов газа. Эти процессы обуславливают, как правило, равномерную плотность тока вторичных электронов на катоде и, соответственно, равномерную структуру катодного слоя. Положительный столб, в отличие от катодных областей, напротив, не является существенной частью разряда, а его роль заключается в том, чтобы обеспечить замкнутую цепь тока в разряде. При определенном расстоянии между электродами, которое называется критическим, положительный столб исчезает. Катодные части разряда при этом не изменяются. Следует отметить наличие большого пространственного заряда и сильного поля у катода, которое почти линейно спадает до очень малой величины около катодной границы отрицательного свечения.

В катодных частях разряда преобладает направленное движение электронов и положительных ионов, тогда как положительный столб представляет собой низкотемпературную газоразрядную плазму, в которой доминирует хаотическое движение зарядов.

Иногда катодным темным пространством называют всю область до границы отрицательного тлеющего свечения. На эту область приходится основная доля падения напряжения на разряде.

За областью катодного темного пространства следует отрицательное тлеющее свечение. Оно имеет резкую границу со стороны катода и размытую со стороны анода. В отрицательном тлеющем свечении электрическое поле мало. Ионизированный газ представляет собой почти квазинейтральную плазму, пронизываемую потоком быстрых электронов из катодного темного пространства. Излучение тлеющего свечения обусловлено в основном комбинацией медленных электронов, потерявших энергию на упругих столкновениях в области катодного падения, с положительными ионами.

Следующее за отрицательным тлеющим свечением Фарадеево темное пространство, в котором энергия электронов столь мала, что большинство из

них испытывают только упругие соударения, является переходной областью от катодных частей разряда к положительному столбу. В конце этой области электроны приобретают энергию, достаточную для возбуждения и ионизации атомов газа. Возникает положительный столб, характеризующийся значительной степенью ионизации атомов, равенством концентраций электронов и положительных ионов (взаимной компенсацией их объемных зарядов), и из-за малой напряженности поля беспорядочное движение частиц преобладает над направленным. Продольный градиент потенциала в столбе разряда устанавливается таким, чтобы генерация новых зарядов точно компенсировала рекомбинацию и уход зарядов на стенки.

В прианодной области электроны притягиваются анодом, а ионы отталкиваются. В результате перед анодом возникает отрицательный пространственный заряд, вызывающий увеличение электрического поля, ускоряющего электроны, и анодный скачок потенциала. Увеличение скорости движения электронов под действием этого перепада потенциала является причиной усиления ионизирующей и возбуждающей способностей электронов и появления пленки анодного свечения.

Перепад потенциала в столбе разряда (при не очень длинной трубке) небольшой и падение напряжения определяется главным образом катодным падением потенциала  $\Delta U_k$ .

В катодной области тлеющего разряда имеется значительный объемный заряд электронов  $\rho_e$  и ионов  $\rho_i$ , для описания которого используется уравнение Роговского, полученное из уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho_i + \rho_e}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{j_i}{b_i(dU/dx)} - \frac{j_e}{b_e(dU/dx)} \right). \quad (2.9)$$

Плотность полного тока, представляющая сумму электронной и ионной компонент, равна плотности анодного тока  $j_i + j_e = j_a = \text{const}$ .

При рассмотрении процессов в катодной области зависимость напряженности поля аппроксимируют прямой линией. В этом случае напряженность поля  $E_0$  на катоде можно выразить через катодное падение напряжения  $\Delta U_k$  и ширину  $d_k$  участка катодного падения потенциала, откуда  $E_0 = 2E_{cp} = -2\Delta U_k / d_k$ . Производная от напряженности поля в катодной области постоянна и равна  $dE/dx = -E_0 / d_k$ .

Для точек, расположенных у поверхности катода, уравнение Роговско-

го (2.9) принимает вид

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{x=0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{j_i}{b_i E_0} - \frac{j_e}{b_e E_0} \right). \quad (2.10)$$

Преобразовав уравнение (2.10), получим

$$\frac{\Delta U_{\text{к}}^2}{d_{\text{к}}^3} = -\frac{1}{4\varepsilon_0} \left( \frac{j_i}{b_i} - \frac{j_e}{b_e} \right). \quad (2.11)$$

Электроны выходят из катода в результате совокупности  $\gamma$ -процессов, что позволяет записать соотношение между плотностями электронного тока с катода и ионного тока на катод:  $j_{\text{ек}} = \gamma j_{\text{ик}}$ , откуда (2.11) можно записать как

$$\frac{\Delta U_{\text{к}}^2}{d_{\text{к}}^3} = -\frac{1}{4\varepsilon_0} \left( \frac{j_{\text{ик}}}{b_i} - \gamma \frac{j_{\text{ик}}}{b_e} \right), \quad (2.12)$$

так как  $\gamma \ll 1$ , а  $b_e \gg b_i$ , то вторым членом в скобках (2.12) можно пренебречь. Тогда с учетом равенства  $j_{\text{к}} = j_{\text{ек}} + j_{\text{ик}} = j_{\text{ик}}(1 + \gamma)$  имеем

$$\frac{\Delta U_{\text{к}}^2}{d_{\text{к}}^3} = -\frac{j_{\text{к}}}{4\varepsilon_0 b_i (1 + \gamma)}. \quad (2.13)$$

Знак «минус» в (2.13) показывает, что направление тока от анода к катоду противоположно положительному направлению оси  $x$ . Для определения зависимости  $\Delta U_{\text{к}} = f(j_{\text{к}})$  и исключения неизвестной величины  $d_{\text{к}}$  считаем,

что в катодной области выполняется условие  $\mu = \gamma [\exp(\int_0^{d_{\text{к}}} \alpha dx) - 1] = 1$ .

Используя приближенную зависимость коэффициента объемной ионизации  $\alpha$  от давления газа и напряженности поля:

$$\frac{\alpha}{p_0} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p_0}\right),$$

где  $A = 1/\lambda_{e0}$ ;  $B = U_i/\lambda_{e0}$ , запишем:

$$\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = pA \int_0^{d_{\text{к}}} \exp\left(-\frac{B}{\frac{E_0}{p}\left(\frac{x}{d_{\text{к}}} - 1\right)}\right) dx = pA \int_0^{d_{\text{к}}} \exp\left(-\frac{B}{\frac{2\Delta U_{\text{к}}}{pd_{\text{к}}}\left(\frac{x}{d_{\text{к}}} - 1\right)}\right) dx. \quad (2.14)$$

Совместное решение уравнений позволяет получить искомую зависимость  $\Delta U_{\text{к}} = f(j_{\text{к}})$ . График вольт-амперной характеристики тлеющего раз-



ряда, построенный в координатах безразмерного тока и безразмерного напряжения, представлен на рис. 2.7. Здесь по оси абсцисс отложена величина  $C_2 j$ , определяемая из условия, что

$$C_2 = \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{\varepsilon_0 A B^2 b_{i0} p^2 (1 + \gamma)}. \quad (2.15)$$

По оси ординат отложена величина безразмерного катодного падения напряжения  $C_1 U_k$ , где

$$C_1 = \frac{2A}{B \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}. \quad (2.16)$$

Правая ветвь  $bc$  соответствует аномальному тлеющему разряду, при котором рост разрядного тока сопровождается ростом катодного падения напряжения. Левая ветвь  $ab$  описывает неустойчивую форму разряда.

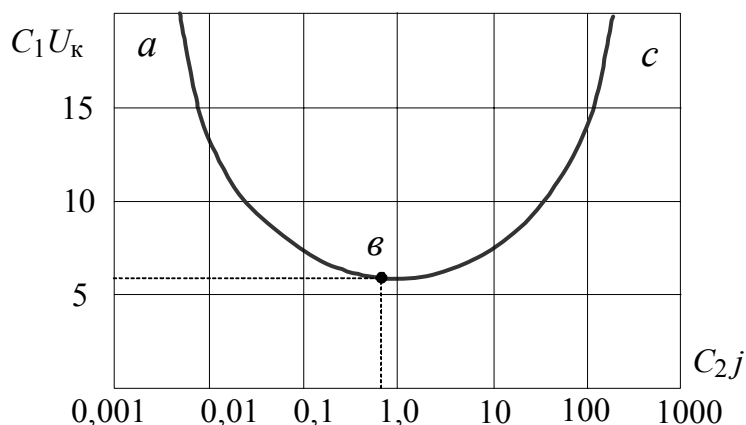


Рис. 2.7. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда, в безразмерных координатах тока и напряжения

Нижняя точка графика  $в$  с координатами  $C_1 U_k = 6,0$ ;  $C_2 j = 0,67$  соответствует нормальному режиму тлеющего разряда, при котором  $U_k$  минимально. Константы  $A$  и  $B$ , входящие в масштабы осей (2.15) и (2.16), зависят от вида газа, материала катода.

В приборах тлеющего разряда используется, как правило, *короткий разряд*, когда расстояние между электродами меньше критического. Поэтому источником видимого излучения является отрицательное тлеющее свечение.

Спектр излучения зависит от состава наполняющего газа. В газоразрядных приборах обычно используется неон и смеси на его основе, дающие

оранжево-красный цвет свечения. Наиболее часто, при различном процентном содержании компонентов, используются смеси: Ne + Ar; Ne + He; Ne + Xe (Kr).

Изменение состава газовой смеси незначительно влияет на цвет свечения, но существенно – на плотность тока, напряжение возникновения и поддержания разряда. В то же время перечисленные параметры, а также толщина катодной части разряда остаются почти постоянными при изменении тока.

Если сила тока через прибор не превышает значения, при котором не вся поверхность катода участвует в электронной эмиссии, т. е. не вся покрыта свечением, то плотность тока катода и катодное падение напряжения не зависят от тока и остаются постоянными – *закон Геля*. В этом случае их называют нормальной плотностью тока  $j_{к.н}$  и нормальным катодным падением  $\Delta U_{к.н}$ , а тлеющий разряд – *нормальным тлеющим разрядом*.

Еще одной особенностью тлеющего разряда является то, что произведение давления на ширину участка катодного падения напряжения постоянно для данного газа и материала катода:  $pd_{к.н} = \text{const}$ .

Если в разряде участвует вся поверхность катода, то с увеличением тока увеличивается и катодное падение напряжения, так как в этом случае обеспечивается большая эмиссия с единицы поверхности катода. Такой разряд называют аномальным тлеющим разрядом, у которого для расчета величин  $\Delta U_{к}$  и  $d_{к}$  используют эмпирические выражения

$$\Delta U_{к} = \Delta U_{к.н} + \frac{k}{p} \sqrt{j_{к} - j_{к.н}};$$

$$d_{к} = \frac{a}{\sqrt{j_{к}}} + \frac{b}{p},$$

где  $k$ ,  $a$  и  $b$  – константы, зависящие от вида газа и материала катода.

В аномальном тлеющем разряде с увеличением тока возрастает яркость свечения на катоде и существенно – скорость распыления материала катода. Данный тип разряда широко применяется в ионно-плазменных технологических устройствах для формирования покрытий.

Тлеющий разряд как самостоятельный разряд с холодным катодом слабый, и при увеличении тока появляется тенденция к переходу в дуговой разряд.

## 2.5. ДУГОВОЙ РАЗРЯД

Электрической дугой называют установившуюся или почти установившуюся форму прохождения электрического тока через газ и граничащие с ним электроды, отличающуюся малым катодным падением напряжения (порядка первых потенциалов возбуждения или ионизации атомов плазмообразующей среды) и во многих случаях большими токами.

Впервые дуговой разряд наблюдался в воздухе между двумя угольными электродами, расположенными горизонтально, В. В. Петровым (1802) и независимо Г. Дэви. Светящийся токовый канал разряда был дугообразно изогнут вверх, что и обусловило его название.

Дуговые разряды различаются по характеру происходящих на катоде процессов, состоянию плазмы положительного столба и по роду и давлению плазмообразующей среды, через которую протекает ток.

Для всех разновидностей дугового разряда независимо от давления плазмообразующей среды ширина области катодного падения напряжения  $d_k$  значительно меньше длины свободного пробега электронов  $\lambda_e$ , ввиду чего последние пересекают его в бесстолкновительном режиме (как в вакууме).

В этом случае распределение потенциала в катодном падении напряжения в одномерном приближении можно найти из уравнения Пуассона.

Напряженность поля у поверхности катода определяется однократным интегрированием уравнения Пуассона

$$d^2U/dx^2 = (\rho_e - \rho_i)/\varepsilon_0,$$

в котором  $\rho_e = j_e/v_e$ ,  $\rho_i = j_i/v_i$ , где  $v_e$  и  $v_i$  – скорости электронов и ионов, соответственно.

Ввиду изложенного, можно считать, что ионизация в области катодного падения напряжения не происходит и плотности токов  $j_e$  и  $j_i$  не зависят от координаты. Величина  $j_e$  равна плотности электронного тока, выходящего из катода,  $j_i$  – плотности ионного тока, входящего в область катодного падения напряжения из положительного столба разряда.

Допустим, что электроны и ионы входят в область катодного падения напряжения с нулевыми начальными скоростями. Тогда скорость заряженных частиц будет однозначно определяться потенциалом пространства, и уравнение Пуассона можно будет записать так:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \frac{j_e}{\sqrt{2eU/m_e}} - \frac{j_i}{\sqrt{2e(U_k - U)^{1/2}/m_i}} \right]. \quad (2.17)$$

После однократного интегрирования уравнения Пуассона (при этом правую и левую части уравнения (2.17) следует умножить на  $dU/dx$ ) получим:

$$\left( \frac{dU}{dx} \right)^2 = \frac{4}{\varepsilon_0} \left[ \frac{j_e \sqrt{U}}{\sqrt{2e/m_e}} + \frac{j_i \sqrt{U_k - U}}{\sqrt{2e/m_i}} \right] + C_1. \quad (2.18)$$

В качестве граничного условия (2.18) примем, что напряженность поля на границе слоя катодного падения напряжения и плазмы положительного столба равна нулю  $x = d_k$ ;  $U = U_k$ ;  $E = 0$  тогда  $C_1 = -(4/\varepsilon_0)j_e U_k^{1/2} (2e/m)^{-1/2}$ . Подставив данное значение постоянной  $C_1$  в выражение для градиента потенциала (2.18) и положив  $x = 0$ , получим выражение для напряженности поля у поверхности катода:

$$E_k^2 = \frac{4}{\varepsilon_0} \left( \frac{mU_k}{2e} \right)^{1/2} \left[ j_i \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} - j_e \right] = \frac{4j_e}{\varepsilon_0} \left( \frac{mU_k}{2e} \right)^{1/2} \left[ \frac{j_i}{j_e} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (2.19)$$

которое называют уравнением Маккоуна.

Анализ (2.19) показывает, что при нулевом электрическом поле на катоде соотношение плотностей электронного и ионного токов в катодном падении подчиняется соотношению  $\sqrt{m_i/m_e} = j_e/j_i$  или  $\sqrt{m_i/m_e}/(j_e/j_i) = 1$ , откуда следует, что плотность ионного тока в слое не превышает 2.5 % от тока электронов. Если же напряженность электрического поля на катоде больше нуля, плотность ионного тока начинает нарастать и может даже превысить плотность электронного тока с катода.

Катоды дуг либо целиком, либо местами и кратковременно получают из разряда большое количество энергии, за счет чего они обладают достаточно высокой температурой. Материал катода разрушается вследствие эрозии и испарения. Если спектр излучения прикатодной области тлеющего разряда совпадает со спектром газа, в котором поддерживается разряд, то в спектре дуг присутствуют линии паров материала распыляемого электрода. Вакуумные дуги вообще существуют в парах испаряемого материала.

В сильноточных разрядах с термоэмиссионным катодом и сильноточных дуговых разрядах вдали от электрода устанавливается не только почти

однородное, но также и почти равновесное состояние либо для всей плазмы в целом, либо в отдельности для электронов и тяжёлого компонента (атомы и ионы). В области между электродом и почти равновесной плазмой устанавливаются квазинейтральность плазмы, максвелловские функции распределения заряженных частиц, ионизационное равновесие, выравниваются температуры электронов и тяжёлого компонента плазмы. Релаксация приэлектродных возмущений происходит на определённых характерных длинах (длины свободного пробега, длины установления квазинейтральности и т. п.).

Что касается состояния плазмы положительного столба – области между приэлектродными слоями, то наряду с равновесными дугами существуют неравновесные, что зависит от давления газа. Следует отметить, что равновесность плазмы в разряде постоянного тока характерна только для дуги, а неравновесность – свойственна как тлеющему разряду, так и дуговому, когда последний существует при низком давлении.

Среди дуговых разрядов можно выделить ряд разновидностей.

**Несамостоятельный дуговой разряд с накалившимся катодом** – это газовый разряд, в котором катод нагревается за счет энергии, подводимой от дополнительного источника (*источника накала*), и при выключении внешнего источника накала разряд погасает. Разряд легко зажигается без вспомогательных поджигающих электродов. Если ток разряда не превышает значения, определяемого интенсивностью термоэлектронной эмиссии из катода при данной температуре накала, то разрядное напряжение остается практически постоянным. Такой режим разряда называют «свободной» дугой.

Если разрядный ток начинает превышать ток термоэмиссии катода при нулевом электрическом поле, то с ростом последнего наблюдается возрастание разрядного напряжения. Такой режим называют «голодной» дугой. В этом режиме растет плотность ионов, попадающих на катод, и их энергия, что приводит к повышению скорости эрозии материала катода.

Почти все напряжение между электродами в большом интервале давлений приходится на область вблизи катода, а остальное пространство, заполненное равномерно светящейся плазмой, обладает практически потенциалом анода, причем катодное падение оказывается близким к потенциалу ионизации газа, которое при достаточно больших токах становится даже ниже наименьшего его потенциала возбуждения. Существование низковольтной дуги обусловлено возникновением вблизи катода максимума потенциала,

превышающего потенциал анода и близкого к первому потенциалу возбуждения газа, вследствие чего становится возможной ступенчатая ионизация. Для снижения температуры накала используют активированные катоды, работающие при темном накале. От вакуумного диода дуговой разряд с накаливаемым катодом отличает присутствие ионизованной газовой среды. С увеличением тока разряда последний способен перейти в самостоятельный. Дуги такого типа используют в ряде приборов низкого давления и в термоэмиссионных преобразователях тепловой энергии в электрическую.

*Дуга с интегрально-горячим термоэмиссионным катодом.* Температура катода в подобной дуге достигает  $3 \cdot 10^3$  К и выше, так что большое значение тока дуги обеспечивается за счет интенсивной термоэлектронной эмиссии. Область эмиссии электронов занимает на катоде сравнительно большую площадь, а плотность эмиссионного тока достигает  $10^2 \dots 10^4$  А/см<sup>2</sup>. Область эмиссии привязана к одному и тому же месту катодной поверхности, и стационарна во времени. Столь высокую температуру в течение длительного времени способны выдержать только тугоплавкие, с трудом испаряющиеся вещества, как, например, углерод (графит, уголь, сажа), который вообще не плавится при обычных давлениях. Особенно широко на практике используются тугоплавкие металлы: вольфрам, молибден, цирконий, тантал и ряд других материалов. Дуги с горячими вольфрамовыми катодами применяют в электродуговых устройствах высокого давления для обеспечения большого ресурса работы с малой эрозией электродов: в плазмотронах, сварочных аппаратах, а также для некоторых видов дуговой плавки металлов.

*Дуга с интегрально-холодным катодом.* Ток в таких дугах поддерживается в быстро и беспорядочно перемещающихся катодных пятнах, возникающих и исчезающих на рабочей поверхности катода. Малые размеры этих пятен (менее  $10^{-4}$  м) обусловлены пинч-эффектом – стягиванием токового канала его собственным магнитным полем. Плотность тока в катодном пятне зависит от материала катода и может достигать  $10^8 \dots 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>. Поэтому в катодных пятнах происходит интенсивная эрозия, и из них со скоростью порядка  $10^4$  м/с вылетают струи паров материала катода. За короткое время локализации пятна металл в данном месте сильно разогревается и испаряется, но по соседству с пятнами и в целом катод остается сравнительно холодным. Пятна всегда образуются на катодах из легкоплавких металлов: меди, железа,

серебра, жидкой ртути, именно тех, которые не способны выдержать температуру, необходимую для работы в режиме горячего термоэмиссионного катода. При слабых токах и низких давлениях катодные пятна появляются и на тугоплавких материалах: вольфраме, молибдене и др. Основным механизмом эмиссии катодных пятен в этом случае является термоавтоэлектронная.

**Дуга сверхвысокого давления.** Этот вариант принадлежит к группе давлений больше  $10^6$  Па. В столбе дуги в излучение перерабатывается до 90 % выделяющегося джоулева тепла. При атмосферном давлении выход излучения существенно меньше. Указанное свойство нашло важное применение: на этой основе созданы лампы высокого (сверхвысокого) давления. Дуга в них горит в ксеноне или парах ртути, которые обладают наиболее подходящими для этой цели излучательными характеристиками и высоким светоэлектрическим КПД.

**Дуга высокого давления.** Это давления выше  $(0.5...1) 10^5$  Па, для которых характерно образование равновесной плазмы в положительном столбе. Положительный столб квазиизотермичен, т. е. в каждой физически бесконечно малой области столба температуры всех компонентов почти равны, но температура на разных участках столба неодинакова. Внутри таких областей имеет место максвелловское распределение частиц по скоростям, больцмановское распределение возбужденных атомов по состояниям и ионизационное равновесие, определяемое по формуле Саха–Ленгмюра. Среди такого типа дуг особенно распространены дуги атмосферного давления, в том числе и в свободном воздухе. Столб дуги атмосферного давления – наиболее типичный и распространенный образец плотной низкотемпературной равновесной плазмы, поддерживаемой электрическим полем. Обычно это температуры  $(6...12) 10^3$  К, но в специальных условиях достигаются и более высокие температуры, вплоть до  $5 \cdot 10^4$  К. Наибольшие температуры достигаются при охлаждении дуги потоком жидкости или газа – токовый канал «охлаждаемой дуги» становится тоньше и при том же значении тока нагревается сильнее.

Именно эту форму называют электрической дугой – под действием направленных извне или конвекционных, вызванных самим разрядом, потоков газа токовый канал дугового разряда изгибается.

**Дуга низкого давления.** При давлении в пределах  $1,33 (10^{-3}...10^2)$  Па в положительном столбе формируется сильно выраженная неравновесная, га-

зоразрядная плазма. В ней ионная температура лишь ненамного превышает температуру нейтрального газа в пространстве, окружающем область разряда, в то время как электронная температура достигает десятков тысяч градусов, а в узких трубках и при больших токах – сотен тысяч. Объясняется это тем, что более подвижные электроны, получая энергию от электрического поля, не успевают передать её тяжёлым частицам в редких столкновениях.

**Вакуумная дуга** является частным случаем дуги низкого давления с холодным катодом и представляет сильноточный низковольтный разряд, реализуемый в глубоком вакууме и развивающийся в парах материала одного из электродов. Вакуумная дуга на первый взгляд является наиболее простой формой дугового разряда, так как при ее рассмотрении можно не учитывать процессы, протекание которых обусловлено наличием внешней среды. По способу генерации рабочей среды дуговые разряды различают на анодную и катодную дуги, а в зависимости от плотности разрядного тока и температуры электродов разряд может существовать в качественно различных формах: разряд с расходуемым анодом и горячим полым катодом, разряд с горячим расходуемым катодом и разряд с интегрально-холодным катодом.

**Возбуждение дугового разряда.** Формированию дугового разряда предшествует короткий нестационарный процесс в разрядном промежутке между электродами. Время установления дугового разряда в зависимости от давления и рода газа, длины разрядного промежутка, состояния поверхностей электродов и ряда других факторов имеет порядок  $10^{-6} \dots 10^{-4}$  с.

Дуговому разряду в большинстве случаев предшествует аномальный или затрудненный тлеющий разряд. При возрастании разрядного тока растет и мощность, выделяемая на катоде. Это приводит к возрастанию температуры катода. Наряду с этим вследствие флуктуаций локальных значений коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии  $\gamma$  по сравнению с его средним значением, а также давления газа вблизи поверхности катода на нем возникают области с повышенной температурой. Если локальное значение температуры катода становится достаточным для возникновения термоэлектронной эмиссии с плотностью тока, превышающей или сравнимой с плотностью тока  $\gamma$ -электронов, то в этих местах катода возрастает локальная плотность потока мощности, приводящая к дальнейшему возрастанию плотности тока с катода в данном месте. Устойчивость разряда нарушается. Быстро нарастает ток разряда, начинается «стягивание» области катода, участвующей в



разряде, до небольших размеров. Эта область на катоде, через которую происходит замыкание разрядного тока, получила название катодного пятна.

Рост тока разряда при постоянных значениях напряжения источника питания и балластного резистора приводит к резкому падению напряжения на разряде, которое происходит за счет снижения катодного падения напряжения до величины порядка потенциала ионизации плазмообразующей среды. Вышесказанное становится возможным вследствие изменения механизма поддержания самостоятельности разряда. Самостоятельность разряда обеспечивается выполнением условий выделения на поверхности катодного пятна такого количества энергии, которое обеспечивает разогрев катода до температуры, при которой из катодного пятна эмитируется ток электронов, не меньший тока разряда.

Если же разряд развивается на жидкометаллическом катоде, то при возрастании локальной плотности мощности в какой-то точке катода растет скорость испарения материала катода, а, следовательно, и давление пара. Это приводит к росту концентрации плазмы у катода, снижению ширины области катодного падения напряжения и соответствующему возрастанию напряженности электрического поля на катоде. Вследствие этого с катода начинается автоэлектронная эмиссия, которая может переходить во взрывную.

Если пробой происходит при давлении газа, близком к атмосферному, то нестационарным процессом, предшествующим дуговому разряду, является искровой разряд.

В дуговых разрядах плотность тока на катоде может составлять  $10^6 \dots 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>. При столь большой плотности разрядный ток лежит в пределах от единиц до сотен и тысяч ампер, хотя в промежутках с ртутным катодом разряд может существовать при токах  $10^{-1}$  А и ниже.

**Положительный столб дугового разряда.** Плазмообразующей средой при высоких давлениях выступают газовые молекулы, и для описания характеристик положительного столба можно использовать теорию квазиизотермической плазмы высокого давления, основным уравнением которой является уравнение Саха–Ленгмюра. Плазма называется квазиизотермической в силу того, что в ней не находится в равновесии излучение, а также температура частиц не является постоянной в пределах разрядного объема.

В вакуумной дуге или дуге при низких давлениях в качестве плазмообразующей среды выступают испаренные атомы материала катода или анода,

которые имеют низкий потенциал ионизации. Низкие давления в совокупности с большими плотностями тока приводят к тому, что положительный столб в этом случае будет представлять собой сильноионизованную металлическую плазму, содержащую значительное количество многозарядных ионов, а также капельную фракцию, которая образуется в результате интенсивного испарения материала катода в катодном пятне или анода в месте анодной привязки.

## 2.6. МЕХАНИЗМЫ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ КАТОДА

Металлы, используемые в качестве катодов, относятся к химическим веществам, характеризующимся способностью отдавать внешние (валентные) электроны, слабо связанные с атомом. В свободном состоянии металлы обладают высокой электропроводностью и хорошей теплопроводностью, обуславливаемые легкостью перемещения валентных электронов, переносящих энергию из одного места металла в другое. Такие свойства металлов, как излучение теплоты нагретым телом, изменение внутренней структуры при нагреве определяют его эмиссионную способность.

Среди механизмов, объясняющих высокие плотности тока электронов с катодов, применялись практически все известные. Но наибольшее распространение получили модели, в которых принималось, что на катодах дуг генерация первичных электронов может происходить в результате термоэлектронной, автоэлектронной и термоавтоэлектронной эмиссии, при этом возможно существование других, более сложных, комбинированных процессов, обеспечивающих возникновение электронов у катода.

Вопрос механизма эмиссии с поверхности катода является кардинальным. Существующие уравнения термоэлектронной, термоавтоэлектронной и автоэлектронной эмиссии являются частными случаями общего соотношения, определяющего плотность эмиссионного тока:

$$j_e = \int_{W_z}^{\infty} n_e(W_z, T) D(W_z, E) dW_z,$$

где  $n_e(W_z, T)$  – поток электронов с нормальной энергией, лежащей в пределах от  $W_z$  до  $W_z + dW_z$  к поверхности разделения «металл – вакуум»;

$D(W_z, E)$  – коэффициент прозрачности потенциального барьера на границе «металл – вакуум».

Функция распределения электронов по энергиям в металле имеет вид

$$dn_e(W) = F(W)f_F(W)dW, \quad (2.20)$$

где  $W$  – полная энергия электрона, равная сумме кинетической и потенциальной энергий;  $F(W)$  – плотность энергетических состояний уровней;  $f_F(W)$  – вероятность заполнения энергетических уровней, описываемая статистикой Ферми–Дирака.

Используя для (2.20) выражения числа энергетических уровней в единице объема  $F(W) = (4\pi/h^3)(2m_e)^{3/2}W^{1/2}$  и распределение Ферми–Дирака, описывающее вероятность того, что электрон занимает энергетический уровень  $W$ , расположенный выше или ниже уровня Ферми  $W_F$ ,

$$f_F(W) = \frac{1}{1 + \exp[(W - W_F)/(kT_e)]}, \quad (2.21)$$

получаем:

$$dn_e(W) = \frac{4\pi(2m_e)^{3/2}}{h^3} \left\{ \frac{1}{1 + \exp[(W - W_F)/(kT_e)]} \right\} \sqrt{W} dW, \quad (2.22)$$

где  $h = 2\pi\hbar = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с =  $4,14 \cdot 10^{-15}$  эВ·с – постоянная Планка ( $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – редуцированная постоянная Планка или постоянная Дирака).

Системы микрочастиц, свойства которых описываются распределением Ферми–Дирака, называются *вырожденными*.

Свободные электроны в металле обладают квантовыми свойствами, главным из которых является то, что их энергия квантована, и они подчиняются принципу Паули – в состоянии с одной и той же энергией может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами.

Распределение Ферми–Дирака  $f_F(W)$  зависит от температуры и при этом не может быть больше единицы, поскольку числитель выражения (2.21) равен единице, а в знаменателе к единице прибавляется положительная величина – экспонента.

Анализируя уравнение (2.21) при температуре, стремящейся к нулю  $T \rightarrow 0$ , когда  $W > W_F$ , получаем, что при этих условиях  $\exp[(W - W_F)/(kT_e)]$  обращается в бесконечность, а вероятность заполнения электронами энерге-

тических уровней  $f_F(W)$  в этом случае равна нулю  $f_F(W) = 0$ . При  $W < W_F$   $\exp[(W - W_F)/(kT_e)]$  обращается в ноль, а вероятность  $f_F(W)$  заполнения электронами энергетических уровней оказывается равной единице  $f_F(W) = 1$ .

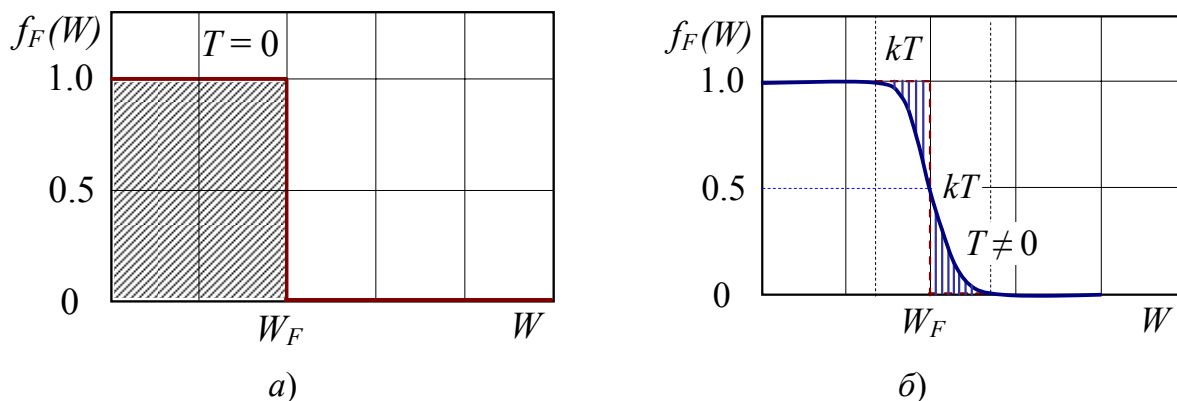


Рис. 2.8. Вид зависимости  $f_F(W)$  от энергии частиц  $W$ :  
 а – при  $T = 0$  и б – при температуре  $T$ , отличной от нуля

График зависимости  $f_F(W)$  от  $W$  при  $T = 0$  представляет собой ступенчатую функцию единичной высоты, обрывающуюся при  $W = W_F(0)$  (рис. 2.8, а).

Таким образом, при температуре абсолютного нуля электроны металла способны занимать энергетические уровни лишь до энергии Ферми  $W_F = (\hbar^2 / 2m_e)(3n/8\pi)^{2/3}$ , поскольку вероятность заполнения этих уровней равна единице. При этом они не могут занимать уровни с более высокими значениями энергии, так как вероятность их заполнения в этом случае равна нулю. Следовательно, энергия  $W = W_F$  является максимальной энергией электронов в металле при температуре абсолютного нуля.

Интегрируя (2.22) в пределах от 0 до  $W_F$  при  $f_F(W) = 1$ , определяем значение энергии  $W_F = (\hbar^2 / 2m_e)(3n/8\pi)^{2/3} = (\hbar^2 / 2m_e)(3\pi^2 n)^{2/3}$ , где  $n$  – концентрация свободных электронов. Полученная энергия является максимальной для электронов, находящихся в металле при температуре абсолютного нуля. Поскольку концентрация свободных электронов в металле велика, энергия Ферми в типичных случаях составляет 1...15 эВ.

Соответствующая этим энергиям температура  $T_F = W_F(0)/k$  называется температурой Ферми и составляет десятки тысяч градусов, так при значе-

нии  $W_F(0) = 5$  эВ температура Ферми равна  $T_F = 60\,000$  К, что более чем в 200 раз превышает комнатную температуру.

При нагревании металла электронам сообщается дополнительная тепловая энергия. Избыток энергии, получаемый электронами за счет теплового движения, по сравнению с  $W_F$  весьма незначителен и составляет всего несколько сотых долей эВ, так при температуре 300 К значение тепловой энергии электронов определяется величиной всего лишь  $W_T = 0,026$  эВ.

Однако за счет теплового возбуждения существует вероятность того, что электроны, примыкающие непосредственно к уровню Ферми, полосой шириной порядка  $kT$  (рис. 2.8, б), с энергией, близкой к энергии уровня Ферми, способны перейти на более высокие энергетические уровни. Электроны с более глубоких уровней остаются практически незатронутыми. Поэтому характер распределения электронов по энергиям изменяется весьма незначительно, а средняя энергия электронов практически остается без изменения. При этом график функции Ферми теряет ступенчатую форму и становится более пологим, как это показано на рис. 2.8, б. Для  $T > 0$  вытекают следующие соотношения: при  $W < W_F \rightarrow [f(W, T) \rightarrow 1]$ ; а при  $W > W_F \rightarrow [f(W, T) \rightarrow 0]$ .

При условии  $W = W_F$  следует, что при любой температуре, вероятность «нахождения» электрона на уровне Ферми составляет  $f(W, T) = 0,5$ .

Все уровни, расположенные ниже уровня Ферми, с вероятностью больше 0,5 заполнены электронами. Наоборот, все уровни, лежащие выше уровня Ферми, с вероятностью более 0,5 свободны от электронов.

При выполнении условия  $W - W_F \gg kT$  выражение для функции распределения Ферми-Дирака переходит в закон распределения Больцмана:

$$f(W, T)_{(W - W_F)/(kT)} \approx \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right) = A \exp\left(-\frac{W}{kT}\right).$$

На рис. 2.9. приведены графики распределений Ферми-Дирака и Больцмана: при  $(W - W_F)/(kT) \gg 1$  эти распределения совпадают, а при  $(W - W_F)/(kT) < 1$  между ними наблюдается кардинальное различие.

Кроме этого следует отметить, что отличие функции распределения Больцмана от функции распределения Ферми-Дирака заключается в том, что

первая всегда представляет собой непрерывную функцию, тогда как последняя таковой может и не быть.

Распределение энергии внутри металла (рис. 2.10) представляется в виде потенциальной ямы глубиной  $W_0$ , в которой электроны распределены в соответствии с функцией распределения Ферми, при соответствующей температуре  $T$ .

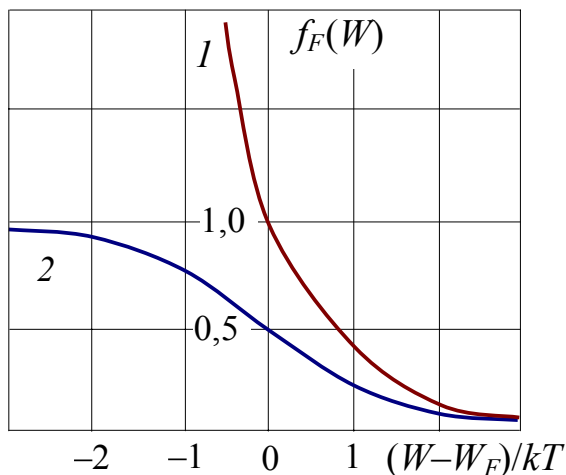


Рис. 2.9. Графики распределений Больцмана – 1 и Ферми–Дирака – 2

$v_e \geq (2W / m_e)^{1/2}$ . Из всех электронов металла, обладающих компонентой скорости  $v_x$ , за единицу времени  $t$  достигают поверхности только те электроны, которые находятся внутри объема на глубине, не превышающей  $v_x t$ .

Энергию, необходимую для выхода из металла, электрон может получить в результате нагревания тела, что приводит к появлению достаточно быстрых электронов, способных, благодаря своей кинетической энергии, преодолеть внутренние силы притяжения. Таким образом, возникает термоэлектронная эмиссия металлов (ТЭЭ), описываемая законом Ричардсона–Дэшмана:

$$j_{\text{ТЭЭ}} = AD_0 T^2 \exp\left(-\frac{W_0 - W_f}{kT}\right) = AD_0 T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right), \quad (2.23)$$

где  $A = 4\pi m_e e k^2 / h^3 = 1,2 \cdot 10^6 \text{ А}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^2)$  – универсальная постоянная Ричардсона;  $D_0$  – квантово-механический коэффициент отражения электронов от границы «металл – вакуум»;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж}/\text{К}$  – постоянная Больцмана;

Для того чтобы покинуть кристаллическую решетку металла, электрон должен обладать энергией, превосходящей величину поверхностного потенциального барьера, а направление его движения должно осуществляться в плоскости, перпендикулярной поверхности металла.

В этом случае условие выхода электрона записывается в виде  $m_e v_x^2 / 2 \geq W$ . Отсюда может быть определена предельная скорость выхода

$e\phi$  – работа выхода, выраженная в электронвольтах ( $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ );  $\phi$  – потенциал выхода.

Работа выхода  $\phi$  – это энергия, которую необходимо сообщить электрону, находящемуся внутри катода вблизи его поверхности, чтобы он мог оторваться от его поверхности. Она равна абсолютному значению химического потенциала электронного газа, находящегося в вакууме в равновесии с эмиттером при  $E = 0$ . На практике работа выхода зависит от постоянной кристаллической решетки, степени загрязнения поверхности и ее температуры.

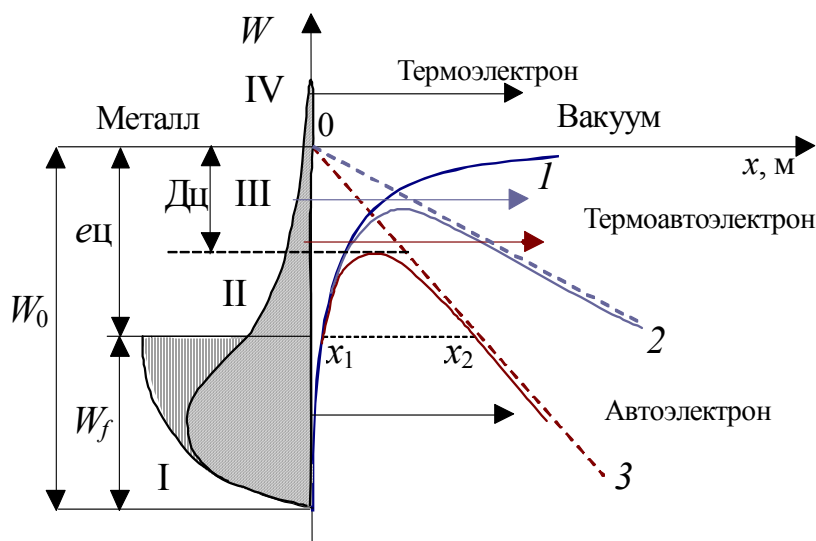


Рис. 2.10. Потенциальная энергия электрона вблизи поверхности металла: 1 – в отсутствие электрического поля; 2 – обусловленная слабым внешним электрическим полем; 3 – более сильным полем;  $W_f$  – энергия Ферми;  $x_1 - x_2$  – ширина потенциального барьера при наличии внешнего поля;  $e\phi$  – работа выхода

Измеряя плотность термоэлектронного тока насыщения, можно вычислить постоянную Ричардсона и работу выхода  $e\phi$ . Для экспериментальных расчетов выражение (2.23) удобно представить в логарифмическом виде, предварительно разделив обе части на  $T^2$

$$\ln\left(\frac{j_{\text{ТЭЭ}}}{T^2}\right) = \ln A - \frac{e\phi}{kT}.$$

В этом случае на графике (рис. 2.11, б) зависимость  $\ln(j_{\text{ТЭЭ}}/T^2)$  линейно зависит от  $1/T$  и выражается прямой линией. По углу ее наклона  $\alpha$  ( $\text{tg}\alpha = e\phi/k$ ) можно определить работу выхода  $\phi = \text{tg}\alpha/11600$ , а по точке пе-

ресеечения с осью ординат вычислить  $\ln A_0$ . Эту прямую, позволяющую определить эмиссионные константы исследуемого материала, называют прямой Ричардсона.

Электронная теория металлов рассматривает работу выхода  $A = e\phi$ , как работу, необходимую для перемещения электрона с уровня Ферми в вакуум, при этом видно, что работа выхода равна убыли кинетической энергии  $A = e\phi = 0,5m_e(v_1^2 - v_2^2)$ , где  $v_1$  и  $v_2$  – скорости электрона до и после выхода из металла, соответственно.

На практике работа выхода определяется как свойствами поверхности и степенью ее загрязнения, так и ее температурой и постоянной кристаллической решетки.

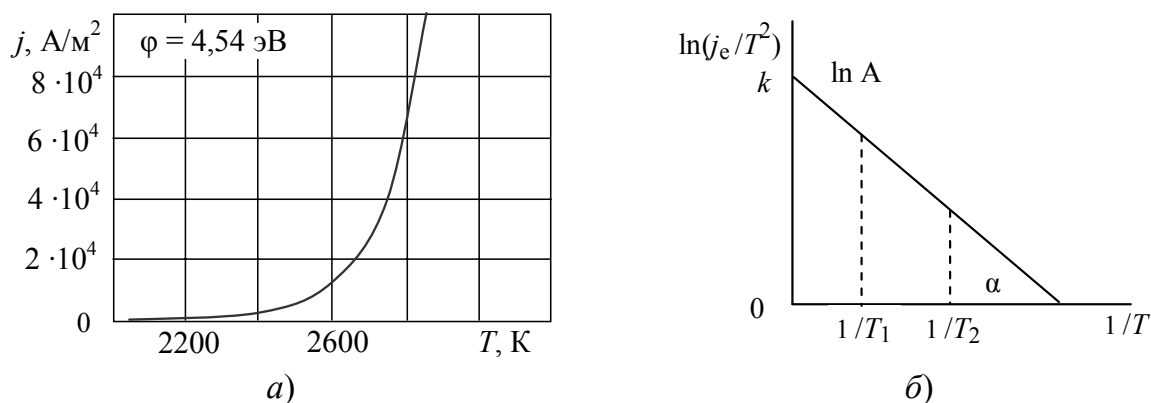


Рис. 2.11. Зависимость плотности тока термоэлектронной эмиссии (а) и прямая Ричардсона (б)

Зависимость плотности тока (2.23) от рабочей температуры вольфрамового катода представлена на рис. 2.11, а. Для получения значительного потока электронов металл необходимо нагревать до температур порядка 800...2500 К. При этом следует отметить, что каждая грань монокристалла характеризуется своей работой выхода, так у вольфрама для наиболее плотноупакованных граней имеем: [110] – 5,35 эВ, [112] – 4,8 эВ, [100] – 4,6 эВ, [111] – 4,4 эВ.

Покрытие вольфрамового катода одноатомным слоем цезия уменьшает работу выхода с 4,54 до 1,36 эВ, вызывая при этом увеличение плотности тока на несколько порядков.

Согласно квантово-механической теории не все электроны выходят в вакуум, так как существует вероятность их отражения от потенциального барьера. Поэтому при расчете плотности тока используется дополнительный



коэффициент прозрачности барьера  $D_0$ , являющийся функцией энергии электрона:  $D_0 = 1 - \gamma'$ , где  $\gamma'$  – коэффициент отражения Шотки, характеризующий вероятность того, что электрон с энергией, достаточной для выхода, возвращается с поверхности в материал.

Электрическое поле у поверхности катода не только облегчает термоэлектронную эмиссию, но и способно непосредственным образом вырывать электроны из холодного металла. Наложение внешнего поля меняет распределение потенциальной энергии электрона в области границы тела (рис. 2.10). При отсутствии электрического поля ( $E = 0$ ) толщина потенциального барьера, окружающего электронную яму, неограниченна. Появление внешнего электрического поля ( $E > 0$ ) снижает потенциальный барьер на границе металла на величину  $\Delta\phi = \sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)}$ , уменьшает работу выхода и увеличивает эмиссионный ток. Очевидно, что при очень высокой напряженности электрического поля у поверхности металла потенциальный барьер способен снизиться настолько, что его вершина может оказаться на одной высоте с уровнем Ферми.

При значении  $E > 3 \cdot 10^8$  В/м существенным является выход электронов во внешнюю часть пространства вследствие возникающей автоэлектронной эмиссии. Самопроизвольный выход электронов за пределы твердого тела не связан с затратой дополнительной энергии. При этом появляется возможность *туннельного* просачивания электронов непосредственно из всего объема ямы, а не только из окрестности уровня Ферми. Зависимость плотности тока автоэлектронной эмиссии от электрического поля очень сильная. Так, при изменении  $E$  в 1,13...1,33 раза плотность тока меняется не меньше, чем на порядок.

Как следует из выводов квантово-механической теории, вероятность туннельного проникновения частицы сквозь барьер определяется в основном площадью барьера над линией перехода и, следовательно, она тем больше, чем выше энергия электрона.

При  $T = 0$  наибольшей вероятностью выхода обладают электроны с максимальной энергией, соответствующей границе Ферми. Вероятность туннельного перехода и плотность тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) представляется уравнением Фаулера–Нордгейма:

$$j_{\Lambda ЭЭ} = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{t^2(\xi)\varphi} \exp\left[-6,85 \cdot 10^9 \frac{\varphi^{3/2}}{E} \Psi(\xi)\right], \quad (2.24)$$

где  $\Psi(\xi)$  – функция относительного снижения потенциального барьера Нордгейма.

Аргументом функции Нордгейма  $\Psi(\xi)$  является безразмерная величина  $\xi = \sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)} |W_x|^{-1}$ , представляющая собой отношение уменьшения работы выхода за счет эффекта Шотки к работе выхода электрона с данной энергией  $|W_x|$ . При  $W_x = e\varphi\xi = \sqrt{eE} / \varphi$  функция  $\Psi(\xi)$  табулирована и может быть представлена в виде графика близкого к параболе вида  $\psi(\xi) \approx 0,955 - 1,03\xi^2$ .

Токи автоэлектронной эмиссии (2.24), сопоставимые с токами термоэлектронной эмиссии, фиксируются при полях, эквивалентных  $5 \cdot 10^9$  В/м.

Однако экспериментальные исследования показывают, что эмиссия может происходить и при меньшей напряженности электрического поля, чем следует из расчетных выкладок. Это объясняется возможностью возникновения автоэлектронной эмиссии на микроскопических выступах поверхности металла, где поле значительно сильнее. Кроме того, искажение электрического поля вблизи выступов способствует притягиванию к ним подлетающих заряженных частиц, в результате чего они подвергаются более интенсивной бомбардировке, чем остальная поверхность.

Приведенные уравнения соответствуют случаю, когда  $T = 0$ . С повышением температуры спектр электронов в металле уширяется, что приводит к температурной зависимости автоэлектронного тока за счет большей вероятности прохождения сквозь потенциальный барьер термически возбужденных электронов на уровни, лежащие выше уровня Ферми.

Если электрическое поле создается у нагретой поверхности, то его влияние на ток эмиссии можно заметить и при относительно небольших значениях  $E$ . Наличие дополнительной энергии у электрона приводит к эффективному снижению работы выхода на величину  $\Delta\varphi = \sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)}$  и возникновению тока за счет термоавтоэлектронной эмиссии (ТАЭЭ):

$$j_{\text{ТАЭЭ}} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi - \Delta\varphi}{kT}\right). \quad (2.25)$$

Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля при температуре вольфрамового катода 2 600 К представлена на рис. 2.12. Выражение (2.25) с учетом тока за счет термоэлектронной эмиссии можно представить как

$$j_{\text{ТАЭЭ}} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi - \Delta\varphi}{kT}\right) = j_{\text{ТЭЭ}} \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{kT}\right).$$

В области высоких температур к собственно автоэлектронному току, обусловленному туннельным механизмом, добавляется ток термоэлектронной эмиссии, обусловленный электронами с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, сниженного за счет эффекта Шотки.

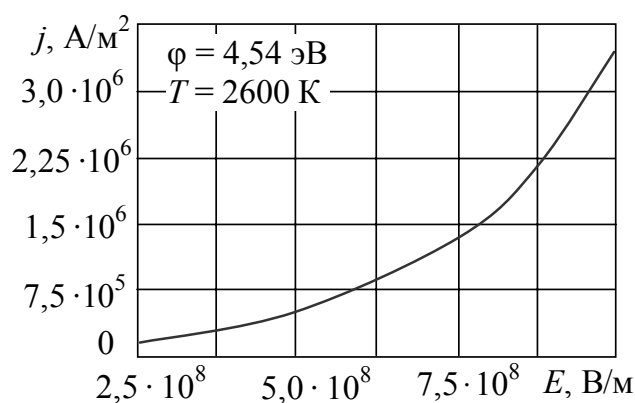


Рис. 2.12. Зависимость плотности тока термоавтоэлектронной эмиссии

На рис. 2.9 энергетический спектр электронов в металле разделен на четыре области. Электроны первой области могут быть эмитированы при любых температурах, включая и  $T = 0$ . Электроны второй области участвуют в автоэлектронной эмиссии при  $T > 0$  (их можно назвать термоэлектронами). Выход в вакуум из третьей области соответствует увеличению термоэлектронного тока за счет эффекта Шотки. Из четвертой группы электроны покидают твердое тело за счет механизма термоэлектронной эмиссии даже при энергии  $W \cong 0$ .

Электрическое поле у поверхности твердого тела может быть образовано не только за счет внешней разности потенциалов, но также за счет поля положительно заряженных ионов, находящихся у поверхности катода. Подобный слой ионов формируется в процессе испарения при разогреве автоэмиссионного катода собственно автоэмиссионным током. Последующая ионизация испарившихся атомов приводит к созданию у поверхности катода слоя плотной неравновесной плазмы. Сильное электрическое поле в погра-

ничной области вызывает дополнительное усиление автоэлектронной эмиссии. Этот процесс перехода от обычной автоэлектронной эмиссии к более высоким плотностям эмиссионного тока приводит к формированию в разрядном промежутке вакуумной дуги.

Весьма перспективной для объяснения катодных процессов в дуговом разряде представляется также модель эмиссии горячих электронов. Под эмиссией горячих электронов понимают эмиссию термоэлектронов из катода в том случае, когда температура электронной подсистемы в приповерхностных слоях  $\Theta$  превышает температуру решетки.

Явление отрыва электронной температуры от температуры решетки достаточно хорошо известно для полупроводников, в которых нагрев электронов осуществляется электрическим полем.

Возможность существования стационарного отрыва температуры электронов обусловлена тем, что время установления функции распределения электронов по энергиям  $\tau_{ee}$  значительно меньше времени релаксации электронов по энергии при взаимодействии с решеткой  $\tau_\varepsilon$ . По известным оценкам  $\tau_{ee} \sim 10^{-14}$  с, а  $\tau_\varepsilon \sim 10^{-11}$  с.

Аналогичный эффект может наблюдаться и в металлах. Однако требуемые для отрыва электронной температуры электрические поля могут возникать в металлах при плотностях электронного тока  $j_e \sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>.

Кроме электрического поля отрыв электронной температуры может создаваться и путем других физических воздействий на электронную подсистему (излучение, поток электронов). Для того, чтобы ток термоэлектронной эмиссии электронов полностью определялся температурой горячих электронов, достаточно их образования на глубине моноатомного слоя.

Использование  $\tau$ -приближения для определения характеристик процесса релаксации электронов по энергии с учетом допущения о справедливости уравнения теплопроводности для процесса электронного теплопереноса позволяет получить оценку температуры горячих электронов в приповерхностном слое катода в виде

$$\Theta = T + \frac{ql_\varepsilon}{\lambda},$$

где  $q$  – плотность теплового потока, воспринимаемого электронной подсистемой;  $l_\varepsilon$  – средняя длина пробега электрона по отношению к процессу ре-

лаксации по энергии (для большинства металлов  $l_{\epsilon} \sim 10^{-3}$  см);  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

Таким образом, плотность теплового потока, подводимого к электронному газу, определяет температуру горячих электронов. При этом температура кристаллической решетки может быть ограничена температурой кипения или сублимации материала катода, а в случае нестационарных катодных пятен она может принимать любые промежуточные значения.

Время установления температуры горячих электронов в поверхностном слое составляет максимум  $10^{-11}$  с и не зависит, в первом приближении, от установления тепловых процессов в кристаллической решетке материала катода.

Оценим, какие тепловые потоки необходимы для обеспечения температуры горячих электронов в  $10^4$  К при температуре решетки  $10^3$  К для медного и ртутного катодов:

– для меди [ $\lambda_{\text{Cu}} = 3,8$  Вт/(см · °С)] плотность теплового потока должна быть не менее  $3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>;

– для ртути [ $\lambda_{\text{Hg}} = 0,1$  Вт/(см · °С)] – не менее  $8 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>.

Такие плотности тепловых потоков в настоящее время достижимы не только в катодных пятнах, но и при взаимодействии лазерного излучения и мощных электронных потоков с веществом.

### 3. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Плазма, у которой средняя энергия электронов меньше или порядка характерного потенциала ионизации атома, а температура не превышает  $10^4$  К называется низкотемпературной. Чаще всего низкотемпературная плазма слабоионизованная и в ней число нейтральных атомов и молекул значительно превышает число заряженных частиц – электронов и ионов. В соответствии с физическими свойствами низкотемпературная плазма может быть стационарной или нестационарной, идеальной и неидеальной.

*Стационарная* низкотемпературная плазма обладает большим временем жизни по сравнению с временами релаксации в ней. *Нестационарная* – импульсная, живёт ограниченное время, определяемое как временем установления равновесия в плазме, так и внешними условиями. Плазма, время жизни которой превышает характерное время переходных процессов, называется *квазистационарной*. Например, в канале молнии плазма образуется и поддерживается за счет прохождения через нее электрического тока. Характерное время установления равновесия в проводящем канале порядка  $10^{-5}$  с, а характерное время расширения (т. е. разрушения) этого проводящего канала –  $10^{-3}$  с. Поэтому в течение прохождения основной части тока через проводящий канал плазму в нём можно считать квазистационарной.

Низкотемпературная плазма называется *равновесной*, если её компоненты находятся в термодинамическом равновесии, т. е. температура электронов, ионов и нейтральных частиц совпадает. В низкотемпературной плазме легко создаются *неравновесные* условия в результате селективного действия внешних электрических полей: электрическая энергия от них передаётся заряженным частицам, а те отдают её частицам газа при столкновениях. При таком способе введения энергии средняя энергия заряженных частиц может значительно отличаться от тепловой энергии нейтральных частиц. В первую очередь это относится к электронам, которые из-за малой массы неэффективно обмениваются энергией при упругом столкновении с нейтральными частицами газа. При этом не только средняя энергия электронов, но и вид рас-

предела электронов по энергиям может существенно отличаться от равновесного.

Равновесная плазма обычно реализуется в газе при высоком давлении, где столкновения частиц происходят часто и скорость установления равновесия относительно велика. Примерами такой плазмы являются плазма дугового разряда при атмосферном давлении, плазма искрового разряда или молнии в атмосфере.

Характерным примером неравновесной плазмы является плазма тлеющего разряда или плазма дугового разряда низкого давления.

Плазма считается *идеальной*, если средняя кинетическая энергия заряженных частиц много больше средней энергии её взаимодействия с окружающими частицами.

Идеальную плазму можно определить также как плазму, в которой число заряженных частиц  $N$  в сфере с дебаевским радиусом велико.

Неидеальная плазма с чисто кулоновским взаимодействием между частицами (полностью ионизованная) реально не существует. В такой плазме с большой скоростью происходит рекомбинация ионов и электронов с характерными временами значительно меньше атомных. За такие времена плотность заряженных частиц существенно падает, а их температура повышается, и плазма перестаёт быть идеальной.

Неидеальная плазма существует в многокомпонентной системе, где возникают дополнительные условия стабилизации плазмы. Типичным примером неидеальной плазмы является плазма металла, которая сохраняется неидеальной за счёт сил взаимодействия с участием ионов решётки металла.

Таким образом, неидеальная плазма существует при плотности частиц, сравнимой с плотностью конденсированного состояния вещества.

Низкотемпературная плазма можно также разделять на типы по способам её получения или использования: газоразрядная, пучковая, фоторезонансная, лазерная, ионосферная, солнечная, космическая плазма (рис. 3.1).

Слабоионизованный газ всегда является идеальной плазмой. Из интенсивно развивающихся областей практической реализации физики плазмы выделяются лазеры и вакуумная плазменная технология.

Лазеры являются предметом исследования фундаментальной и прикладной физики – квантовой электроники. *Лазер* – источник электромагнитного излучения, основанный на вынужденном излучении квантовых систем:

атомов, молекул и ионов. Излучение лазеров может происходить в видимом, инфракрасном или ультрафиолетовом диапазоне. Слово «лазер» составлено из начальных букв английского выражения: «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», что означает – «усиление света в результате индуцированного (вынужденного) излучения».

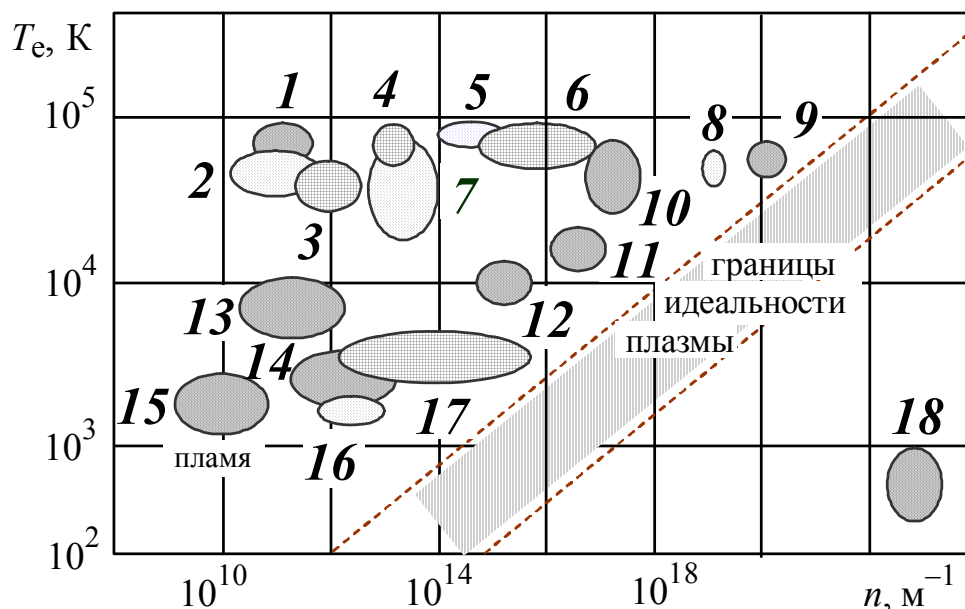


Рис. 3.1. Параметры лабораторной низкотемпературной плазмы: лазеры: 1 – гелий-неоновый; 2 – углекислотный; 3 – медный; 4 – аргоновый; эксимерные: 5 – газоразрядный; 6 – пучковый; 7 – стример; 8 – катодный факел; 9 – катодный взрыв; 10 – катодное пятно; 11 – искра; 12 – плазменная горела; 13 – плазмотрон; 14 – МГД-генератор; 15 – пламя; 16 – термоэмиссионные преобразователи; 17 – фоторезонансная плазма; 18 – плазма металлов

Плазменные методы модифицирования поверхностей материалов нашли свое широкое применение при решении технологических задач благодаря своей универсальности и ряду преимуществ, имеющих у них по сравнению с другими существующими способами. Использование вакуумной плазменной технологии позволяет осуществить протекание высокоэффективных процессов нанесения покрытий и формирования тонких пленок, выращивания монокристаллов и насыщения поверхностных слоев, получения мелкодисперсионных порошков и проведения суперточной доводки оптических поверхностей, получения композиционных материалов и защитных покрытий.

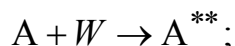


### 3.1. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Лазер – устройство, в котором используется эффект стимулированного (вынужденного) излучения для генерации и усиления электромагнитных колебаний оптического и инфракрасного диапазонов волн. Основными элементами лазера являются *активная среда*, в которой происходит усиление оптического излучения с определенной длиной волны, и *оптический резонатор*, основное назначение которого – формирование частотных и пространственных характеристик генерируемого лазером излучения.

В активной среде происходит преобразование энергии внешнего источника (теплового, механического, электрического, электромагнитного радио и оптического диапазона) в *когерентное оптическое излучение*. Этот процесс может быть представлен в виде следующих стадий (рис. 3.2):

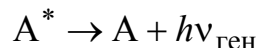
1. возбуждение частиц активной среды внешней энергией  $W$  и переход на уровень  $W_3$ :



2. спонтанный (самопроизвольный) переход с высокого возбужденного лазерного уровня на менее возбужденный с излучением частоты  $\nu_{32}$ :



3. вынужденное (стимулированное) излучение на частоте рабочего перехода



и возвращение системы в исходное состояние.

В невозмущенной среде реализуется больцмановское распределение частиц по энергетическим уровням, и число частиц в возбужденном состоянии  $n_n$  существенно меньше, чем в исходном  $n_1$ . При возбуждении среды нарушается больцмановское равновесное распределение частиц по энергетическим уровням, и населенность верхнего уровня  $n_n$  превышает населенность нижнего  $n_1$ . Такое состояние среды характеризуется инверсной населенно-

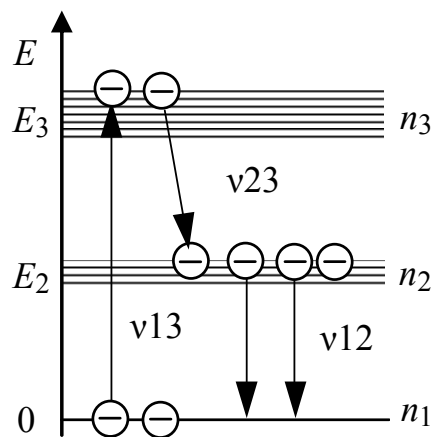


Рис. 3.2. Трехуровневая схема генерации

стью  $\Delta n = n_n - n_1$ , равной разности населенностей верхнего и нижнего уровней (активная среда).

По мере прохождения спонтанного излучения по активной среде происходит его усиление за счет индуцированных переходов.

Лазерное излучение – это вынужденное монохроматическое излучение широкого диапазона длин волн от единиц нанометров до десятков и сотен микрометров.

Лазерное излучение характеризуется рядом уникальных свойств: большая интенсивность электромагнитной энергии, высокая монохроматичность, значительная степень временной и пространственной когерентности. От других источников энергии лазерное излучение отличается очень узкой направленностью распространения.

Одной из важнейших характеристик лазерного излучения является ширина его спектра, т. е. тот интервал частот (или длин волн), который занимает излучение. Для оценки *монохроматичности* излучения вводится понятие степени монохроматичности излучения. Для некоторой спектральной линии с длиной волны  $\lambda_0$  (частотой  $\nu_0$ ) степень монохроматичности составляет  $\mu = \Delta\nu / \nu_0 = \Delta\lambda / \lambda_0$ , где  $\Delta\nu$  – полуширина спектральной линии. Из определения монохроматичности следует, что идеальное монохроматическое излучение – это излучение, ширина спектральной линии которого равна нулю.

Высокая монохроматичность излучения позволяет использовать его при исследованиях атмосферы, в спектроскопии, при изучении явлений фотолюминесценции и фотоэффекта, создании эталонов частоты, управлении химическими реакциями и др. Монохроматичность тесно связана с одним из основных свойств лазерного излучения – его когерентностью.

*Когерентность* определяется корреляцией характеристик поля излучения, образованного в одно и то же время разнесенными в пространстве источниками (пространственная когерентность), или одним и тем же источником, но в разные моменты времени (временная когерентность). Если в результате сложения полей результирующая интенсивность электромагнитного излучения  $J$  в точке  $Q$  в зависимости от разности фаз может принимать любые значения от  $(\sqrt{J_1} - \sqrt{J_2})^2$  до  $(\sqrt{J_1} + \sqrt{J_2})^2$ , то источники когерентны. Источники полностью некогерентны, если интенсивность  $J = J_1 + J_2$ .

Часто для характеристики когерентности излучения вводятся понятия времени  $\tau_{\text{ког}}$  и длины  $l_{\text{ког}}$  когерентности. Время когерентности – это время, в течение которого можно считать излучение, приходящее в данную точку, когерентным, а длина когерентности  $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$ , где  $c$  – скорость света, характеризует расстояние, в пределах которого излучение можно считать когерентным.

Монохроматичность и временная когерентность связаны соотношением  $2\Delta\nu = 1/(2\pi\tau_{\text{ког}})$ , где  $2\Delta\nu$  – ширина спектральной линии;  $\tau_{\text{ког}}$  – время когерентности. Для лазерного излучения  $\tau_{\text{ког}} = 10^{-2} \dots 10^{-1}$  с, а для обычных источников света  $\tau_{\text{ког}} = 10^{-8}$  с.

Высокая степень временной когерентности излучения позволяет использовать его для различных научных и технических приложений, связанных с интерференцией, измерением длин, линейных и угловых скоростей, малых перемещений, для передачи информации на оптических частотах и т. д. Пространственная когерентность обуславливает высокую направленность излучения и возможность фокусирования его на площадки малых размеров.

Важный параметр излучения – *поляризация*. В большинстве случаев лазерное излучение оказывается плоскополяризованным.

Вид лазерного вещества определяет тип поляризации излучения. Например, когда оптическая ось кристалла рубина параллельна оси резонатора (кристалл с нулевой ориентацией), все плоскости поляризации равноценны и излучение лазера характеризуется естественной поляризацией. Если оптическая ось кристалла и ось резонатора перпендикулярны, то излучение поляризовано в плоскости, перпендикулярной к оптической оси кристалла.

Принцип работы лазеров неотделим от понятия энергетических уровней (или уровней энергии) – значений энергии атома, молекулы и других квантовых систем (состоящих их электронов, ядер, атомов и т.д. и подчиняющихся квантовым законам, характерным для микромира). В различных материалах (газы, жидкости или твердые тела) вследствие взаимодействия атомов или молекул между собой их энергетические уровни изменяются тем сильнее, чем выше плотность материала, причем энергетические уровни отдельных атомов расширяются, и образуется почти непрерывная энергетическая полоса, состоящая из отдельных уровней энергии.

Для создания лазеров используются материалы с определенными свойствами – лазерные вещества.

*Газовый лазер* – это лазер с газообразной активной средой: He–Ne (гелий-неоновые лазеры), CO<sub>2</sub> – He – Ne (лазеры на углекислом газе), He – Cd (гелий-кадмиевые лазеры), а также лазеры на благородных газах (аргоновые, криптоновые). Трубка с активной газовой средой помещается в оптический резонатор, состоящий в простейшем случае из двух зеркал, одно, из которых «глухое», а другое является полупрозрачным для вывода лазерного излучения.

Генерируемая световая волна при распространении её через газ усиливается за счёт актов вынужденного испускания, порождающих лавину фотонов. Дойдя до полупрозрачного зеркала, волна частично проходит через него. Другая же часть отражается от зеркала и даёт начало новой лавине фотонов.

Все фотоны идентичны по частоте, фазе и направлению распространения. Благодаря этому излучение лазера может обладать чрезвычайно большой монохроматичностью, мощностью и резкой направленностью.

По сравнению с твёрдым телом и жидкостью газ обладает существенно меньшей плотностью и более высокой однородностью. Поэтому световой луч в газе практически не искажается, не рассеивается и не испытывает потерь энергии. В таких лазерах сравнительно просто возбудить только один тип электромагнитных волн (одну моду). В результате направленность лазерного излучения резко увеличивается, достигая предела, обусловленного дифракцией света. Расходимость лазерного излучения в области видимого излучения составляет  $10^{-5} \dots 10^{-4}$  рад, а в инфракрасной области  $10^{-4} \dots 10^{-3}$  рад.

В отличие от твёрдых тел и жидкостей, составляющие газ частицы (атомы, молекулы или ионы) взаимодействуют друг с другом только при соударениях в процессе теплового движения. Это взаимодействие слабо влияет на расположение уровней энергии частиц. Поэтому энергетический спектр газа соответствует уровням энергии отдельных частиц.

Спектральные линии, соответствующие переходам частиц с одного уровня энергии на другой, в газе уширены незначительно. Узость спектральных линий в газе приводит к тому, что в линию попадает мало мод резонатора. Малая плотность газов препятствует получению высокой концентрации

возбуждённых частиц. Поэтому плотность генерируемой энергии у газовых лазеров существенно ниже, чем у твердотельных лазеров.

### ***3.1.1. Атомарный гелий-неоновый лазер***

Типичным представителем газоразрядных лазеров на нейтральных атомах является He–Ne-лазер. Активной средой у них является возбужденная газовая смесь, состоящая из рабочего излучающего газа – неона (Ne – порядковый номер 10; имеет заполненные валентные орбитали  $1s^2 2s^2 2p^6$ ; в обычных условиях соединений валентного типа не образует) и буферного газа – гелия (He – порядковый номер 2; имеет заполненный валентный электронный уровень  $1s^2$ ; обладает особой устойчивостью электронной структуры), используемого для селективного заселения (верхних) рабочих уровней. Гелий возбуждается электронным ударом (средняя энергия электронов в газовом разряде порядка 7 эВ). Нижние уровни Ne опустошаются путем соударений со стенками, поэтому увеличение поперечного размера разрядного капилляра резко уменьшает инверсную населенность.

Излучение He–Ne-лазеров осуществляется на длинах волн 630, 1150 и 3390 нм. Для обеспечения генерации лазера требуется создание инверсии населенностей рабочих уровней, когда концентрация возбужденных атомов на верхнем лазерном уровне,  $n_2$ , становится больше, чем на нижнем,  $n_1$ :  $\Delta n = n_2 - n_1 > 0$ . Поддержание инверсной населенности в активной среде достигается за счет эффективного заселения верхнего уровня и быстрого опустошения нижнего. Время жизни верхнего лазерного уровня составляет 1 мкс, а энергия возбуждения превышает 20 эВ. Столь высокие энергии возбуждения активной среды определяют использование высоковольтного тлеющего разряда.

Возбуждение активной среды происходит по многоуровневой схеме (рис. 3.3) в слабоионизованной плазме положительного столба тлеющего разряда, протекающего между электродами в узкой протяженной газоразрядной трубке.

В электрическом разряде часть атомов Ne переходит с основного уровня  $W_1$  на возбуждённый верхний уровень с энергией  $W_3$ . Время жизни возбужденных атомов Ne на уровне  $W_3$  мало, и атомы быстро переходят с него

на энергетические уровни  $W_1$  и  $W_2$ , что препятствует созданию достаточно высокой инверсии населённостей для пары уровней  $W_2$  и  $W_3$ .

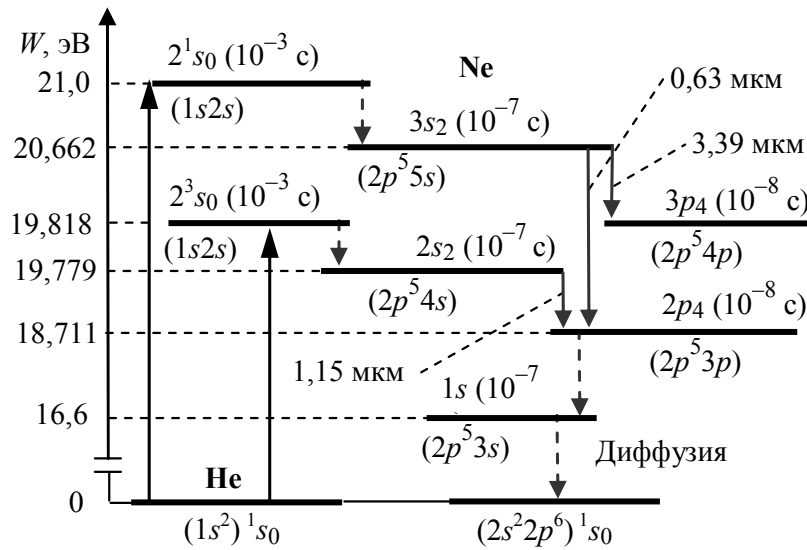


Рис. 3.3. Схема генерации He–Ne-лазера

Картина существенно изменяется при использовании буферного газа гелия. Атом гелия имеет два метастабильных уровня  $2^1s_0$  и  $2^3s_0$ , которые возбуждаются электронным ударом и время жизни которых относительно велико до 1 мс (рис. 3.1, б). Возбужденные уровни атома неона объединены в так называемые электронные конфигурации  $3s$ ,  $2s$ ,  $3p$ ,  $2p$  и др. Энергия двух уровней неона практически совпадают с энергией метастабильных уровней гелия, а именно:  $2^1s_0$  гелия и  $3s_2$  неона, и для  $2^3s_0$  гелия и  $2s_2$  неона.

При столкновениях с электронами положительного столба, имеющими температуру  $T_e$  порядка  $10^5$  К, эффективно заселяются метастабильные уровни возбужденного атома гелия (рис. 3.3):  $\text{He} + e \rightarrow \text{He}^*(2^3s_1, 2^1s_0) + e$ .

При столкновении возбуждённых электронным ударом атомов гелия с невозбуждёнными атомами неона происходит передача энергии, в результате которой атомы Ne возбуждаются  $\text{He}^* + \text{Ne} = \text{He} + \text{Ne}^*(2p^5n_s, 2p^5n_p)$ , а атомы He возвращаются в основное состояние без излучения.

Таким образом, создается инверсия населенностей для определенных пар уровней, в частности, населенности верхних уровней  $3s_2$  и  $2s_2$  превышают населенность нижнего уровня  $2p_4$  и т. д.

**Уровни неона, имеющие отношение к работе He–Ne-лазера  
(2– по *LS*-связи, 3 – по Пашену)**

1	2	3	$W$ , эВ						
$2p^5 5s$	$^1p_1^0$	$3s_2$	20,662	$\Delta E = 0,602$ эВ					
	$^3p_0^0$	<b><math>3s_3</math></b>	<b>20,656</b>						
	$^3p_1^0$	$3s_4$	20,570						
	$^3p_2^0$	$3s_5$	20,560						
<b><math>2p^5 5s</math></b>	<b><math>^3p_0^0</math></b>	<b><math>3s_3</math></b>	→	<b><math>2p^5 4p</math></b>	<b><math>^3p_2</math></b>	<b><math>3p_4</math></b>	$\lambda = 3,39$ мкм		
				$2p^5 4p$	$^1s_0$	$3p_1$	20,368	$\Delta W = 0,218$ эВ	
					$^3p_1$	$3p_2$	20,297		
					$^3p_0$	$3p_3$	20,296		
					<b><math>^3p_2</math></b>	<b><math>3p_4</math></b>	<b>20,290</b>		
					$^1p_1$	$3p_5$	20,259		
					$^1d_2$	$3p_6$	20,216		
					$^3d_1$	$3p_7$	20,211		
					$^3d_2$	$3p_8$	20,196		
					$^3d_3$	$3p_9$	20,188		
					$^1s_1$	$3p_{10}$	20,149		
$2p^5 4s$	$^1p_1^0$	$2s_2$	<b>19,779</b>	$\Delta W = 0,115$ эВ					
	$^3p_0^0$	$2s_3$	19,760						
	$^3p_1^0$	$2s_4$	19,668						
	$^3p_2^0$	$2s_5$	19,664						
<b><math>2p^5 5s</math></b>	$^1p_1^0$	$3s_2$	→	<b><math>2p^5 p</math></b>	<b><math>^3p_2</math></b>	<b><math>2p_4</math></b>	$\lambda = 0,6328$ мкм		
<b><math>2p^5 4s</math></b>	$^1p_1^0$	$2s_2$	→	<b><math>2p^5 p</math></b>	<b><math>^3p_2</math></b>	<b><math>2p_4</math></b>	$\lambda = 1,15$ мкм		
				$2p^5 p$	$^1s_0$	$2p_1$	18,966	$\Delta W = 0,585$ эВ	
					$^3p_1$	$2p_2$	18,726		
					$^3p_0$	$2p_3$	18,711		
					<b><math>^3p_2</math></b>	<b><math>2p_4</math></b>	<b>18,704</b>		
					$^1p_1$	$2p_5$	18,693		
					$^1d_2$	$2p_6$	18,636		
					$^3d_1$	$2p_7$	18,612		
					$^3d_2$	$2p_8$	18,576		
					$^3d_3$	$2p_9$	18,555		
					$^1s_1$	$2p_{10}$	18,381		
$2p^5 3s$	$^1p_1^0$	$1s_2$	16,848	$\Delta W = 0,229$ эВ					
	$^3p_0^0$	$1s_3$	16,715						
	$^3p_1^0$	$1s_4$	16,670						
	$^3p_2^0$	$1s_5$	16,619						

Таким образом, создается инверсия населенностей для определенных пар уровней, в частности, населенности верхних уровней  $3s_2$  и  $2s_2$  превышают населенность нижнего уровня  $2p_4$  и т. д.

Энергия, полученная Ne, частично излучается в виде кванта излучения  $Ne^* = Ne + h\nu$ . Длине волны лазерного излучения 1,15 мкм соответствует переход  $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ; 0,63 мкм –  $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ; 3,39 мкм –  $3s_2 \rightarrow 3p_4$ .

Уровни конфигураций  $3p_4$  и  $2p_4$  – короткоживущие, атомы девозбуждаются, что сопровождается интенсивным, характерным для неона оранжево-красным излучением (спонтанным), и переходят на метастабильный уровень  $1s$ , разрушение которой происходит в основном из-за диффузии атомов неона к стенкам и передачи им оставшейся энергии.

Для эффективного опустошения уровня диаметр трубки должен быть достаточно мал. Однако малый диаметр трубки ограничивает количество неона и, следовательно, мощность генерации. Оптимальным, с точки зрения максимальной мощности генерации, является диаметр около 7 мм. В результате подбора количеств Ne и He и при правильном выборе диаметра газоразрядной трубки устанавливается стационарная инверсия населенностей уровней энергии неона.

Поскольку инверсия Ne определяется передачей энергии от атома гелия к атому неона, то существенное значение имеют парциальные давления газов, и при этом необходимо обеспечить следующее их соотношение:  $p_{He} : p_{Ne} = (5:1) \dots (10:1)$ , что обеспечивает направление процесса передачи энергии от атома гелия He к атому неона Ne. Отклонение от указанного условия приводит к снижению эффективности обменного процесса, а соответственно, и к спаду генерируемой лазером мощности. Реализация процесса передачи энергии по типу указанной реакции возможна только в том случае, когда энергия возбуждения метастабильного уровня атома буферного газа равна энергии возбуждения верхнего лазерного уровня рабочего газа или близка к ней.

Энергетические уровни обладают сложной структурой, т. е. состоят из множества подуровней. В результате гелий-неоновый лазер может работать на 30 длинах волн в области видимого света и инфракрасного излучения, а необходимая длина волны генерации выбирается с помощью зеркал оптического резонатора, обладающих селективной отражательной способностью.



Селективность зеркал достигается изготовлением отражающих покрытий в виде чередующихся  $\lambda/4$  – слоев из двух материалов с различными показателями преломления. Эффективное подавление генерации с  $\lambda = 3390$  нм, обладающего наибольшим усилением в инфракрасном диапазоне, происходит при наложении на активную среду неоднородного поперечного магнитного поля. Положительный эффект дает также использование выходных окон Брюстера, изготовленных из оптического стекла вместо плавленого кварца.

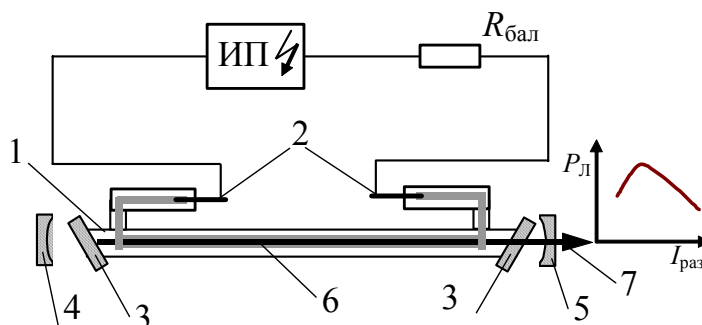


Рис. 3.4. Принципиальная схема He–Ne-лазера: ИП – высоковольтный источник питания; 1 – активный элемент – газоразрядная трубка; 2 – электроды; 3 – выходные окна Брюстера; 4 – глухое зеркало оптического резонатора; 5 – выходное зеркало оптического резонатора; 6 – тлеющий разряд; 7 – лазерное излучение

Конструктивно He–Ne-лазеры (рис. 3.4) выполняются в виде узких протяженных газоразрядных трубок 1, имеющих на концах электродные узлы 2: катод и анод. Материал катода – алюминий, стойкий к ионной бомбардировке в условиях He–Ne-лазера. На торцах разрядного капилляра расположены выходные окна Брюстера 3, предназначенные для снижения потерь в резонаторе за счет уменьшения потерь на френелевское отражение (0,1...0,2 %), сводя их к минимуму. Суть закона Брюстера – в обращении в нуль коэффициента отражения световой волны, поляризованной в плоскости падения, при падении луча под определенным углом, называемым углом Брюстера:  $\text{tg}\varphi_{\text{бр}} = n_2 / n_1$ , где  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления первой и второй сред. Излучение лазера, имеющего окна Брюстера, линейно-поляризовано. Газоразрядная трубка установлена в оптический резонатор, в котором происходит многократное прохождение излучения, состоящего из глухого зеркала 4, максимально отражающего излучение, и выходного зеркала 5, обеспечивающего связь резонатора с внешней средой.

Для He–Ne-лазеров оптимальное значение произведения суммарного давления на диаметр разрядного канала  $(pd)_{\text{opt}}$  лежит в диапазоне 0,44...0,53 Па·м. При этих условиях обеспечивается оптимальная, с точки зрения выхода генерации, электронная температура  $T_e$ . Уменьшение давления газа приводит к снижению числа излучающих частиц. Одновременный рост  $T_e$  сопровождается увеличением доли энергии электронов, расходуемой на ионизацию газа. В итоге выходная мощность лазера падает. Рост суммарного давления газовой смеси свыше его оптимального значения снижает  $T_e$ , уменьшая эффективность возбуждения метастабильных состояний буферного газа – гелия. Одновременно в объеме газа увеличиваются потери энергии электронов, что также ослабляет уровень генерации.

Вероятность возбуждения атомов пропорциональна произведению концентраций возбуждаемых и возбуждающих частиц. Поэтому оптимальное давление газовой смеси зависит (при прочих равных условиях) и от разрядного тока: чем больше ток, тем при меньших давлениях выполняются оптимальные условия генерации.

Разрядный ток  $I_{\text{разр}}$  определяет в первом приближении концентрацию электронов – первичных возбуждающих частиц. Рост тока разряда сопровождается повышением концентрации возбужденных частиц. При достижении порогового тока  $I_{\text{пор}}$  населенности верхнего и нижнего лазерных уровней выравниваются:  $n_2 = n_1$  и далее начинается генерация. Возрастание тока на начальном участке при  $I > I_{\text{пор}}$  сопровождается повышением уровня генерации лазера. Дальнейшее увеличение тока приводит к активизации процесса заселения нижнего лазерного уровня неона за счет прямых соударений атомов Ne с электронами. Одновременное повышение температуры газа усиливает тепловые процессы и стимулирует рост спонтанного излучения с верхнего лазерного уровня. В результате уменьшается инверсия населенности, и при определенном предельном токе  $I_{\text{min}}$  разряда, происходит срыв генерации. Таким образом, энергетическая характеристика He–Ne-лазера – зависимость мощности генерации от тока разряда – имеет вид кривой с максимумом (рис. 3.4). Максимальная мощность излучения He–Ne-лазеров не превышает 100 мВт при КПД всего лишь порядка сотых долей процента.

### 3.1.2. Молекулярный лазер на углекислом газе

Мощные молекулярные лазеры инфракрасного диапазона на углекислом газе ( $\text{CO}_2$ -лазеры) генерируют в области 10,6 мкм. Возбуждение газовой активной среды осуществляется тлеющим разрядом.

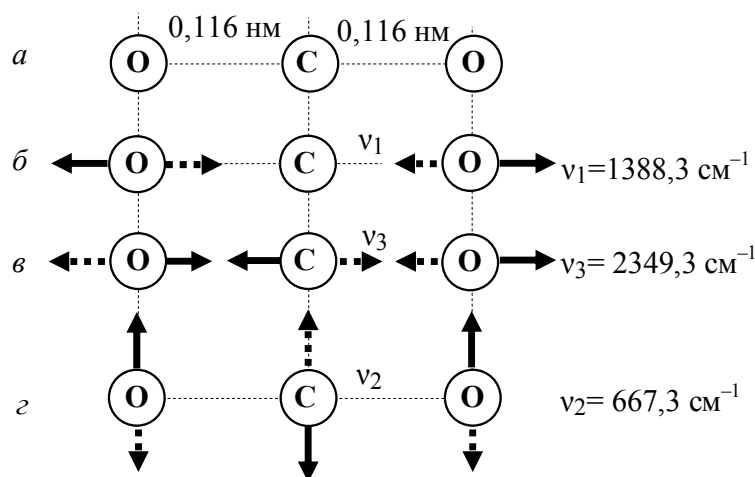


Рис. 3.5. Строение линейной, симметричной, бездипольной молекулы  $\text{CO}_2$  (a) и существующие типы колебаний: б – симметричное валентное; в – асимметричное валентное; г – деформационное

Активной средой  $\text{CO}_2$ -лазеров является, как правило, тройная смесь газов, включающая  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и He в соотношении 1:(1...2):(5...10) при общем давлении порядка 10...20 кПа. Добавление азота позволило увеличить мощность излучения лазеров до 16 Вт при к. п. д. до 4 %, а добавление гелия и увеличение длины активной среды позволило довести мощность  $\text{CO}_2$ -лазера до сотен киловатт при к. п. д., достигающем 30 %. Основными областями применения мощных  $\text{CO}_2$ -лазеров в технологии являются резка, сварка, термообработка материалов, пайка, маркировка изделий, подгонка номиналов резисторов, раскрой листовых материалов.

Излучающей частицей является линейная, симметричная (симметрии  $D_{\infty h}$ ), бездипольная молекула углекислого газа  $\text{CO}_2$  (рис. 3.5, a). Наличие трех атомов обуславливает число независимых степеней свободы (число координат), характеризующее положение  $N$  ядер, равное  $3N = 3 \cdot 3 = 9$ .

При этом 3 координаты характеризуют движение молекулы как целое, а остальные  $3N - 3 = 6$  – относительное расположение ядер в молекуле при ее колебаниях и вращении. Для линейной молекулы, которой является моле-

кула  $\text{CO}_2$ , вращательных степеней свободы две. Таким образом, колебательных степеней свободы у молекулы углекислого газа четыре (рис. 3.5), им должно соответствовать четыре колебания. Однако в силу того, что колебание  $\nu_2$  двукратно вырождено, у линейных трехатомных молекул наблюдаются три основные колебания с симметрией  $\nu_1 - A_{1g}(\Sigma_g^+)$  – полностью симметричное валентное колебание (оба атома кислорода, то приближаются, то удаляются от атома углерода, рис. 3.5, б);  $\nu_2 - E_{1u}(\Pi_u)$  – деформационное (атом углерода движется перпендикулярно оси молекулы, рис. 3.5, з) и  $\nu_3 - A_{1u}(\Sigma_u^+)$  – антисимметричное валентное колебание (рис. 3.5, в). Лазерный квант излучается при переходе из состояния 001 в 100, цифры означают колебательные квантовые числа в модах  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и  $\nu_3$ , соответственно. Для молекулы  $\text{CO}_2$  значения частот колебаний следующие:  $\nu_1 = 1388,3 \text{ см}^{-1}$ ,  $\nu_2 = 667,3 \text{ см}^{-1}$  и  $\nu_3 = 2349,3 \text{ см}^{-1}$ .

Лазерные уровни образованы нижними колебательными состояниями основного (нулевого) электронного уровня молекулы  $\text{CO}_2$ . Энергия возбуждения верхнего лазерного уровня составляет примерно 0,3 эВ. Так как различие в энергии между уровнями довольно небольшое, то лазеры этого типа генерируют в среднем и дальнем ИК диапазоне (5...300 мкм).

Близость лазерных уровней к основному состоянию молекулы обеспечивает высокий КПД активного вещества – отношение энергии кванта излучения к энергии возбуждения верхнего лазерного уровня. Его предельное значение (без учета потерь на спонтанные и безызлучательные переходы с верхнего лазерного уровня) достигает 41 %. Лазерный переход молекулы  $\text{CO}_2$  может обеспечивать генерацию на нескольких десятках длин волн в области 10,6 мкм, возникающих при переходах между различными вращательными подуровнями верхнего и нижнего колебательных состояний. Конкуренция переходов, обладающих различным усилением, подавляет слабые составляющие, и в спектре излучения  $\text{CO}_2$ -лазера присутствует обычно одна линия, соответствующая наиболее интенсивному переходу.

Возбуждение молекулы  $\text{CO}_2$  в положительном столбе слаботочного тлеющего разряда может происходить за счет прямого электронного удара:  $e + \text{CO}_2(00^0_0) \rightarrow e + \text{CO}_2(00^0_1)$ . Обеспечиваемый при этом показатель уси-

ления  $k_{yc}$  (линейный коэффициент усиления) составляет 10...20 % на метр длины активной среды.

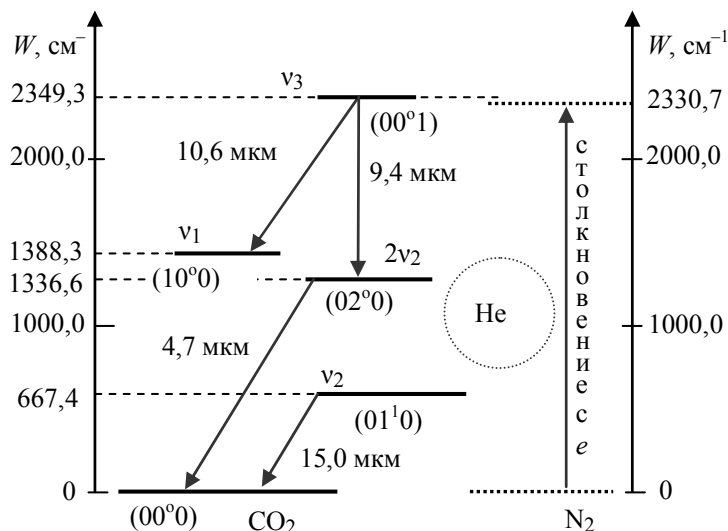
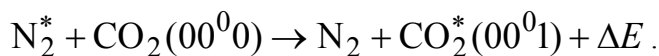


Рис. 3.6. Схема генерации CO<sub>2</sub>-лазера ( $1 \text{ эВ} = 8066,6 \text{ см}^{-1} = 23053 \text{ кал/моль}$ )

Для улучшения эффективности заселения верхнего уровня ( $00^01$ ) молекулы CO<sub>2</sub> к углекислому газу добавляется азот, который имеет несколько колебательных уровней возбуждения, легко заселяемых при столкновениях с электронами. Первые 6...8 уровней возбуждения N<sub>2</sub> практически эквидистантны. Они следуют друг за другом через примерно равные интервалы энергии, близкие к 0,3 эВ, т. е. совпадающие с энергией верхнего лазерного уровня молекулы CO<sub>2</sub>. Вследствие незначительной разницы между энергиями уровней ( $00^01$ ) CO<sub>2</sub> и ( $v=1$ ) N<sub>2</sub> –  $18 \text{ см}^{-1}$ , имеет место резонансная передача энергии от молекулы N<sub>2</sub> к CO<sub>2</sub>, согласно схемы



Поскольку молекула N<sub>2</sub> бездипольная, то ее время жизни в возбужденном состоянии велико (секунда) – состояние метастабильное, и поэтому молекулы N<sub>2</sub> являются энергетическим резервуаром для накачки молекул CO<sub>2</sub> и повышают инверсную населенность лазерных уровней в несколько раз.

Генерация происходит на колебательно-вращательных переходах  $00^01 \rightarrow 10^00$  ( $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ) и  $00^01 \rightarrow 02^00$  ( $\lambda = 9,6 \text{ мкм}$ ).

Опустошение нижних лазерных уровней  $10^0_0$  и  $02^0_0$  происходит главным образом за счет столкновения с тяжелыми частицами. При этом тяжелая молекула  $\text{CO}_2$  разрушает верхний рабочий уровень лишь немного слабее, чем нижние, тогда как легкая молекула гелия  $\text{He}$  более эффективно разрушает нижний рабочий уровень ( $01^1_0 \rightarrow 10^{-5} \text{ с}$ ). Добавление гелия кроме всего снижает температуру газа и, следовательно, уменьшает скорость релаксации верхнего рабочего уровня.

Близкое расположение лазерных уровней к основному состоянию молекулы  $\text{CO}_2$  приводит к сильной зависимости инверсии населенностей от температуры газа, что обусловлено Больцмановским заселением нижнего лазерного уровня. При температурах газа порядка 400 К ( $kT = 0,035 \text{ эВ}$ ) уже наступает срыв инверсии. Это вынуждает использовать принудительное водяное охлаждение стеклянных стенок разрядного канала.

Для обеспечения эффективного переноса тепла от разряда к стенкам в активную смесь дополнительно вводят гелий – легкий, подвижный газ с высокой теплопроводностью. Благодаря этому в тройной газовой смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  показатель усиления может повышаться до 100...200 % на метр длины. Прокачка газовой смеси, используемая в мощных  $\text{CO}_2$ -лазерах, повышает усиление до 500 % на метр длины.

Оптимизация суммарного давления газовой смеси (низкое давление  $p_{\text{He}} = 2000 \text{ Па}$   $p = \text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1:1:8$  и высокое давление  $p > 1 \text{ атм}$   $p = \text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1:1:1.5$ ) подбором парциального давления гелия способствует, кроме того, установлению в положительном столбе электронной температуры на уровне  $(1,5...2,0) \cdot 10^4 \text{ К}$ , которая обеспечивает практическое совпадение максимума функции распределения электронов по энергиям в положительном столбе разряда с максимумами сечений возбуждения рабочих уровней молекул  $\text{CO}_2$  и азота, приходящихся на энергии 1...3 эВ. В итоге 50...80 % энергии электронов передается верхнему лазерному уровню молекулы  $\text{CO}_2$ .

Активный элемент отпаянного  $\text{CO}_2$ -лазера конструктивно (рис. 3.7) представляет собой стеклянную или кварцевую разрядную трубку 4 диаметром от долей до 2...3 см и длиной от десятых долей до нескольких метров. Трубка окружена рубашкой водяного охлаждения 5, вокруг которой коакси-

ально располагается балластный объем *б*, соединенный с разрядным каналом через трубку *7*. Балластный объем *б* увеличивает общий запас газа, снижая тем самым степень влияния диссоциации молекул  $\text{CO}_2$  в разряде на стабильность состава активной среды. Этой же цели служат катализаторы восстановительной реакции  $2\text{CO} + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{CO}_2$ , например таблетки закиси меди, располагаемые в катодной области.

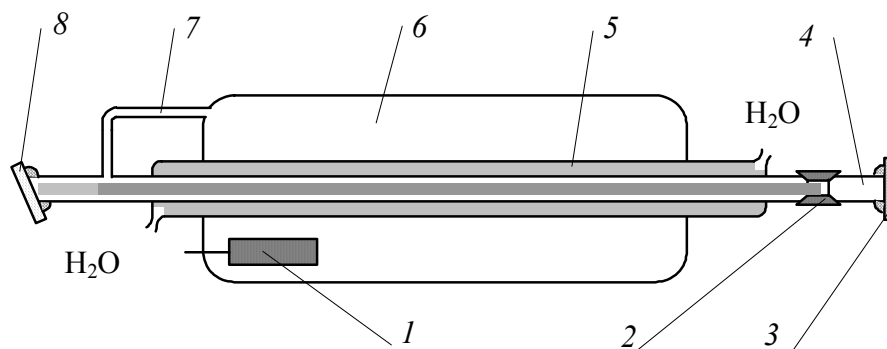


Рис. 3.7. Условная схема разрядной трубки  $\text{CO}_2$ -лазера:  
*1* – катод; *2* – анод, *3* – «глухое» зеркало; *4* – разрядный капилляр,  
*5* – рубашка водяного охлаждения; *6* – балластный объем,  
*7* – соединительная труба; *8* – выходное окно

Выходные окна и подложки зеркал изготавливаются из материалов, прозрачных для инфракрасного излучения: германия, арсенида галлия, селенида цинка. Необходимый коэффициент отражения рабочего зеркала обеспечивается нанесением на подложку диэлектрических четвертьволновых слоев с чередующимися большим и малым показателями преломления. Нерабочее, «глухое» зеркало изготавливается в виде алюминиевого или медного покрытия, нанесенного на металлическую или кварцевую подложку. Обычно «глухое» зеркало закрепляется на разрядной трубке неподвижно. Серьезными проблемами в мощных  $\text{CO}_2$ -лазерах являются быстрая деградация и разрушение отражающих покрытий и выходных окон под воздействием собственного излучения.

Основная характеристика активной среды – линейный коэффициент усиления  $k_{yc}$  пропорционален инверсии населенностей, равной разности населенностей верхнего  $n_2$  и нижнего  $n_1$  рабочих уровней:  $\Delta n = n_2 - n_1 > 0$ . В газовых активных средах инверсия может быть обеспечена пропусканием электрического тока через разрядный промежуток. Инверсия населенностей

$\Delta n$ , а соответственно, и коэффициент усиления  $k_{yc}$  являются нелинейными функциями мощности накачки, подводимой к активной среде. При увеличении тока разряда выше порогового возрастает эффективность возбуждения активной среды за счет роста числа возбуждающих частиц – электронов, и инверсия растет. Одновременно повышается температура газовой смеси, снижающая инверсию. Действие встречных тенденций приводит к существованию оптимального тока разряда.

Рост давления газа, первоначально сопровождающийся увеличением числа возбужденных частиц, в дальнейшем уменьшает усиление вследствие спада электронной температуры и увеличения доли спонтанного излучения. В активной среде  $\text{CO}_2$ -лазеров зависимость  $k_{yc}$  от диаметра трубки слабая, так как отсутствует механизм влияния столкновений частиц со стенками на расселение нижнего лазерного уровня, как это имеет место, например, в гелий-неоновом лазере. Однако рост диаметра разрядного канала ухудшает отвод тепла из приосевой области разряда к охлаждаемым стенкам.

Конструктивно  $\text{CO}_2$ -лазеры подразделяются на следующие типа: лазеры с продольной прокачкой газа, отпаянные лазеры, лазеры с поперечной прокачкой газа, лазеры с поперечным возбуждением (ТЕА-лазеры) и газодинамические лазеры.

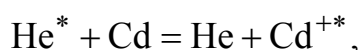
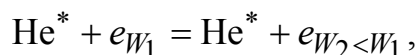
### ***3.1.3. Ионный гелий-кадмиевый лазер***

Гелий-кадмиевые лазеры являются представителями класса ионных лазеров на парах металлов, излучающими в фиолетовой ( $\lambda = 441$  нм) и ультрафиолетовой ( $\lambda = 325$  нм) областях спектра. Длина волны генерации определяется выбором соответствующих зеркал резонатора. He–Cd-лазеры выгодно отличаются от гелий-неоновых спектром излучения, обеспечивающим лучшее согласование с характеристиками чувствительности большинства современных фотоматериалов, возможностью более острой фокусировки коротковолнового излучения. Это обстоятельство делает лазеры перспективными источниками излучения для систем записи и воспроизведения информации, голографии и технологии микроэлектроники, например при изготовлении фотоматериалов интегральных микросхем.

Активная среда He–Cd-лазеров содержит инертный газ гелий, при давлении 500...700 Па, и пары кадмия, при давлении 0,1 Па. Излучающими час-



тицами являются возбужденные ионы кадмия. В силу малой концентрации атомов Cd их возбуждение за счет прямых столкновений с электронами играет незначительную роль. Основным процессом накачки активной среды He – Cd -лазера является ионизация Пеннинга – процесс образования возбужденного иона легкоионизируемой частицы (атома Cd) при столкновении с возбужденным метастабильным атомом буферного газа He, имеющего большое сечение возбуждения. Схематически этот процесс можно записать так:



где  $W_1, W_2$  – энергии электронов, соответственно, до и после столкновения;  $\text{Cd}^{+*}$  – возбужденный ион кадмия;  $h\nu$  – энергия индуцированного кванта.

Ионизация Пеннинга – процесс одноступенчатый, и поэтому скорость накачки будет пропорциональна плотности разрядного тока, а не ее квадрату, как это имеет место в ионных аргоновых лазерах. По сравнению с аргоновыми, He–Cd -лазеры требуют меньшей плотности разрядного тока и меньшей удельной подводимой мощности. Для получения иона кадмия в возбужденном состоянии  $\text{Cd}^{+*}$  необходимо, чтобы энергия метастабильного атома  $\text{He}^*$  была несколько больше, чем энергия возбужденного иона  $\text{Cd}^{+*}$ . Такие условия выполняются для метастабильных состояний  $2^1s_0, 2^3s_1$  гелия и термов  $^2d, ^2p$  кадмия. Энергетические уровни  $^2d$  кадмия служат верхними лазерными уровнями,  $^2p$  – нижними. Инверсия в He–Cd смеси существует стационарно, так как опустошение нижних уровней возбужденного иона кадмия  $\text{Cd}^{+*}$  происходит быстрее, чем верхних. Нейтрализация ионов  $\text{Cd}^+$  наиболее вероятна на стенках разрядной трубки.

Разрядная трубка  $l$  гелий–кадмиевого лазера (рис. 3.8) чаще всего представляет собой капилляр диаметром 1,5...2,5 мм, на концах которого в расширениях располагаются испарители кадмия 3, а за ними – электродные узлы 2. Пары Cd образуются в рабочем испарителе, снабженном внешним электрическим подогревателем 4. Температуру испарителя (около 230 °С) и, соответственно, давление паров Cd определяет в основном ток подогревателя  $I_{\text{под}}$ . Часть тепловой мощности на уровне 30...40 % подводится к испарителю

за счет протекающего тока разряда. Равномерное распределение паров кадмия по длине капилляра достигается за счет эффекта катафореза – переноса ионов к катоду.

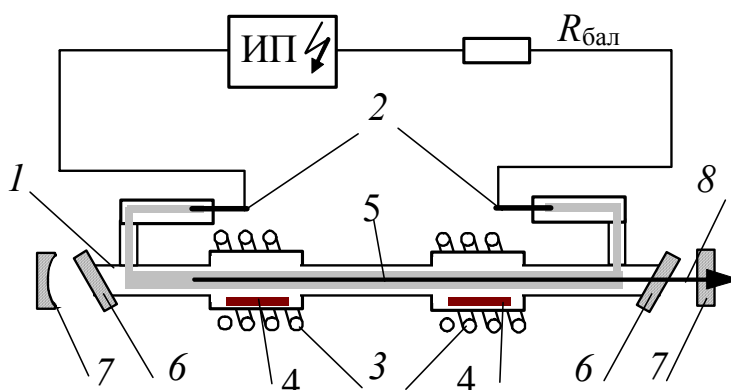


Рис. 3.8. Принципиальная схема He–Cd-лазера: ИП – высоковольтный источник питания; 1 – активный элемент – газоразрядная трубка; 2 – электроды; 3 – подогреватель; 4 – кадмий; 5 – поток ионов кадмия; 6 – выходные окна Брюстера; 7 – зеркала; 8 – лазерное излучение

Пары Cd, образующиеся в рабочем испарителе, расположенном со стороны анода, попадают в разрядный капилляр, ионизируются и движутся в сторону катода. Для устранения осаждения паров кадмия температура стенок капилляра, определяемая разрядным током, должна быть выше температуры конденсации (350...400 К). Конденсация паров Cd происходит в нерабочем холодном испарителе. Ввиду постоянной перекачки кадмия из рабочего испарителя требуются периодическая смена полярности электродов и переключение испарителей. Поэтому конструкция разрядной трубки He–Cd-лазера полностью симметрична.

Наряду с возбуждением активной среды за счет ионизации Пеннинга, наличие гелия обеспечивает оптимальную, с точки зрения выхода индуцированного излучения, температуру электронов  $T_e$ , и поддерживает разряд на участках, не содержащих паров кадмия. К таким участкам относятся промежутки между испарителями и электродами. Кроме того, гелий устраняет диффузионный разлет паров Cd из нагретых зон, ослабляя процесс конденсации паров на холодных оптических элементах, и обеспечивает приемлемый для практики срок службы газоразрядной трубки лазера. Целям защиты оптики служат и имеющиеся на пути паров Cd расширения – конденсационные ловушки.

He–Cd-лазер обладает тепловой инерционностью, обусловленной необходимостью создания рабочей плотности паров кадмия, что приводит к существенному дрейфу средней мощности излучения в начальный период после включения лазера.

Зависимость выходной мощности от тока разряда He–Cd-лазера имеет максимум. Возрастающий участок обусловлен ростом концентрации возбуждающих частиц  $n_e$  – электронов, насыщение и спад – девозбуждением верхних ионных лазерных уровней электронами при интенсивном росте  $n_e$ . С ростом тока разряда усиливается также нагрев разрядного канала и испарителя Cd.

Существенное влияние на выходную мощность He–Cd-лазера оказывает температура испарителя, определяющая давление паров Cd в положительном столбе разряда. Первоначально рост концентрации атомов кадмия по мере повышения температуры испарителя сопровождается возрастанием выходной мощности из-за увеличения числа излучающих частиц  $Cd^{+*}$ . Дальнейшее увеличение концентрации легкоионизируемого кадмия приводит к снижению электронной температуры, уменьшающей эффективность возбуждения гелия, и градиента потенциала  $E_z = f(T_e)$  в положительном столбе.

В He–Cd-лазерах КПД активной среды – эффективность преобразования энергии возбуждения активной среды (порядка 20 эВ) в энергию квантов индуцированного излучения, мал и одного порядка с гелий-неоновыми лазерами. Оптимальные электронные температуры, характерные для разряда в смеси He–Cd, порядка  $8 \cdot 10^4$  К и определяют низкий электронный КПД в процессе передачи энергии атомам He, возбуждаемым на уровни с энергией 20...21 эВ. Электрические характеристики тлеющего разряда, используемого в He–Cd-лазерах, определяются в основном свойствами и давлением буферного газа – гелия. Уровень выходной мощности He–Cd-лазеров на длине волны 441 нм составляет 50...100 мВт.

### 3.2. ИОННО-ПЛАЗМЕННЫЕ МОДУЛИ НА БАЗЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

По сравнению с традиционными методами, применение низкотемпературной плазмы газового разряда позволяет более эффективно осуществлять многие технологические процессы получения и формирования тонкопленочных структур, обладающих высокой прочностью и адгезией, однородностью состава и свойств.

Установки плазменной обработки являются перспективными объектами для создания полностью автоматизированных производств, в которых используются оптимизированные по тем или иным критериям технологические процессы:

- очистка поверхности от загрязнений;
- получение тонких пленок;
- легирование и модификация поверхности полупроводников, металлов и диэлектриков с целью улучшения физико-механических и химических свойств поверхностей, твердости, прочности, коррозионной стойкости и др.;
- фрезерование, сверление и резка твердых металлов, сплавов, диэлектриков, полупроводников;
- шлифовка и полировка стекол, металлов, алмазов и других твердых тел;
- элементарный и изотопный анализ, анализ структуры и морфологии твердых тел;
- технологический процесс;
- получение интенсивных потоков тепловых и быстрых нейтронов;
- получение новых материалов и метастабильных твердых растворов;
- получение паров веществ для лазерного разделения изотопов;
- ионно-лучевая терапия;
- нагрев плазмы до термоядерных температур;
- сварка металлов, сплавов и диэлектриков.

В наиболее общем виде все процессы, основанные на использовании плазменных эмиссионных систем, можно разделить на три группы:

- процессы, связанные с удалением вещества с поверхности;

– процессы, связанные с нанесением вещества на исходную поверхность;

– процессы, связанные с модификацией поверхностных слоев вещества.

Процессы всех трех групп можно проводить по двум схемам. В первом случае обрабатываемое изделие помещается непосредственно в плазменную эмиссионную систему, в результате чего процессы на обрабатываемой поверхности могут непосредственно влиять на характеристики плазменной эмиссионной системы.

Во втором случае зона генерации частиц (плазменная эмиссионная система) и зона обработки отделены друг от друга зоной транспорта. При этом взаимодействие указанных областей, если не полностью исключается, то, по крайней мере, значительно ослабляется. Также значительно уменьшается воздействие на обрабатываемую поверхность сопутствующих потоков частиц и излучений из плазменной эмиссионной системы. Наличие зоны транспортировки позволяет существенно снизить давление в зоне обработки, что приведет к значительному снижению количества газовых включений в поверхностных слоях обрабатываемых изделий.

В первом случае процессы называют плазменными. Во втором случае процессы будут вакуумно-плазменными, если из плазменной эмиссионной системы через область транспорта проходит поток плазмы, и лучевыми, если в плазменной эмиссионной системе формируется униполярный поток заряженных частиц.

Во всех группах процессов плазменные эмиссионные системы могут выполнять несколько различных функций. Они могут выступать в качестве источника потока частиц, осуществляющего то или иное воздействие на поверхность обрабатываемого изделия. Плазма, генерируемая в разрядном промежутке, может рассматриваться как среда, в которой происходит взаимодействие потока частиц с поверхностью. Плазма или потоки частиц могут играть роль стимулятора при проведении тех или иных технологических процессов.

К первой группе относятся процессы очистки и травления поверхности твердого тела. При очистке с поверхности удаляются инородные атомы и молекулы, а при травлении с поверхности удаляются атомы (или молекулы) непосредственно материала.

В процессах второй группы при нанесении вещества на исходную поверхность, так же как и при его удалении, применяются как плазменные, так и лучевые процессы. При плазменных процессах, как правило, зона генерации заряженных частиц в плазме не отделена от зоны конденсации вещества, наносимого на изделие. Лучевые же процессы реализуются в системах, имеющих область транспорта наносимых частиц из зоны генерации к области напыления покрытия на поверхность изделия.

Плазменные процессы, как правило, обеспечивают более высокие скорости роста толщины покрытий, чем лучевые методы. Однако применение последних позволяет получить пленки более высокого качества в первую очередь потому, что лучевые процессы проводятся в более высоком вакууме, поэтому концентрация примесей, попадающих из остаточной атмосферы технологического объема, значительно ниже. Процессы нанесения покрытий отличаются большим разнообразием, которое обусловлено:

- возможностью использования для нанесения покрытий веществ в различных агрегатных состояниях (твердом, жидком или газообразном);
- применением различных способов создания: плазменно-парового потока наносимого вещества (термическое испарение, ионное распыление, химические реакции и т. п.) и формирования энергетического и зарядового спектров частиц в потоке наносимого вещества;
- различными способами расположения источника паро-плазменного потока по отношению к поверхности, на которую наносится вещество;
- различными способами стимулирующих воздействий на область конденсации покрытий.

К процессам третьей группы можно отнести ионную имплантацию, некоторые разновидности химико-термической обработки и, в первую очередь, ионное азотирование.

Следует особо отметить, что модификация свойств поверхностных слоев веществ может наблюдаться в процессах всех трех групп как сопутствующий процесс. Так, при ионном распылении и ионной имплантации в поверхностных слоях происходит накопление дефектов различных типов. Начиная с некоторых доз облучения, поверхность кристаллического тела становится аморфной. Указанные явления могут приводить к существенным изменениям поверхностных свойств веществ.

Совмещение процессов нанесения покрытия с ионной бомбардировкой поверхности, на которую оно наносится, приводит к появлению эффекта ионного перемешивания и изменению свойств растущих пленок. Ионная бомбардировка поверхности может осуществляться непрерывно или импульсно. Бомбардировку растущей пленки можно осуществить либо за счет ускорения ионной компоненты плазменно-парового потока, из которого растет пленка, либо за счет использования потока ионов, генерируемых во вспомогательной плазменной системе.

При ионно-вакуумной обработке процессы всех указанных групп, как уже упоминалось выше, могут быть реализованы: путем погружения обрабатываемого изделия в плазму, воздействием ускоренного плазменного потока в атмосфере газов или в вакууме, воздействием извлекаемых из плазмы ионных или электронных потоков.

Для реализации процесса ионно-вакуумной обработки в технологической камере необходимо обеспечить генерацию энергетического паро-плазменного потока, его транспортировку в зону обработки и создание условий для протекания требуемого процесса воздействия.

Процесс ионно-вакуумной обработки можно представить как последовательность операций, которые выполняются различными технологическими модулями:

- ввод рабочего плазмообразующего вещества в рабочий объем,
- ионизация рабочего вещества,
- транспортировка в зону обработки,
- формирование энергетического паро-плазменного потока,
- создание условий для протекания процесса плазменной обработки,
- конденсация или удаление продуктов взаимодействия энергетических частиц с поверхностью.

Если для выполнения операции плазменной обработки требуется газ или пары легкоиспаряющихся веществ, то ввод их в устройство ионизации обычно не вызывает затруднений. Он осуществляется с использованием напекателей, редукторов давлений, вентилях и диафрагм. В некоторых случаях для предотвращения конденсации паров стенки трубопроводов и коммуникационной аппаратуры требуется поддерживать при повышенных температурах. Сложнее использовать в качестве рабочего газа твердые вещества с низ-

кой упругостью пара и тугоплавкие. Паровой поток вещества чаще всего создается его термическим испарением. Нагрев до температуры интенсивного испарения можно осуществлять в стационарном режиме, используя для этого тигельный, индукционный, резистивный или электроразрядный методы. Локализованный нагрев тугоплавких материалов можно выполнять как в стационарном, так и в импульсном режимах высококонцентрированными энергетическими потоками в виде сфокусированных электронных или лазерных лучей. Плотность мощности обычно достаточно высока и лежит в диапазоне  $10^5 \dots 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Вследствие изотропности разлетающегося парового облака и трудности управления его параметрами перечисленные методы нагрева вещества в ряде случаев могут быть недостаточно эффективными. Диаграмма направленности потока пара зависит от условий его формирования на поверхности твердого тела, в частности при электронно-лучевом испарении от удельной мощности нагрева, и описывается функцией косинуса высшего порядка. Любая локализация нагрева с повышением плотности мощности приводит к формированию вогнутой поверхности расплава или кратера в твердой мишени. С повышением давления пара происходит его диффузное рассеяние, т. е. можно считать, что на некотором расстоянии от поверхности испарения появляется виртуальный источник пара.

Эффективным способом получения паровых потоков во многих устройствах является катодное распыление. Использование различных режимов работы устройств позволяет распылять и испарять материал катода или вспомогательного электрода.

Ионизация атомов или молекул вещества происходит в газовых или вакуумных разрядах. Необходимая для горения разряда рабочая среда либо заполняет весь объем рабочей камеры, либо подается непосредственно в зону разряда, при этом должна обеспечиваться определенная концентрация (давление) нейтральных частиц.

Транспортировать плазму к объекту обработки можно, сообщив ей ускорение. Ускорение плазмы происходит под действием градиента газокINETического давления, под воздействием силы Ампера, возникающей в результате взаимодействия магнитного поля с током, протекающим через плазму, и электростатическим полем.



Ускоренные потоки плазмы направляются непосредственно на объект с помощью плазмодоводов – специальных направляющих электродов, позволяющих изменить направление потока.

Плазма с обрабатываемым материалом может взаимодействовать в пространстве, свободном от полей, а также в постоянном или в переменном электрическом поле.

Для электростатического ускорения ионов, бомбардирующих изделие, и управления их энергией на подложку-держатель изделия подается отрицательное смещение относительно плазмы разряда. При этом ускорение частиц осуществляется в слое пространственного заряда, окружающего подложку-изделие.

Энергия частиц, взаимодействующих с подложкой, зависит от величины отрицательного смещения и соотношения средней длины пробега частиц  $\lambda$  и толщины слоя пространственного заряда  $d$ . Если процесс осуществляется при низком давлении газа или пара, подложку бомбардируют практически моноэнергетические пучки ионов. В этом режиме компонентный состав потока частиц на подложке соответствует составу потока, эмитируемого плазмой, а подложка ведет себя как отрицательный зонд, помещенный в плазму.

Если давление газа или пара таково, что  $\lambda \leq d$ , потоки ионов на подложку перестают быть моноэнергетическими и их необходимо характеризовать функциями распределения по скоростям и энергиям. При этом вблизи подложки происходят процессы упругого рассеяния, перезарядки, ионизации, диссоциации и т. д. При тех энергиях, которые имеют ионы в плазменных устройствах (0,1...3,0 кэВ), преобладает процесс перезарядки, особенно при столкновении одноименных ионов и нейтралов. В этом случае ион ускоряется электрическим полем до момента перезарядки, после чего образуется быстрый нейтрал с массой, равной массе иона, и новый ион с нулевой скоростью. Вектор скорости нейтрала равен скорости иона до перезарядки. Быстрые нейтралы могут появиться при диссоциации многоатомных ионов, если таковые эмитируются плазмой.

Таким образом, взаимодействие частиц в слое, окружающем изделие, приводит к изменению компонентного состава и энергетического состояния потока частиц, бомбардирующих подложку.

Энергия и состав плазменного потока определяют интенсивность и природу процессов, протекающих на поверхности твердых тел, подвергаемых плазменной обработке.

По функциональному назначению плазменные эмиссионные системы для ионно-вакуумной обработки могут служить для целей нагрева поверхности изделия, удаления или нанесения вещества, ионной имплантации или ионной модификации поверхности. Указанные процессы в зависимости от конкретных требований могут быть реализованы при использовании газоразрядных ячеек (камер) различных конструкций, плазменных ускорителей или автономных источников ионов.

Плазменные системы для ионной очистки, травления и нанесения покрытий имеют сходные конструкции. Основное конструктивное различие заключается в том, что в системах плазменного распыления материал, удаляемый с распыляемой поверхности, утилизируется на специальных приемниках или осаждается на элементах технологической камеры, а в системах для нанесения покрытий поток распыленного с поверхности мишени вещества направляется на поверхность изделия, где и происходит его осаждение.

### ***3.2.1. Особенности взаимодействия заряженных частиц с поверхностью твердого тела***

Основным механизмом ионного распыления является процесс передачи импульса ускоренным ионом атому мишени. Если переданная атому энергия превышает пороговую энергию смещения, то атом может перемещаться или непосредственно в направлении к поверхности мишени, или в результате ряда вторичных столкновений. При нормальном падении иона на мишень распыление может происходить только при последовательных вторичных столкновениях первично смещенных атомов.

При попадании частицы на поверхность мишени, между ними, происходят взаимодействия различного типа: 1 – рассеяние ионов на атомах; 2 – поверхностные дислокации; 3 – внутренние дислокации; 4 – физическое распыление; 5 – ионная имплантация; 6 – химическое распыление; 7 – перенос заряда; 8 – адсорбция ионов; 9 – эмиссия электронов; 10 – эмиссия поверхностных ионизированных ионов. Протекание указанных реакций определяется энергией химических связей между атомами обрабатываемой поверхности и

падающими частицами, величиной поверхностных электрических полей, возникающих вследствие асимметрии кристаллической решетки на поверхности, поляризацией падающих частиц и постоянных решетки и температурой подложки.

Падающий ион при определенных условиях может быть отражен обратно атомом или группой атомов бомбардируемого образца, что обычно приводит к отклонению иона от первоначального направления своего движения и к обмену энергией между ионом и атомом мишени. При этом обмен энергией может быть как упругим, так и неупругим, что определяется типом взаимодействующих частиц и энергией иона.

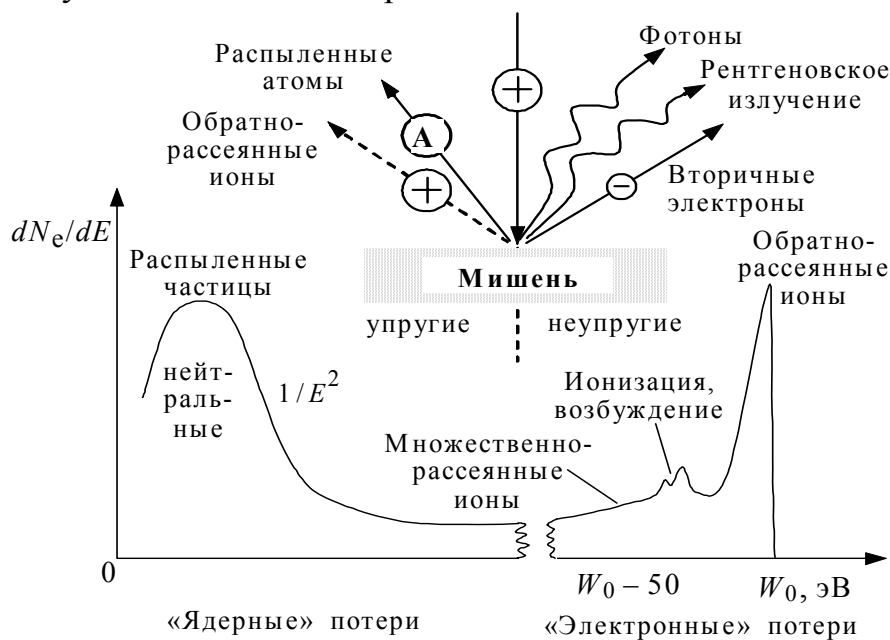


Рис. 3.9. Энергетический спектр ионов и схематическое представление их взаимодействия с мишенью

Для протекания атомной дислокации энергия иона должна быть достаточно для смещения поверхностного атома из положения со слабой связью с кристаллической структурой образца, в положение, где эта связь значительно сильнее. Ионы с более высокими энергиями способны вызывать и внутренние дислокации в глубине образца.

При ионной имплантации ионы проникают в глубь кристаллической решетки и остаются там, полностью израсходовав свою энергию. Химическое распыление происходит в результате взаимодействия ионов с поверхностными атомами, сопровождающееся образованием на поверхности новых хими-

ческих соединений. Вследствие этого самый верхний слой атомов может оказаться в газообразном состоянии и испариться.

В результате процесса Оже-нейтрализации бомбардирующие положительные ионы могут приобретать на поверхности электроны и отражаться от нее уже в виде нейтральных атомов. При ионной бомбардировке металлических поверхностей, в определенных условиях, возможно возникновение вторичной электронной эмиссии, и, если поверхностные атомы возбуждаются до ионизированных состояний, способных покинуть образец, то имеет место вторичная ионная эмиссия.

При анализе процессов передачи энергии от иона твердому телу различают два основных механизма потерь – это соударения с электронами и соударения с ядрами. Первый механизм заключается в том, что взаимодействие ионов с электронами кристаллической решетки сопровождается возбуждением и ионизацией атомов кристалла. Поскольку плотность электронов в веществе высока, а подобные столкновения многочисленны, то этот процесс можно считать непрерывным.

В рамках второго механизма взаимодействие происходит между экранированными зарядами ядер первичного иона и атомами мишени. Частота таких столкновений ниже, поэтому их можно рассматривать как упругие столкновения двух частиц. Ионы высоких энергий хорошо описываются Резерфордским рассеянием, средних энергий — экранированным кулоновским рассеянием и наиболее сложными считаются взаимодействия при малых энергиях.

Кроме перечисленных выше механизмов вклад в энергетические потери дает обмен зарядами между движущимся ионом и атомом мишени. Этот процесс наиболее эффективен, когда относительная скорость иона сравнима с боровской скоростью электрона.

Таким образом, полные потери энергии  $dW_i / dz$  можно представить в виде суммы трех составляющих: ядерной, электронной и обменной. При малых энергиях ионов преобладает их взаимодействие с ядрами. При высоких энергиях – более существенными становятся уже столкновения с электронами. Справедливо следующее эмпирическое правило: передача энергии кристаллической решетке осуществляется в основном за счет ядерных столкновений при энергиях меньше  $A$  [кэВ], где  $A$  – атомный вес первичного иона. В

промежуточном диапазоне энергий вклад потерь, обусловленных обменом заряда, может возрасти примерно до 10 % от полных потерь.

Неупругие взаимодействия с электронами мишени вызывают вторичную электронную эмиссию. При упругих соударениях происходит перераспределение кинетической энергии между сталкивающимися частицами. Рассеивающий атом не только теряет свою энергию, но и меняет направление своего движения. Получающий энергию атом вещества способен покинуть свою позицию и привести к смещению атомов кристаллической решетки, появлению дефектов и поверхностному распылению. Полные потери энергии равны сумме потерь при упругих и неупругих столкновениях.

Энергетический спектр ионов с начальной энергией  $W_0$ , рассеянных твердотельной мишенью, имеет широкий низкоэнергетический максимум в интервале от 10 до 30 эВ, соответствующий испусканию нейтральных атомов (распыленные атомы), и высокоэнергетический – расположенный вблизи энергии первичного иона  $W_{i0}$  (упруго рассеянные ионы) (рис. 3.9).

Передача энергии от иона атомам вещества определяется потенциалом взаимодействия, при этом не существует единой формулы  $U(r)$  для всех расстояний. Наиболее часто в расчетах используют выражение для потенциала взаимодействия, полученное Фирсовым на основе модели атома Томаса–Ферми, в котором учтена экранировка сил взаимодействия атомными электронами. При  $r < 10^{-8}$  см оно имеет вид

$$U(r) = \frac{Z_i Z_a e^2}{4\pi\epsilon_0 r} f_{T-F} \left( \frac{r}{0,8853 a_0 (\sqrt{Z_i} + \sqrt{Z_a})^{-2/3}} \right),$$

где  $Z_i$  и  $Z_a$  – атомные номера бомбардирующего иона и атома кристаллической решетки мишени;  $0,8853 a_0 (\sqrt{Z_i} + \sqrt{Z_a})^{-2/3}$  – радиус экранирования по Фирсову ( $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$  – боровский радиус).

Однако хорошую приближенную формулу для энергетических потерь можно получить, используя для потенциалов простую обратную квадратичную аппроксимацию:

$$\left( \frac{dW}{dz} \right)_n = 0,278 \frac{Z_i Z_a}{\sqrt{Z_i^{2/3} + Z_a^{2/3}}} \frac{m_i}{m_i + m_a} N, \text{ [эВ/нм]},$$

где  $m_i$  и  $m_a$  – массы первичного иона и атома кристаллической решетки;  $N$  – плотность атомов, число частиц в  $\text{нм}^3$ .

Расчеты по этой формуле дают для большинства сочетаний «ион–атом мишени» величину коэффициента энергетических потерь в диапазоне 100...1000 эВ/нм.

Энергия иона  $W$  после рассеяния на заданный угол  $\Theta$  в любой известной системе определяется законами сохранения энергии и импульса:

$$W = W_{i0} \frac{[m_i \cos \Theta \pm \sqrt{m_a^2 - m_i^2 \sin^2 \Theta}]^2}{(m_i + m_a)^2},$$

где  $W_{i0}$  – начальная энергия иона.

Отсюда получается, что величина энергии может изменяться от нуля, при столкновении под очень малым углом, до максимальной, которая передается ионом атому мишени при одиночном соударении:

$$W = W_{i0} \frac{4m_i m_a}{(m_i + m_a)^2}.$$

Длина пробега иона в мишени уменьшается с увеличением атомного номера  $Z$  или плотности  $N$

$$\lambda = 2W_{i0} \frac{1,8 \sqrt{Z_i^{2/3} + Z_a^{2/3}} (m_i + m_a)}{N m_i}.$$

Если взаимодействующие с поверхностью образца ионы обладают такой энергией, что полностью освобождают от связей один или несколько атомов, то происходит физическое распыление поверхности. Коэффициент распыления  $S_{\text{расп}}$ , в этом случае, определяется числом атомов (в основном нейтральных), выбиваемых с поверхности одним падающим ионом. Считают, что коэффициент распыления является функцией атомного номера, причем для него характерна периодичность, согласующаяся с периодической таблицей элементов.

При малых энергиях существует порог возникновения распыления, выше которого коэффициент распыления сперва возрастает, достигая своего максимума, но при очень высоких энергиях снова падает, поскольку в этом случае энергия иона выделяется настолько глубоко в глубине твердого тела, что получивший эту энергию ион не способен выйти на поверхность.

В целом теория распыления основана на механизмах случайных столкновений, уравнении Больцмана и общей теории переноса. Каскад столкновений возникает, когда энергия первичного иона достаточно велика для того, чтобы он мог передать энергию, превышающую энергию смещения атома кристаллической решетки. Распыление появляется в том случае, если участвующие в каскаде атомы пересекают поверхность с энергией, превышающей поверхностную энергию связи  $W_{CB}$ .

Для энергий до 1 кэВ коэффициент распыления может быть определен следующим выражением:

$$S(W_i) = \frac{3}{4\pi^2} \beta \frac{4m_i m_a}{(m_i + m_a)^2} \frac{W_i}{W_{CB}},$$

где  $m_i$  и  $m_a$  – массы бомбардирующего иона и атома мишени;  $\beta$  – безразмерный коэффициент, зависящий от соотношения  $m_i / m_a$ .

При  $m_a / m_i = 0,01 \rightarrow \beta = 0,17$ ;  $m_a / m_i = 0,5 \rightarrow \beta = 0,20$ ;  $m_a / m_i = 1,0 \rightarrow \beta = 0,23$ ;  $m_a / m_i = 5,0 \rightarrow \beta = 0,98$ ;  $m_a / m_i = 10,0 \rightarrow \beta = 5,0$ .

Для энергий в диапазоне нескольких кэВ и средних и больших масс ионов

$$S(W_i) = 4,2 \cdot 10^{18} \beta \frac{Z_i Z_a}{W_{CB} \epsilon_0} e^2 a \frac{m_i}{(m_i + m_a)} S_n(\epsilon),$$

где  $S_n(\epsilon)$  – приведенное ядерное тормозное сечение ионов;  $\epsilon = [m_a W_i / (m_i + m_a)] [4\pi \epsilon_0 a / (e^2 Z_i Z_a)]$  – приведенная энергии ионов ( $a = 0,8853 a_0 / \sqrt{Z_i^{2/3} Z_a^{2/3}}$  – характерный радиус экранирующего электронного облака по модели Томаса–Ферми (параметр экранирования Линдхарда));  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

При  $\epsilon = 0,01 \rightarrow S_n(\epsilon) = 0,211$ ;  $\epsilon = 0,1 \rightarrow S_n(\epsilon) = 0,372$ ;  $\epsilon = 1,0 \rightarrow S_n(\epsilon) = 0,356$ ;  $\epsilon = 10,0 \rightarrow S_n(\epsilon) = 0,128$ ;  $\epsilon = 40,0 \rightarrow S_n(\epsilon) = 0,0493$ .

Коэффициент распыления зависит не только от энергии иона и его массы, но и от угла его падения на поверхность соударения  $\alpha$ . Вероятность же смещения атома зависит только от расстояния этого атома до точки попадания иона в мишень. В подобной модели предполагается, что коэффициент распыления пропорционален площади зоны, определяемой пересечением поверхности мишени с объемом, содержащим каскад столкновений и при низ-

ких энергиях для коэффициента распыления справедливо следующее приближенное равенство:  $S_{\text{расп}}(W_i, \alpha) \approx W_i^{2/3} / \cos \alpha$ .

При столкновении с поверхностью осаждающиеся частицы теряют за какой-то промежуток времени свою избыточную тепловую энергию и переходят в адсорбированное состояние. При этом они обладают достаточно большой диффузионной подвижностью на поверхности подложки, чем в значительной мере и определяется дальнейший процесс образования конденсата.

Максимальные коэффициенты распыления имеют вещества, состоящие из элементов побочной подгруппы первой группы периодической системы: медь, серебро, золото. Их объединяет то обстоятельство, что они имеют полностью заполненную  $d$ -оболочку. Можно считать, что степень заполненности  $d$ -оболочки атома электронами определяет его склонность к распылению. Этим же фактором определяется энергия связи атомов в веществе. Коэффициент распыления обратно пропорционален энергии связи  $W_{\text{св}}$ .

При осаждении частиц различают три типа сцепления покрытия с основой: механическое, химическое и диффузное. Механическое сцепление возможно вследствие сил Ван-дер-Ваальса, наблюдаемое в процессе осаждения металлов в условиях, когда не происходят диффузные процессы, и отсутствует химическое взаимодействие основы и покрытия. Как правило, механическое сцепление с подложкой сильно зависит от шероховатости поверхности и ее чистоты, и является не достаточно прочным.

Химическое сцепление возникает с образованием на границе раздела новых фаз, и прочность ее тем выше, чем больше химическое сродство между подложкой и покрытием.

Наиболее надежное сцепление появляется при взаимодействии диффузии материала основы и покрытия. Химическое и диффузное сцепления возникают при относительно высокой температуре подложки, при которой эти процессы протекают с достаточной скоростью. Для получения хорошего сцепления между основой и покрытием необходимо взаимодействие на толщине одного-двух моноатомных слоев. Практически такое взаимодействие осуществляется в слоях толщиной до нескольких микрон. Качество покрытия и возникновение текстуры роста покрытия определяется условиями конденсации. Решающая роль в этом принадлежит температуре подложки. Для каждой пары: конденсат – подложка, при заданной скорости осаждения существ-



вует своя температура подложки, при которой происходит рост кристаллически-ориентированной пленки.

Возникновение текстур в покрытии определяется условиями конденсации, поэтому для получения пленок высокого качества необходимо, чтобы температура поверхности конденсации  $T_{\text{пов}}$  определенным образом соотносилась с температурой плавления наносимого материала. Выполнение данного условия необходимо для снижения термоконденсационных (растягивающих) напряжений, возникающих в ходе формирования покрытия, из-за градиента температур по толщине покрытия и термических напряжений, образующихся из-за неодинакового расширения или сокращения объемов конденсата и подложки при нагревании или охлаждении.

Изменение температуры подложки влияет на структурные и механические свойства покрытий. Так, при  $T < T_{\text{пов}}$  размер зерен для меди составлял  $\sim 10$  мкм, а при  $T > T_{\text{пов}}$  размер составлял  $\sim 1$  мкм. В литературе встречаются данные, что увеличение температуры подложки ведет также к снижению размеров фиксируемых капельных образований.

От скорости осаждения и интенсивности ионной бомбардировки подложки зависят значения и характер напряжений в пленке. Повышение температуры подложки во время осаждения приводит к уменьшению возникающих напряжений. Изменяя условия конденсации, в процессе напыления удается управлять свойствами получаемых покрытий.

### ***3.2.2. Диодные системы распыления***

Диодные системы распыления представляют собой простейшие устройства для ионно-вакуумной обработки. Схема диодной системы распыления показана на рис. 3.10. Цифрами на рисунке обозначены: 1 – анод; 2 – катод-мишень; 3 – обрабатываемые изделия; 4 – экран; 5 – источник электрического питания; 6 – согласующее устройство.

Диодная система может работать как на постоянном токе (ПТ), так и от источника высокочастотного питания (ВЧ). Детали или мишени устанавливаются на водоохлаждаемом катоде (ВЧ-электроде). Изделия, на которые предполагается наносить покрытия, могут размещаться на заземленном аноде (контрэлектроде) или непосредственно вблизи распыляемых мишеней.

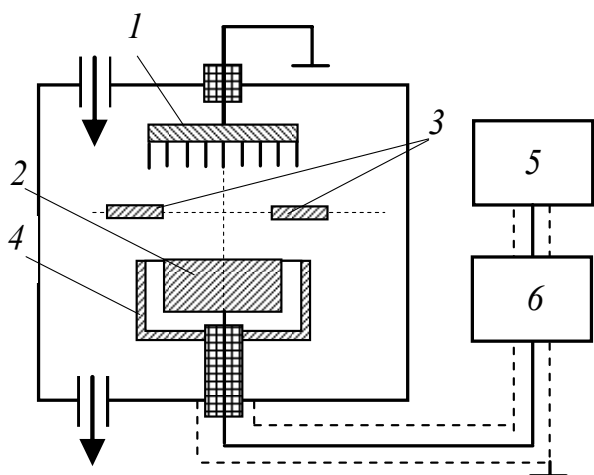


Рис. 3.10. Диодная распылительная система

Для исключения обратного рассеяния и обратной диффузии распыленных атомов (молекул) на аноде иногда устанавливают уловитель распыленных частиц.

Выбор типа источника питания диодной системы определяется в первую очередь поверхностной проводимостью обрабатываемого изделия.

При обработке широкозонных полупроводников и диэлектриков используется ВЧ-питание. В этом случае при отрицательной полярности

напряжения – мишень распыляется, а при положительной – с нее снимается накопленный отрицательный заряд. Части периода высокочастотного напряжения, в течение которых на мишень поступают электронный и ионный токи, обратно пропорциональны подвижности частиц или с большей степенью точности относятся как  $m_e / m_i$  ( $m_e / m_{iAg} = 1,37 \cdot 10^{-5}$ ). К основным параметрам высокочастотной системы добавляется мощность высокочастотного генератора (1...2 кВт), оцениваемая по амплитудному значению высокочастотного напряжения  $U_0$  (0,5...4,0 кВ) с частотой  $f$  или по току в анодной цепи высокочастотного генератора  $I_a$ .

Хорошо проводящие материалы обрабатывают, как правило, в системах постоянного тока.

Далее приведены типичные значения основных параметров диодных систем распыления:

- диапазон рабочих давлений  $p$ , Па.....0,66...6,6 (ВЧ); 1,3...13,3 (ПТ)
- межэлектродное расстояние  $d$ , см.....4...8
- радиус катода (ВЧ-электрода), см.....5...25
- мощность источника питания, кВт.....0,5...5
- напряжение на разряде  $U$ , кВ.....0,5...5
- рабочие частоты  $f$ , МГц (ПТ).....1,76; 5,28; 13,56
- плотность ионного тока на изделии  $j_{iп}$ ,  $mA/cm^2$ .....0,3...1,5

- энергия ионов, бомбардирующих поверхность, кэВ..... $0 \dots U_p$
- температура электронов в плазме  $T_e$ , К..... $(1,5 \dots 5) \cdot 10^4$
- плотность плазмы,  $\text{см}^{-3}$  ..... $5 \cdot 10^9 \dots 5 \cdot 10^{10}$

В диодных системах распыления на постоянном токе в зависимости от давления плазмообразующего газа разряд может поддерживаться в форме аномального или затрудненного тлеющего.

Для расчета режима аномального тлеющего разряда в литературе рекомендуется пользоваться эмпирическими закономерностями, ввиду того что в этом случае теория достаточно сложна, и выводы теории хуже совпадают с данными эксперимента. Так, для расчета величин  $U_K$  и  $d_K$  обычно пользуются эмпирическими формулами

$$U_K = U_{K.H} + \frac{k}{p} (j_K - j_{K.H})^{1/2}; \quad d_K = \frac{a}{\sqrt{j_K}} + \frac{b}{p}, \quad (3.1)$$

где  $k$ ,  $a$  и  $b$  – эмпирические константы, зависящие от вида газа и материала катода.

Для реализации оптимальных условий работы диодных систем на постоянном токе необходимо соблюдать соотношение

$$pd \geq 1,2(pd_K), \quad (3.2)$$

где  $d$  – межэлектродное расстояние;  $d_K$  – ширина области катодного падения напряжения. Поскольку при использовании аргона  $pd_K$  слабо зависит от материала катода и равно примерно  $0,1 \text{ Па} \cdot \text{м}$ , то из условия (3.2) следует, что  $pd_K$  должно быть больше  $0,12 \text{ Па} \cdot \text{м}$ .

Оптимальных условий работы системы при питании от источника ВЧ-напряжения можно достичь, выполняя соотношение

$$\nu_{ea} = 2\pi f, \quad (3.3)$$

где  $\nu_{ea}$  – частота столкновений плазменных электронов с атомами (молекулами).

Исходя из того, что  $\nu_e = \vartheta_e / \lambda_e = \sqrt{8kT_e / (\pi m_e)} / (\lambda_0 / p)$ , из (3.3) можно определить оптимальное значение давления рабочего газа  $p_{opt}$  в системе

$$p_{opt} \approx 2p f \lambda_{e0} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8kT_e}}, \quad (3.4)$$

где  $\lambda_{e0}$  – средняя длина свободного пробега электрона при единичном давлении (для аргона  $\lambda_{e0} = 6,41 \cdot 10^{-3}$  Па·м). Из (1.4) следует, что возрастание рабочей частоты ВЧ-генератора приводит к необходимости повышения давления плазмообразующего газа.

Расстояние между электродами  $d$ , с одной стороны, должно быть больше темного катодного пространства  $d_{сл}$ , а с другой – меньше средней длины направленного пробега распыленных атомов  $L_{a0}$ . Данное условие необходимо для устойчивого поддержания разряда и предотвращения обратного попадания распыленных атомов на катод. Поэтому необходимо выполнение следующего неравенства:

$$d_{сл} < d \leq L_{a0} / p, \quad (3.5)$$

где  $d_{сл}$  – ширина области пристеночного падения напряжения;  $L_{a0}$  – средняя длина направленного пробега распыленных атомов при единичном давлении.

Если неравенство (3.5) не выполняется, то для понижения давления плазмообразующего газа следует применять либо уловитель распыленных частиц, либо магнитное поле. Уловитель представляет собой систему концентрических тонкостенных цилиндров, установленных на аноде. Высота цилиндров  $d_a$  выбирается таким образом, чтобы при условии  $d_{сл} < d$  соблюдалось неравенство

$$d - d_a \leq L_{a0} / p. \quad (3.6)$$

Зазор между соседними цилиндрами уловителя  $l_y$  должен быть, по крайней мере, в три раза меньше их высоты.

Температура электронов в плазме ВЧ-разряда при давлении аргона 0,66...6,6 Па составляет  $(1...3) \cdot 10^4$  К. В промышленных установках генераторы работают на частотах 1,76; 5,28 или 13,56 МГц. При этих условиях длина свободного пробега электронов много меньше расстояния между электродами, а частота их соударений значительно больше рабочей частоты генератора. При этих условиях ионизация плазмообразующего газа происходит в основном в объеме между электродами, поэтому мишень в данных условиях можно рассматривать как зонд Ленгмюра, а характеристики приэлектродных слоев рассчитывать для случая отсутствия столкновений. Из изложенного следует, что значение  $T_e$  будет определяться балансом числа частиц, генери-

руемых электронами в объеме плазмы, и потоком ионов, уходящих из плазмы ВЧ-разряда:

$$e\pi R_M^2(d - d_{\text{сл}})Z_i = \pi R_M^2 \left( 1 + 2 \frac{d - d_{\text{сл}}}{R_M} \right) j_i \approx \pi R_M^2 (1 + \xi) j_i, \quad (3.7)$$

где  $R_M$  – диаметр ВЧ-электрода;  $Z_i$  – скорость ионизации электронным ударом;  $j_i$  – плотность ионного тока насыщения из плазмы;  $\xi$  – относительная площадь, определяющая уход ионов, не попадающих на мишень (в большинстве случаев  $\xi = 0,2 \dots 0,4$ ).

В рассматриваемом случае для оценки  $Z_i$  и  $j_i$  можно использовать выражения

$$Z_i = n_e n_a \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \cdot \alpha_i e^{-\frac{eU_i}{kT_e}} \left( U_i + \frac{2kT_e}{e} \right); \quad (3.8)$$

$$j_i = 0,344 e n_e (2kT_e / m_i)^{1/2}, \quad (3.9)$$

где  $n_e$  – средняя концентрация электронов в плазме;  $n_a$  – концентрация атомов плазмообразующего газа;  $U_i$  – потенциал ионизации плазмообразующего газа;  $m_e$  и  $m_i$  – массы электрона и иона;  $\alpha_i$  – постоянная в линейной аппроксимации сечения ионизации электронным ударом. Подставив (3.8) и (3.9) в (3.7), получим:

$$e^{-\frac{eU_i}{kT_e}} \left( 1 + 2 \frac{kT_e}{eU_i} \right) = \frac{0,344(1 + \xi)}{n_a \alpha_i U_i (d - d_{\text{сл}})} \sqrt{\frac{\pi m_e}{4m_i}}. \quad (3.10)$$

Электронная температура определяется из решения трансцендентного уравнения (3.10). Средняя концентрация электронов в плазме при известных плотности разрядного тока,  $j_p$ , и электронной температуре,  $T_e$ , вычисляется из выражения (3.8) с учетом соотношения

$$j_i = j_p / (1 + \gamma), \quad (3.11)$$

где  $\gamma$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии материала мишени.

В диодных распылительных системах с ВЧ-питанием выполняется условие  $\omega \gg v_{\text{ea}} \chi$ , где  $\omega$  – круговая частота переменного электрического поля;  $\chi$  – коэффициент аккомодации. При этом условии средняя частота ионизации

в ВЧ-поле,  $v_{iВЧ}$ , может быть вычислена через частоту ионизации в постоянном электрическом поле,  $v_i$ . Эффективное значение постоянного электрического поля,  $E_{эф}$ , связано с амплитудой ВЧ-поля,  $E_m$ , соотношением

$$E_{эф} = \frac{E_m}{\sqrt{2}} \frac{v_{ea}}{\sqrt{\omega^2 + v_{ea}^2}}. \quad (3.12)$$

Таким образом, в ВЧ-разряде в распылительных системах  $v_{iВЧ}$  и, следовательно,  $T_e$  примерно постоянны во времени.

Значение  $E_{эф}$  можно оценить с помощью выражения

$$E_{эф} = \sqrt{\frac{v_i U_i}{\eta_i b_{eВЧ}}}, \quad (3.13)$$

где  $\eta_i$  – доля энергии, расходуемая на ионизацию;

$$b_{eВЧ} = b_e \frac{v_e^2}{\omega^2 + v_e^2} \quad (3.14)$$

– подвижность электронов в ВЧ-поле;  $b_e$  – подвижность электрона в постоянном электрическом поле. Ширина слоя объемного заряда  $d_{сл}$  равна амплитуде колебаний электрона в разряде  $A_{em}$ , поэтому

$$d_{сл} = A_{em} = \frac{\sqrt{2} \cdot b_{eВЧ} E_{эф}}{\omega}. \quad (3.15)$$

Значение пристеночного падения напряжения в рассматриваемых условиях можно оценить из «закона степени 3/2»:

$$\frac{I_p}{1 + \gamma} = \frac{4\sqrt{2}\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{e}{m_i}} \cdot \frac{U_K^{3/2}}{d_{сл}}. \quad (3.16)$$

Анализ выражения (3.16) показывает, что значение пристеночного падения напряжения в слое в диодной системе зависит от площади электрода и может быть определено из соотношения

$$\frac{I_p}{1 + \gamma} = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_{сл1}^{3/2}}{d_{сл}^2} S_1 = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_{сл2}^{3/2}}{d_{сл}^2} S_2, \quad (3.17)$$

где  $I_p$  – ток ВЧ-разряда;  $S_1$  и  $S_2$  – площади электродов.

Из (3.17) следует, что

$$\frac{U_{\text{сл1}}}{U_{\text{сл2}}} = \left( \frac{S_2}{S_1} \right)^{3/2}. \quad (3.18)$$

Таким образом, чтобы электрод в диодной системе распыления при ВЧ-питании не распылялся, необходимо увеличить его площадь, как это следует из (3.18).

Полное падение напряжения на ВЧ-разряде  $U_m$  складывается из катодного падения напряжения,  $U_{\text{км}}$ , падения напряжения в плазме положительного столба  $\sqrt{2} \cdot E_{\text{эф}}(d - d_{\text{сл}})$  и падения напряжения в подложке обрабатываемого изделия,  $U_{\text{п}}$ :

$$U_m = \sqrt{[U_{\text{км}} + \sqrt{2} \cdot E_{\text{эф}}(d - d_{\text{сл}})]^2 + U_{\text{п}}^2}. \quad (3.19)$$

Значение  $U_{\text{п}}$  вычисляется как падение напряжения на плоском конденсаторе при протекании через него разрядного тока.

Для оценки мощности  $W_{\text{э}}$ , выделяющейся на электродах в ВЧ-разряде, можно принять, что излучение целиком поглощается ими. Тогда

$$W_{\text{э}} \approx \frac{W_{\text{ВЧ}}}{2} = \frac{I_{\text{рм}} U_m}{4}. \quad (3.20)$$

Использование выражений (3.1)–(3.20) позволяет оценить параметры диодных ВЧ-систем распыления с емкостным высокочастотным разрядом.

При использовании диодных систем для нанесения пленок с целью уменьшения потока плазмообразующего газа на поверхность желательно уменьшать рабочее давление в технологической камере. Этого можно добиться, помещая электродную систему в магнитное поле такой конфигурации, при которой будет снижаться скорость ухода заряженных частиц плазмы (в первую очередь электронов) из области разряда. Значения индукции магнитного поля должны быть достаточными для замагничивания электронного компонента плазмы. Ионы же в ней будут удерживаться возникающими при этом самосогласованными электрическими полями.

### **3.2.3. Многоэлектродные системы распыления**

Среди многоэлектродных систем распыления на практике наибольшее распространение получили триодные (рис. 3.11, а) и тетродные (рис. 3.11, б) системы. На рисунке изображены: 1 – держатель обрабатываемого изделия;

2 – распыляемая мишень; 3 – корпус технологической камеры; 4 – патрубок системы откачки; 5 – анод; 6 – катод; 7 – источник накала термокатода; 8 – источник питания разряда; 9 – источник электрического смещения.

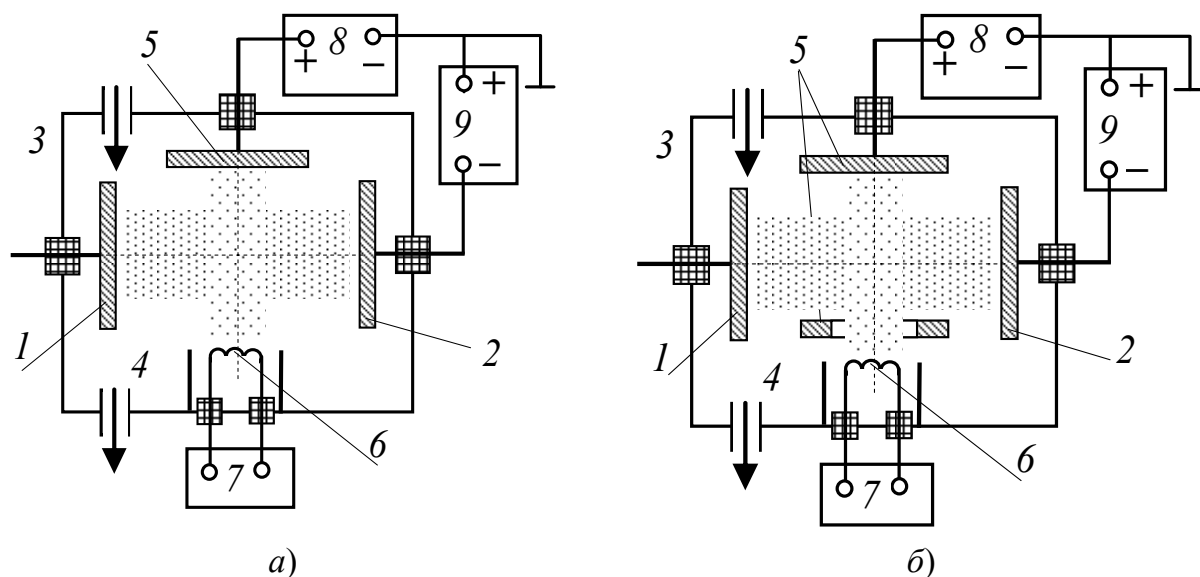


Рис. 3.11. Многоэлектродные распылительные системы

В триодных системах основной разряд возбуждается между катодом 6 и анодом 5. Катод может быть как накаливаемым, так и холодным. В последнем случае для снижения напряжения на основном разряде целесообразно применять полый катод, использование которого обеспечивает горение тлеющего разряда с током до нескольких ампер при давлении плазмообразующего газа в диапазоне  $0,1 \dots 10$  Па и напряжениях на разряде не более  $300 \dots 400$  В.

Использование термокатода в сочетании с магнитным полем позволяет снизить рабочие давления до  $0,05$  Па. На электроде 2 устанавливается либо изделие, поверхность которого подвергается очистке, либо мишень из материала, который используется для нанесения покрытия на изделие, установленное на электроде 1.

На электрод 2 от автономного источника подается отрицательное электрическое смещение относительно потенциала плазмы. Его значение определяет энергию ионов, бомбардирующих электрод. Плотность же потока ионов, бомбардирующих электрод 2, пропорциональна току основного разряда.

В тетродной системе вблизи катода устанавливается дополнительный анод 5. При этом стабилизируется напряжение возбуждения разряда и повышается эффективность ионизации плазмообразующего газа. Указанные фак-



торы приводят к тому, что область устойчивого горения разряда может быть снижена до давления  $10^{-2}$  Па.

В многоэлектродных системах распыления путем установки дополнительных экранов можно разделить зоны разряда и обработки изделия, что позволит дополнительно снизить давление в области обработки и довести его до  $5 \cdot 10^{-3}$ . Скорость распыления материала катода-мишени можно регулировать в пределах  $0,01 \dots 0,3$  мкм/мин. Если мишень или обрабатываемое изделие обладают низкой проводимостью, то смещение на них можно обеспечить, используя источник ВЧ-напряжения  $\vartheta$  (рис. 3.11, б).

В последнее время при использовании в качестве плазмообразующих химически активных газов все более широко применяют системы с ненакапливаемыми катодами на базе несамостоятельных тлеющих разрядов низкого давления (НТРНД).

В простейшем случае триодная система ионной очистки и распыления на базе НТРНД может быть реализована по схеме, показанной на рис. 3.12, где обозначены: 1 – технологическая камера, выполняющая роль полого катода основного разряда; 2 – анод; 3 – карусель с деталями; 4 – ввод плазмообразующего газа; 5 – патрубок откачки вакуумной системы; 6 – источник питания основного разряда; 7 – источник электрического смещения.

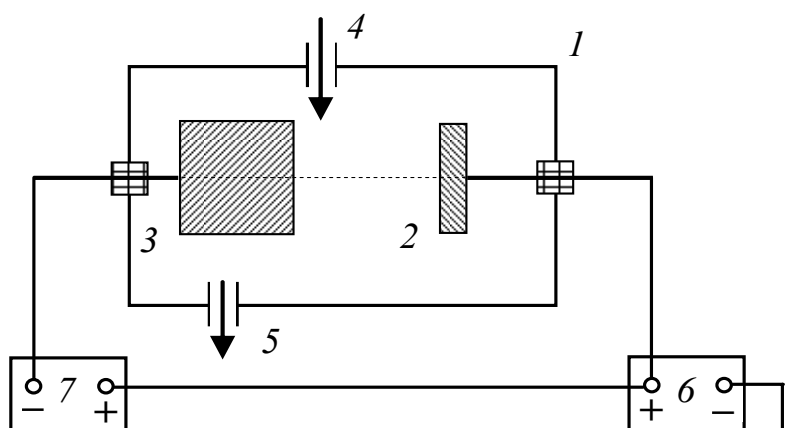


Рис. 3.12. Триодная система ионной очистки и распыления

В основном разрядном промежутке возбуждается тлеющий разряд низкого давления с полым катодом. Его несамостоятельность обусловлена попаданием в разрядный объем электронов, выбиваемых при протекании  $\gamma$ -процессов на обрабатываемых деталях, когда на них подается отрицательное смещение.

При рассмотрении процессов в системе будем считать плазму однородной и стационарной (концентрация электронов в плазме  $n_e$  и их средняя энергия  $T_e$  постоянны по всему объему ГРК и не зависят от времени). Ток основного разряда  $I_p$  в силу закона непрерывности равен анодному току  $I_a$  и может быть записан как

$$I_p = I_a = \begin{cases} j_{e\text{пл}} S_a + I_{\text{б.е}} & \text{при } U_a > 0; \\ j_{e\text{пл}} S_a \exp\left(-\frac{eU_a}{kT_e}\right) + I_{\text{б.е}} - j_{i\text{пл}} S_a & \text{при } U_a < 0, \end{cases} \quad (3.21)$$

где  $j_{e\text{пл}}$  и  $j_{i\text{пл}}$  – плотности электронного и ионного токов насыщения из плазмы;  $S_a$  – площадь приемной поверхности анода;  $I_{\text{б.е}}$  – ток быстрых электронов на анод;  $U_a$  – анодное падение потенциала;  $k$  – постоянная Больцмана.

Плотности плазменных токов насыщения можно оценить из выражений

$$j_{e\text{пл}} = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}; \quad j_{i\text{пл}} \cong 0,4en_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}. \quad (3.22)$$

Наилучшие условия для существования разряда реализуются, когда анодное падение напряжения  $U_a$  положительно и имеет значение не более нескольких вольт. При этом ионы, образовавшиеся в плазме разряда, будут уходить только на катод и обрабатываемые детали, а электроны, приходящие на анод, не будут существенным образом увеличивать свою энергию в анодном падении и не будут дополнительно уносить энергию из разряда. Указанные условия выполняются, если площади анода  $S_a$ , катода  $S_k$  и деталей  $S_d$  связаны соотношением

$$\frac{S_a}{S_k} = 0,4 \sqrt{\frac{4\pi m_e}{m_i}} \left[ \left(1 + \frac{S_d}{S_k}\right) + \gamma_k (1 - a_k) + \gamma_d (1 - a_d) \frac{S_d}{S_k} \right], \quad (3.23)$$

где  $\gamma_k$  и  $\gamma_d$  – коэффициенты вторичной ионно-электронной эмиссии материала катода и деталей, соответственно;  $a_k$  и  $a_d$  – доли быстрых электронов из эмитированных катодом и деталями, достигающих анода с нерастроченной энергией.

Если быстрые электроны успевают до ухода на анод максвеллизироваться ( $a_k = a_d = 0$ ), то из (3.23) можно получить выражение

$$\frac{S_a}{S_k} = 0,4 \sqrt{\frac{4\pi m_e}{m_i}} \left[ (1 + \gamma_k) + (1 + \gamma_d) \frac{S_d}{S_k} \right]. \quad (3.24)$$

Как указывалось ранее,  $T_e$  в плазме разряда определяется балансом между числом ионов, генерируемых в объеме ГРК  $V_\Gamma$  и уходящих из объема на катод и детали с общей площадью  $(S_k + S_d)$ . Уравнение баланса при этом принимает вид

$$v_{i\text{пл}}(1 + \chi_k)V_\Gamma = 0,4 \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}(S_k + S_d), \quad (3.25)$$

где  $\chi_k$  – доля ионизации в объеме ГРК, совершаемая быстрыми электронами. Из (3.25) можно получить выражение

$$\frac{kT_e}{eU_i} = \left[ \ln \left( n_{a0} p \alpha_i \sqrt{\frac{4m_i}{\pi m_e}} \frac{V_\Gamma U_i}{(S_k + S_d)} \frac{(1 + \chi_k) \left( 1 + \frac{2kT_e}{eU_i} \right)}{0,4} \right) \right]^{-1}, \quad (3.26)$$

где  $n_{a0}$  – число Лошмидта;  $\alpha_i$  – постоянная в линейной аппроксимации сечения ионизации электронным ударом.

Выражение (3.26) позволяет найти  $T_e$  методом последовательных приближений. Если  $kT_e \ll eU_i$ , то (3.26) преобразуется в выражение

$$\frac{kT_e}{eU_i} = \left[ \ln \left( n_{a0} p \alpha_i \sqrt{\frac{4m_i}{\pi m_e}} \frac{V_\Gamma U_i}{0,4(S_k + S_d)} \right) \right]^{-1}, \quad (3.27)$$

из которого  $T_e$  можно найти сразу же.

При известном значении  $T_e$  концентрация электронов в плазме может быть определена с помощью выражения

$$n_e = \frac{I_p}{0,4e \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} [(1 + \gamma_k)S_k + (1 + \gamma_d)S_d]}. \quad (3.28)$$

Значение падения напряжения на основном разряде можно найти, решив уравнение баланса энергии в разряде, которое для рассматриваемой модели дает выражение для  $U_p$ :

$$U_p = \frac{W_0}{e\gamma_k} \left\{ \frac{1 + \frac{S_d}{S_k}}{1 + \frac{\gamma_d S_d}{\gamma_k S_k}} + \frac{kT_e}{W_0} \left[ 2 \left( 1 + \gamma_k + \gamma_d \frac{S_d}{S_k} \right) + 0,7 \left( 1 + \frac{S_d}{S_k} \right) \gamma_d \right] \right\}. \quad (3.29)$$

Ввиду того, что на очищаемые детали напряжение смещения подается от независимого источника питания, разность потенциалов между катодом и деталями может иметь как положительный, так и отрицательный знак. Если это напряжение отрицательно, то быстрые электроны от поверхности деталей отражаются, а электроны, выбитые ионами из деталей, в рассматриваемой системе не осциллируют, а уходят на анод или катод. При этих условиях ток в цепи детали  $I_d$  можно записать как

$$I_d = j_{i\text{пл}} (1 + \gamma_d) S_d = 0,4en_e (1 + \gamma_d) S_d \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}. \quad (3.30)$$

При отработке технологии очистки деталей на конкретной установке для технологов будет представлять интерес мощность, выделяемая на деталях при очистке, которая в конечном счете определяет их температуру в разряде, а также скорость ионного травления поверхности деталей. Нагрев деталей определяется балансом мощности, приносимой ионами из плазмы разряда, и мощности, отводимой от деталей за счет излучения, теплопроводности через газ и держатели деталей:

$$P_d = U_d + U_i - \varphi_d \frac{I_p}{1 + \gamma_d} \frac{S_d}{S_k + S_d}, \quad (3.31)$$

где  $\varphi_d$  – работа выхода для материала детали.

Скорость распыления материала поверхности детали можно определить с помощью выражения

$$v_p = 1,04 \cdot 10^{-5} \left( S(U_d) \frac{A}{\rho} \frac{I_p}{(1 + \gamma_d) (S_k + S_d)} \right), \quad (3.32)$$

где  $S(U)_d$  – коэффициент катодного распыления;  $A$  – атомная масса;  $\rho$  – плотность материала детали;  $I_p$  – разрядный ток;  $S_k$ ,  $S_d$  – площадь катода и детали.

Таким образом, с помощью выражений (3.21)–(3.32) можно рассчитать все необходимые характеристики систем ионной очистки на базе несамостоятельного тлеющего разряда.

#### ***3.2.4. Плазменная система для ионной очистки и травления диэлектриков***

Особенность очистки диэлектрических поверхностей ионными потоками состоит в необходимости нейтрализовать положительный поверхностный заряд, возникающий при ионной бомбардировке, усугубляемой явлением вторичной ионно-электронной эмиссии. Для этой цели используют компенсированные по току пучки ионов, совмещение на обрабатываемой поверхности ионных пучков с электронными пучками или плазменные системы с высокочастотным электропитанием. Значительно реже применяется схема очистки с использованием потоков быстрых нейтралов и созданием условий для нейтрализации поверхностного заряда, возникающего вследствие вторичной ионно-электронной эмиссии, что обусловлено относительной сложностью конструкций перезарядных камер и довольно узким диапазоном давлений, при которых они удовлетворительно работают.

Вместе с тем, анализ характера движения ионов в области катодного падения напряжения показывает, что спектр энергий ионов на катоде во многом определяется явлением перезарядки. При этом спектр энергий атомов, бомбардирующих поверхность, существенно расширяется в область высоких энергий вплоть до значений, определяемых разрядным напряжением. Таким образом, если поверхность катода сделать частично прозрачной для частиц, ускоряемых и генерируемых в области катодного падения напряжения, то во внешнем пространстве будет распространяться поток этих частиц, который можно использовать для бомбардировки поверхности с целью очистки или травления последней.

С учетом изложенного, триодная система для очистки и травления диэлектриков на постоянном токе может быть построена по схеме, представленной на рис. 3.13. Здесь изображены: 1 – пластинчатый катод; 2 – плоский катод вспомогательного разряда; 3 – заземленный анод (корпус технологической камеры); 4 – заземленный экран; 5 – деталь.

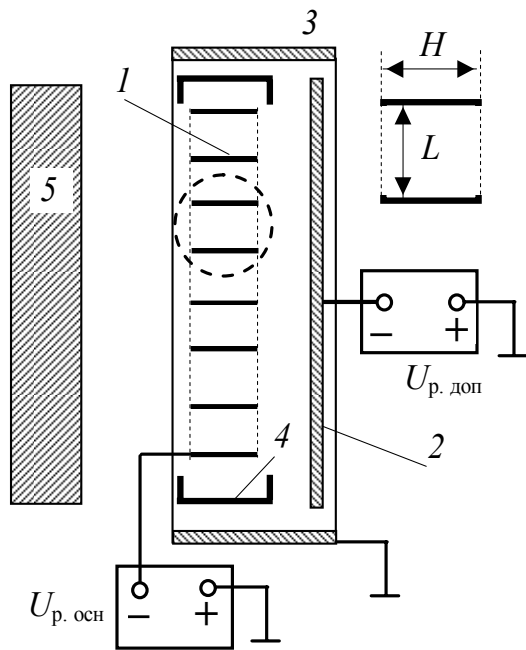


Рис. 3.13. Триодная система для очистки и травления диэлектриков на постоянном токе

системы, разряд локализуется в пространстве между основным пластинчатым и дополнительным плоским катодами.

Для выхода быстрых атомов за пределы пластинчатого катода параметры и режимы разрядной системы должны быть подобраны так, чтобы выполнялось неравенство  $d_k > 0,5L$ . Если это неравенство не выполняется, плазма из разрядного объема будет проникать в пространство между отдельными пластинами основного катода, и он утратит свойства полупроницаемого электрода.

Остановимся на физической картине явлений, определяющих в рассматриваемой распылительной системе плотность и энергетический спектр тяжелых частиц, бомбардирующих обрабатываемое изделие. На рис. 3.14 схематически показаны распределение потенциала в плоскости, расположенной на расстоянии  $0,5L$  от соседних пластин основного катода (частная плоскость симметрии), а также предполагаемый характер распределения эквипотенциалов электрического поля в области катодного падения напряжения основного разряда.

В простейшем случае в системе в качестве полупроницаемого катода используется электрод, набранный из отдельных пластин. И основной, и дополнительный разряды возбуждаются в межэлектродном объеме. Роль анода выполняют стенки технологической камеры.

По характеру физических процессов описываемая система сходна с источником ионов с седловидным электрическим полем, в котором для повышения эффективности генерации ионов в разрядном объеме создаются условия для осцилляции быстрых катодных электронов. Это обстоятельство приводит к тому, что, несмотря на открытый характер

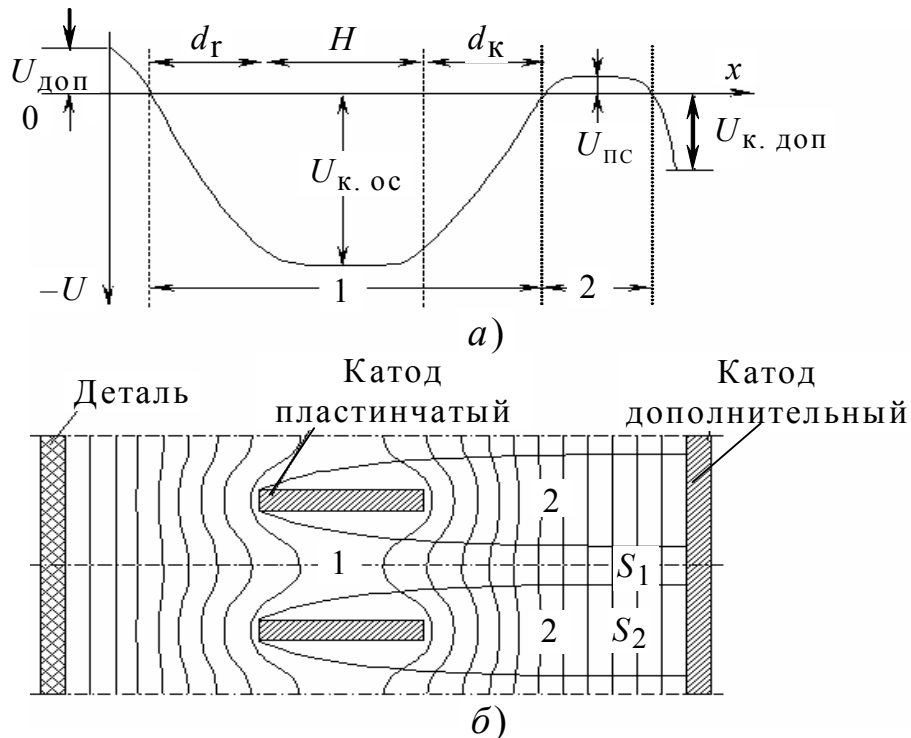


Рис. 3.14. Распределение потенциала – *a* и электрического поля в электродной системе – *б* в области пластинчатого катода

Анализ распределения потенциала (рис. 3.14, *a*) показывает, что спектр быстрых атомов, бомбардирующих деталь, формируется в результате перезарядки быстрых ионов в области 1. При этом, строго говоря, перезаряжаться на атомах могут как первичные ионы, вошедшие в область катодного падения напряжения из области положительного столба 2, так и ионы, образованные вследствие перезарядки и дополнительно ускоренные в области катодного падения.

Симметричное распределение потенциала в области 1 приводит к тому, что ионы, не перезарядившиеся в этой области, на выходе из нее имеют низкие энергии, определяемые значением отрицательного анодного падения, которое, как правило, не превышает 10 В. Вследствие этого положительные ионы обрабатываемой поверхности детали не достигают и не заряжают ее.

Быстрые атомы, бомбардирующие обрабатываемую поверхность, наряду с распылением поверхностных атомов обуславливают также и поток электронов, возникающий вследствие вторичной ионно-электронной эмиссии. Однако в стационарном режиме облучения на поверхности диэлектрика появляется лишь небольшой положительный потенциал, который обеспечивает возврат  $\gamma$ -электронов обратно на поверхность обрабатываемой детали. Значе-

ние потенциала детали определяется максимальным значением энергии вторичных электронов, выбиваемых с ее поверхности.

Анализ картины распределения электрического поля в области пластинчатого катода (рис. 3.14, б) показывает, что пространство катодного падения напряжения может быть разделено на две области. Попадая в область 1, быстрые атомы перезарядки выходят из области пластинчатого катода и создают поток частиц, направленный в сторону обрабатываемой поверхности. Попадая в область 2, ионы и быстрые атомы перезарядки бомбардируют поверхность пластинчатого катода, генерируя вторичные  $\gamma$ -электроны. Таким образом, ток в основном разрядном промежутке  $I_p$  будет определяться соотношением

$$I_p = I_{ик} + \gamma_1 I_{ик} + \gamma_2 I_{ак}, \quad (3.33)$$

где  $I_{ик}$  – ток ионов на катод;  $I_{ак}$  – ток быстрых атомов на катод;  $\gamma_1$  – эффективное значение коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии, возбуждаемой ионами, а  $\gamma_2$  – то же по отношению к потоку быстрых атомов перезарядки. Соотношение между количеством ионов, входящих в область катодного падения напряжения и попадающих на катод, и количеством ионов, выходящих из положительного столба и участвующих в генерации потока быстрых атомов, идущих на обрабатываемую деталь,  $\alpha_k$ , формально определяется соотношением площадей  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 3.14, б):

$$\alpha_k = S_1/S_2. \quad (3.34)$$

В свою очередь, значения  $S_1$  и  $S_2$  будут определяться геометрией пластинчатого электрода ( $H, L$ ) и значением  $d_k$ .

Если  $H$  и  $L$  могут быть выбраны независимо, то значение  $d_k$  зависит от рода и давления газа, плотности тока разряда и напряжения на основном разряде  $U_p$ . Для оценки значения  $d_k$  можно использовать «закон степени 3/2» в виде

$$j_{iпл} = \frac{5,48 \cdot 10^{-8} U_p^{3/2}}{(1 + \gamma_{эф}) \sqrt{A} d_k^2 f^2}, \quad (3.35)$$



где  $j_{i\text{пл}}$  – плотность ионного тока на границе плазмы;  $A$  – атомная масса газа;  $f$  – функция, учитывающая реальную форму границы плазмы и геометрию катодной пластины.

Ввиду отсутствия в конструкции магнитного поля, система при плотностях тока в разряде до  $1,5 \dots 2,0$  мА/см<sup>2</sup> и напряжении на основном разряде до 4 кВ способна стационарно функционировать при установке ее в рабочую камеру в режиме естественного радиационного охлаждения. Это не требует введения в камеру водяного охлаждения и позволяет перемещать систему очистки по ее объему. Это достоинство конструкции обусловлено тем фактом, что повышение температуры поверхности вторичного эмиттера до значений  $0,8 T_{\text{пл}}$  ( $T_{\text{пл}}$  – температура плавления) не приводит к существенным изменениям его эмиссионных характеристик и, как следствие, не изменяет характеристик разряда.

### ***3.2.5. Многоэлектродный модуль с комбинированным разрядом***

Применение многоэлектродных ионно-плазменных систем на базе НТРНД для комбинированной ионно-вакуумной обработки, сочетающей диффузионное ионно-стимулированное насыщение поверхностного слоя легирующим элементом с последующим нанесением функционального упрочняющего покрытия, весьма перспективно.

Перечисленные методы нанесения покрытий реализуются при парциальном давлении азота в диапазоне  $10^{-2} \dots 10^{-1}$  Па. Указанный диапазон давлений азота желательно сохранить и для операции азотирования.

Процесс ионного азотирования целесообразно проводить в многоэлектродной плазменной эмиссионной системе на базе несамостоятельного тлеющего разряда, где в качестве дополнительного плазменного катода используется вакуумно-дуговой испаритель, который можно использовать также для синтеза упрочняющего покрытия на поверхности, подвергнутой азотированию.

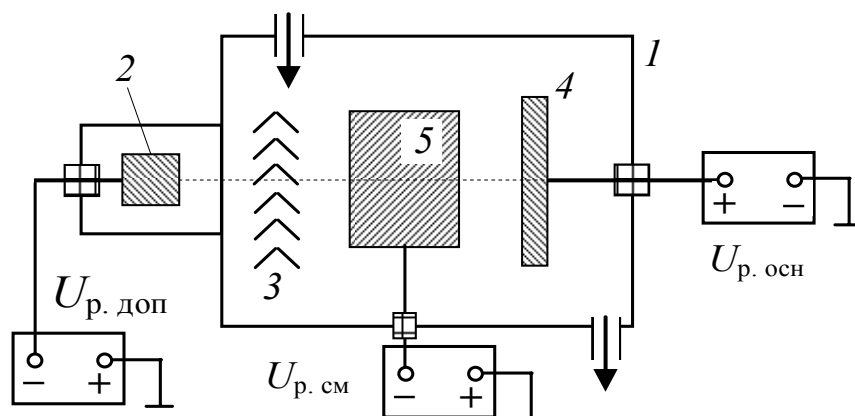


Рис. 3.15. Многоэлектродная плазменная эмиссионная система

Схема модуля показана на рис. 3.15, где обозначены 1 – полный катод основного разряда (корпус камеры азотирования); 2 – катод дополнительного дугового разряда; 3 – заслонка, непроницаемая для металлической плазмы; 4 – анод основного разряда; 5 – обрабатываемое изделие. Основной разряд в камере возбуждается между стенками камеры (катодом) и анодом, охлаждаемым водой. В качестве дополнительного плазменного катода используется вакуумный дуговой испаритель торцевого типа. Обрабатываемые детали помещаются на внутрикамерной оснастке, изолированной от корпуса камеры. На детали подается смещение от отдельного регулируемого источника напряжения. Чтобы исключить попадание ионов металлической плазмы из катода дугового разряда на обрабатываемую деталь на этапе азотирования, секция вакуумного дугового разряда перекрывается подвижной заслонкой.

Газовый сильноточный разряд возбуждается между локальным анодом и корпусом вакуумной камеры. Генератором электронов, необходимым для инициации и поддержания этого разряда, является дополнительный дуговой разряд с расходуемым катодом. Газовый сильноточный дуговой разряд производит интенсивную ионизацию насыщающего газа (азота) и позволяет осуществлять азотирование при давлении  $10^{-2} \dots 10^{-1}$  Па, что практически соответствует давлению газа при нанесении покрытий. Ионы газа, генерируемые этим разрядом, дополнительно ускоряются подачей отрицательного потенциала на обрабатываемые детали.

Технологический процесс ионного азотирования начинается с ионной очистки и нагрева деталей до температуры азотирования ( $500 \dots 550$  °С), при этом напряжение на азотируемой детали  $1000 \dots 1500$  В; плотность ионного тока  $4 \dots 10$  мА/см<sup>2</sup>; плотность потока мощности  $4 \dots 15$  Вт/см<sup>2</sup>; давление газа

(аргон, азот)  $10^{-2}$  Па; ток дугового разряда 30...40 А. После достижения температуры азотирования напряжение на деталях снижается до 200...500 В для поддержания температуры детали на уровне 500 °С, процесс азотирования происходит в течение 1...2 ч в среде азота при давлении  $10^{-2}$  Па. По окончании процесса деталь выдерживают в вакууме, охлаждая ее до температуры 400 °С. После этого производится ионная очистка деталей ионами аргона в течение 5...20 мин, при этом на них подается отрицательный потенциал 200...300 В. В конце можно нанести износостойкое покрытие по традиционной технологии.

Установлено, что при длительности процесса насыщения 1 ч толщина азотированного слоя на образцах из сталей 40Х, 40Х13, Х12 и 5ХНМ почти в 1,5...2,0 раза больше, чем толщина слоя, получаемая традиционным ионным азотированием, и составляет, соответственно, 35...40, 40...50, 80...90, 110...120 мкм. Класс шероховатости поверхности после азотирования изменяется с 11...12 на 8...10 в зависимости от давления азота в камере.

### ***3.2.6. Магнетронные системы распыления***

Среди плазменных систем, в которых используется принцип ионного распыления, магнетронные распылительные системы (МРС) занимают особое положение, что обусловлено следующими их особенностями: низкими давлениями плазмообразующего газа ( $p = 0,1 \dots 1,0$  Па) по сравнению с диодными системами; возрастанием скорости распыления катода-мишени в десятки–сотни раз; снижением уровней рабочих напряжений до значений, при которых наблюдается максимальная энергетическая эффективность процесса ионного распыления (400...700 В); способностью распылять химические соединения и многокомпонентные сплавы с сохранением стехиометрии наносимого соединения; возможностью создавать покрытия с высокой степенью однородности на больших площадях без применения оснастки со сложными пространственными траекториями движения; отсутствием в пароплазменном потоке капельной фракции; хорошей воспроизводимостью свойств покрытий; возможностью построения на базе магнетронных распылительных систем полностью автоматизированных установок для нанесения покрытий.

В разрядном промежутке магнетронных систем одновременно с элек-

трическим полем действует магнитное поле, что позволяет без увеличения концентрации электронов повысить плотность плазмы. В этом случае наложение магнитного поля эквивалентно увеличению давления газа:

$$p_{\text{ЭКВ}} = p_0 [1 + (\omega_e \tau_e)^2]^{1/2},$$

где  $p_0$  – рабочее давление при отсутствии магнитного поля;  $\omega_e = eB/m_e$  – циклотронная частота электрона;  $\tau_e$  – время между столкновениями электрона с атомами рабочего газа.

В этом случае влияние магнитного поля становится эффективным при  $\omega_e \tau_e \gg 1$ . Для стационарного режима существования разряда в магнетронной распылительной системе характерны следующие условия:

$$\omega_e \tau_e \gg 1; \quad \omega_i \tau_i < 1; \quad r_e < d < r_i; \quad \lambda_i > d,$$

где  $\omega_i$  – циклотронная частота иона;  $\tau_i$  – время между столкновениями ионов с потерей направленного импульса;  $r_e$  и  $r_i$  – циклотронные радиусы электрона и иона соответственно;  $d$  – расстояние между электродами;  $\lambda_i$  – длина свободного пробега иона.

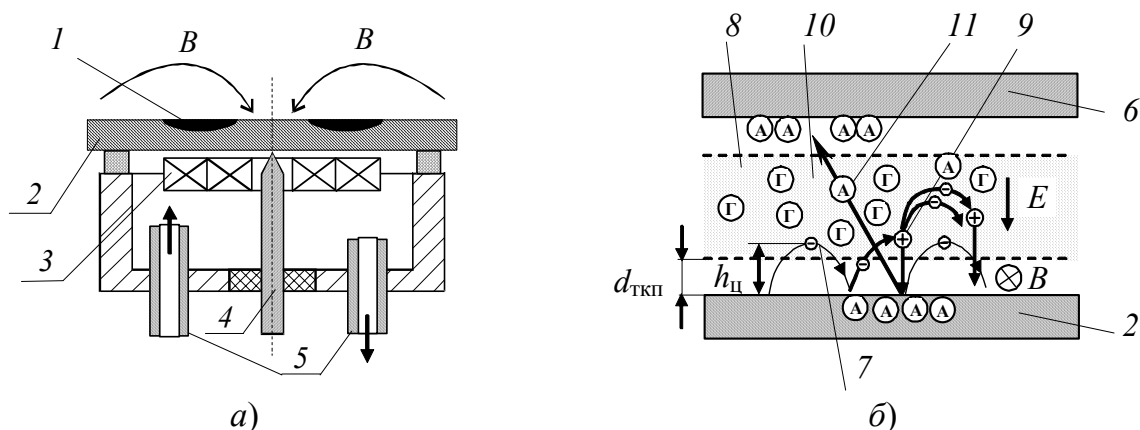


Рис. 3.16. Схема магнетронной распылительной системы (а) и схема разрядного промежутка (б)

В МРС реализуется аномальный тлеющий разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях. Схема МРС приведена на рис. 3.16, а, где обозначены линии индукции магнитного поля  $B$ , с зоной удержания разряда  $1$  на катоде-мишени  $2$  магнитной системой стабилизации  $3$ . Конструкция катода также включает токовый ввод  $4$  и систему водяного охлаждения  $5$ . Разряд горит между катодом  $2$  и анодом  $6$  (рис. 3.16, б). Энергия движущихся электронов расходуется на ионизацию атомов рабочего газа и поддержание плазменного разряда.

В рабочей зоне магнетрона электрическое поле  $E$  перпендикулярно, а магнитное поле  $B$  тангенциально поверхности катода-мишени 2. Значения индукции магнитного поля лежат в диапазоне 30...150 мТл. При такой индукции плазма будет замагничена по электронному компоненту, а ионы практически не подвержены влиянию магнитного поля. В этой ситуации составляющая дрейфовой скорости электронов плазмы будет перпендикулярна векторам как электрического, так и магнитного полей.

При использовании МРС выбитые из катода электроны 7 ускоряются в области темного катодного пространства шириной  $d_{\text{ТКП}}$  и с большими энергиями попадают в область плазмы 8, где дрейфуют параллельно поверхности катода по замкнутым циклоидальным траекториям  $h_{\text{ц}}$ . Переход на траекторию, более удаленную от поверхности катода-мишени, возможен только при столкновении 9 в области плазмы 8 электрона 7 с атомом плазмообразующего газа 10.

В среднем при одном столкновении электрон смещается в направлении электрического поля на расстояние порядка ларморовского радиуса  $R_{\text{л}}$  (ларморовской называют окружность, по которой движется заряженная частица в поперечном магнитном поле).

В связи с этим в МРС ларморовский радиус начинает играть роль, аналогичную роли длины свободного пробега в разрядах без магнитного поля. Так как  $R_{\text{л}}$  электронов в МРС имеет порядок 1 мм, быстрые свободные электроны как бы запираются в своеобразную ловушку, создаваемую, с одной стороны, магнитным полем, возвращающим электроны на катод, а с другой стороны, поверхностью мишени, их отталкивающей. В этой ловушке электроны перемещаются по сложным траекториям и находятся до тех пор, пока не произойдет несколько ионизирующих или возбуждающих столкновений с атомами рабочего газа, в результате которых они потеряют энергию, полученную от электрического поля. При длительной циркуляции электронов увеличивается концентрация положительных ионов 9 у поверхности мишени. Это, в свою очередь, приводит к интенсивной бомбардировке мишени и позволяет получить плотность тока на два порядка больше, чем при катодном распылении. Распыляемый поток вещества 11 устремляется к подложке и осаждается на ней в виде пленки. Если магнитная ловушка над рабочей поверхностью катода достаточно эффективна, и электрон находится в ней до

тех пор, пока вся энергия не будет использована на поддержание и образование плазмы, то один электрон способен произвести  $N = W_e / W_0$  ионов, где  $W_e = eU_p$  – энергия, полученная электроном от электрического поля, а  $W_0$  – суммарная энергия, затрачиваемая им на один акт ионизации (для аргона  $W_0 = 4,8 \cdot 10^{-18}$  Дж/ион или 30 эВ/ион).

Наличие магнитного поля снижает напряжение зажигания разряда до 1000 В и менее, а падение напряжения на разряде лежит в диапазоне 200...700 В, что значительно меньше, чем в диодных системах ионного распыления.

Увеличение времени нахождения электрона вблизи катода-мишени приводит к возрастанию концентрации плазмы до  $10^{11} \dots 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , что обеспечивает плотность ионного тока на распыляемую поверхность катода-мишени до  $1 \text{ А/см}^2$  и более. Предельные плотности токов на катоде МРС, как правило, ограничены возможностями системы охлаждения мишени. В табл. 3.2 приведены типичные значения параметров современных МРС.

В зависимости от значения индукции магнитного поля в МРС могут быть реализованы различные распределения потенциала между электродами. Однако на практике наибольшее распространение получили МРС с планарными или коническими катодами, магнитное поле в которых сосредоточено вблизи катода-мишени, а вблизи анода оно мало. При этих условиях значительная доля разрядного напряжения сосредоточена в области катодного падения напряжения.

Наиболее полное представление о механизме разряда в МРС дает вольт-амперная характеристика (ВАХ). Как показали исследования, существенное влияние на вид ВАХ оказывают давление плазмообразующего газа, значение магнитной индукции, материал катода-мишени и степень его эрозии. При уменьшении давления ВАХ сдвигается в область более высоких значений напряжения и наблюдается возрастание крутизны характеристики. Аналогичным образом ведет себя ВАХ при изменении значений индукции магнитного поля в МРС.

Оценки, выполненные для условий, соответствующих разрядам в МРС, показали, что в любом сечении области катодного падения напряжения плотность положительного объемного заряда не менее чем на два порядка пре-

восходит плотность объемного заряда электронов. Электронный пространственный заряд нужно учитывать только в системах с накаливаемым катодом.

Т а б л и ц а 3.2

**Параметры МРС с возбуждением на постоянном токе**

Параметр	Значение
Плотность плазмы, см <sup>-3</sup>	10 <sup>10</sup> ... 10 <sup>14</sup>
Энергия, эВ: – первичных электронов; – вторичных электронов; – ионов; – отраженных от мишени атомов рабочего газа; – распыления атомов мишени	2,0...20 400...800 0,2...2,0 50...150 20...100
Гиромангнитный радиус, мм: – электрона; – иона	1,0...3,0 5,0...50
Ширина темного катодного пространства, мм	3,0
Давление рабочего газа, Па	0,3...1,5
Сила тока разряда, А	0,25...100
Напряжение разряда, В	400...800
Плотность ионного тока, А/см <sup>2</sup>	0,1...0,2
Магнитная индукция, Тл	0,01...0,05
Диаметр мишени, м	0,005...5,0
Скорость распыления, мкм/мин: – материала с малым коэффициентом распыления (W, Mo и др.); – материала с большим коэффициентом распыления (Ag, Au, Pt, Cu)	0,1...0,5 1,0...1,5

С учетом изложенного решения уравнения Пуассона для области катодного падения напряжения в МРС будут следующими:

- при низких давлениях (ионы проходят слой без соударений)

$$j_p = 2\varepsilon_0(1 + \gamma) \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \xi \frac{U_K^{3/2}}{d_K^2}; \quad (3.36)$$

- в режиме сильного поля (ионы при движении в слое принимают участие в процессе перезарядки)

$$j_p = \frac{10\sqrt{5} \cdot \varepsilon_0 (1 + \gamma) b_{\Pi} U_{\kappa}^{3/2}}{9\sqrt{3} \cdot d_{\kappa}^{2/5}}; \quad (3.37)$$

– в режиме подвижности

$$j_p = \frac{9\varepsilon_0 b_i U_{\kappa}^2}{8d_{\kappa}^3}, \quad (3.38)$$

где  $j_p$  – плотность разрядного тока на катоде-мишени;  $b_{\Pi}$  – подвижность ионов в режиме перезарядки;  $b_i$  – подвижность ионов при упругих соударениях;  $U_{\kappa}$  – катодное падение напряжения, которое не сильно отличается от полного разрядного напряжения  $U_p$ ;  $\xi = 0,6 \dots 0,8$  – коэффициент, учитывающий, что средняя энергия ионов на катоде меньше, чем энергия, определяемая из падения напряжения на разряде.

Выражения (3.36)–(3.38) связывают три параметра в области катодного падения напряжения: плотность разрядного тока, падение напряжения и ширину слоя. Выражение для ВАХ можно получить, используя условие самостоятельности разряда в форме

$$\int_0^{d_{\kappa}} \alpha(x) dx = \ln \left( 1 + \frac{1 - A_{\text{ПС}}}{\gamma_{\text{эф}}} \right), \quad (3.39)$$

где  $\alpha(x)$  – коэффициент объемной ионизации газа электронным ударом;  $A_{\text{ПС}}$  – доля ионного тока на катоде, обусловленная ионами, приходящими из плазмы положительного столба разряда ( $0 < A_{\text{ПС}} < 1$ );  $\gamma_{\text{эф}}$  – эффективный коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии материала катода-мишени (зависит от рода газа).

В присутствии магнитного поля, тангенциального к поверхности катода, электрон, выбиваемый из него, движется по циклоиде. Его смещение в направлении анода возможно только вследствие столкновений с атомами (молекулами) плазмообразующего газа. Для рассматриваемого случая принято считать, что при каждом столкновении электрон продвигается в направлении к аноду в среднем на величину  $R_{\text{Л}}$  [м], что позволяет в первом приближении для коэффициента объемной ионизации записать выражение

$$\alpha = 1/R_{\text{Л}}. \quad (3.40)$$



Для области катодного падения напряжения, где  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  взаимно перпендикулярны, выражение для  $R_{\text{Л}}$  можно представить в виде

$$R_{\text{Л}} = \frac{E}{\omega_e B} = 5,65 \cdot 10^{-12} \frac{E}{B^2}, \quad (3.41)$$

где  $\omega_e = eB/m$  – циклотронная частота для электрона.

При изменении разрядных условий может сильно измениться отношение ларморовского радиуса к ширине области катодного падения потенциала, что, в свою очередь, будет приводить к изменению взаимодействия областей плазмы положительного столба и катодного падения потенциала.

Выражение для плотности тока разряда в условиях применимости теории Таусенда имеет вид

$$j_p = j_{\text{и ПС}} \left\{ \frac{A_{\text{ПС}} \gamma e^{\alpha d_{\text{к}}}}{1 - \gamma(e^{\alpha d_{\text{к}}} - 1)} + 1 \right\}. \quad (3.42)$$

Обычно в отсутствие магнитного поля для вычисления  $\alpha$  используют выражение

$$\frac{\alpha}{p} = \frac{1}{\lambda_{e0}} \exp \frac{U_i}{E(\lambda_{e0}/p)} = A^* \exp[B^*(p/E)], \quad (3.43)$$

где  $\lambda_{e0}$  – длина свободного пробега электронов в газе при единичном давлении;  $A^*$  и  $B^*$  – постоянные аппроксимации, получаемые экспериментально.

Если в промежутке имеется поперечное магнитное поле, то его влияние на величину  $\alpha$  можно приближенно оценить следующим образом.

Рассматривая характер движения отдельного электрона, в случае когда  $\vec{E} \perp \vec{B}$ , видим, что его смещение в направлении  $\vec{E}$  возможно только вследствие столкновения с атомами газа. И, как было отмечено ранее, длину свободного пробега электрона в этом случае можно оценить как

$$\lambda_e(p, B) = R_{\text{Л}}. \quad (3.44)$$

Суммарное влияние газокинетического давления плазмообразующего газа и магнитного поля можно оценить по выражению

$$\frac{1}{\lambda_e(p, B)} = \frac{1}{\lambda_e(p)} + \frac{1}{\lambda_e(B)}, \quad (3.45)$$

или

$$\frac{1}{\lambda_e(p, B)} = \frac{p}{\lambda_{e0}} + \frac{1}{R_{\Gamma}(B)}. \quad (3.46)$$

С учетом выражений (3.40) и (3.46) получим:

$$\lambda_e(p, B) = \frac{\lambda_{e0}}{p} \frac{1}{1 + \omega_e \frac{B \lambda_{e0}}{E \cdot p}}. \quad (3.47)$$

Отсюда следует, что эффективное давление  $p_{\text{эф}}(B)$ , которое надо подставить в (3.47), можно оценить как

$$p_{\text{эф}}(B) = p \left( 1 + \omega_e \frac{B \lambda_{e0}}{E p} \right). \quad (3.48)$$

Подставив (3.48) в (3.43), получим

$$\frac{\alpha}{p} = A^* \left( 1 + \omega_e \frac{B \lambda_{e0}}{E p} \right) \exp \left( - \frac{B^* p}{E [1 + \omega_e (B \lambda_{e0} / E p)]} \right). \quad (3.49)$$

Выражение (3.48) можно записать в виде

$$p_{\text{эф}}(B) = p \left( 1 + \frac{p_M}{p} \right). \quad (3.50)$$

В свою очередь,

$$p_M = \omega_e \lambda_{e0} (B / E), \quad (3.51)$$

где  $\lambda_{e0}$  – длина свободного пробега электрона по отношению к процессам ионизации. Для  $\lambda_{e0}$  можно использовать выражение

$$\lambda_{e0} = (A^*)^{-1}. \quad (3.52)$$

Для вычисления интеграла в (3.39) используем выражение (3.49) и положим, что распределение электрического поля в области катодного падения напряжения подчиняется линейному закону

$$E(x) = E_K (1 - x / d_K), \quad (3.53)$$

где  $E_K$  – значение напряженности электрического поля на катоде.

С учетом изложенного выражение (3.39) после интегрирования примет вид

$$1 = \frac{A^* B^* p_{\text{эф}}^2 d_K^2}{2U_K \ln \left( 1 + \frac{1 - A_{\text{ПС}}}{\gamma^*} \right)} \text{li} \left( \frac{2U_K}{p_{\text{эф}} B^2 d_K} \right), \quad (3.54)$$

где  $\text{li } x$  – интегральный логарифм.

Для случая низких давлений подставим в (3.54) выражение (3.36), тогда в безразмерном виде оно запишется

$$1 = \frac{\tilde{U}_k^{1/2}}{\tilde{j}_p} \text{li}[(\tilde{U}_k^{1/2} \tilde{j}_p)^{1/2}], \quad (3.55)$$

где  $\tilde{U}_k$  и  $\tilde{j}_p$  – безразмерные падения напряжения и плотности тока разряда ( $\tilde{U}_k = C_1 U_k$ ,  $\tilde{j}_p = C_2 j_p$ ),

$$C_1 = \frac{2A^*}{B^* \ln\left(1 - \frac{1 - A_{\text{ПС}}}{\gamma^*}\right)}, \quad C_2 = \frac{\sqrt{2} \cdot \left[ \ln\left(1 + \frac{1 - A_{\text{ПС}}}{\gamma^*}\right) \right]}{\sqrt{A^* B^{*3}} \cdot p_{\text{эф}}^2 \varepsilon_0 (1 + \gamma_{\text{эф}}) \sqrt{\frac{2e}{m_i} \xi}}. \quad (3.56)$$

Выражение (3.55) представляет собой безразмерную ВАХ планарного магнетрона в неявном виде.

При расчетах для оценки  $A_{\text{ПС}}$  можно использовать выражение

$$A_{\text{ПС}} = 1 - \sqrt{j_{p \min} / j_p}, \quad (3.57)$$

где  $j_{p \min}$  – минимальная плотность разрядного тока в МРС, аналогичная нормальной плотности тока в тлеющем разряде.

От давления  $p$  рабочего газа и индукции магнитного поля  $B$  зависит рабочее напряжение (рис. 3.17).

Стабильный разряд существует в области определенных значений магнитной индукции  $B$  и рабочего давления  $p$ , причем, чем ниже выбранное давление, тем большее магнитное поле необходимо создать для поддержания разряда (рис. 3.18). По достижении индукцией некоторого значения порядка 0,1 Тл, возникает, а затем увеличивается падение напряжения вблизи анода и, как результат, в прианодной области формируется отрицательный пространственный заряд. Следствием этого является ускорение электронов в данной области, которая становится главной областью ионизации. Поэтому распыление ведется обычно в относительно слабых магнитных полях с индукцией 0,03...0,1 Тл при наличии как катодного, так и анодного падения напряжения.

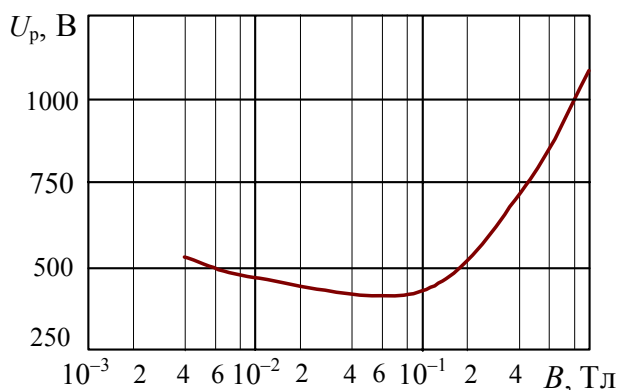


Рис. 3.17. Зависимость рабочего напряжения от индукции магнитного поля при постоянных значениях тока разряда и давления

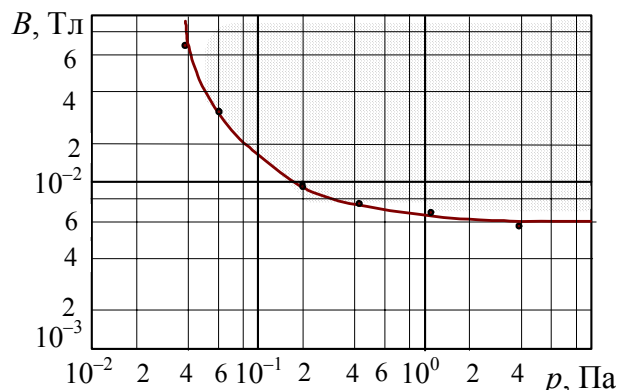


Рис. 3.18. Область существования стабильного разряда в цилиндрической магнетронной распылительной системе

Основными *достоинствами* MPC как инструмента ионно-плазменной технологии являются:

- универсальность процесса, позволяющая получать пленки металлов, сплавов, полупроводников и диэлектриков;
- высокая скорость осаждения (до нескольких микрон в минуту) и возможность регулировать ее в широких пределах;
- сохранение соотношения основных компонентов при распылении сложных веществ;
- высокая чистота пленок;
- высокая адгезия пленок к подложке;
- возможность изменения структуры и свойств пленок за счет потенциала смещения на подложке, давления и состава газовой среды, одновременного распыления нескольких мишеней и другими способами;
- низкая пористость пленок даже при малых толщинах;
- более низкие по сравнению с обычной диодной системой распыления радиационное и тепловое воздействия на обрабатываемую структуру;
- возможность проводить процесс в реактивной среде разреженного газа, что позволяет получать пленки нитридов, карбидов, оксидов и других соединений;
- способность ряда материалов к самораспылению при высоких плотностях тока на мишени;

– более высокая эффективность процесса по сравнению с проходящими в обычных распылительных системах диодного и триодного типов;

– способность процесса к формализации, т. е. возможность составлять (на основе аналитических зависимостей технологических параметров получаемых структур от операционных параметров процесса) математическое описание (алгоритм) процесса и впоследствии управлять им с помощью ЭВМ или микропроцессора;

– инверсность процесса, позволяющая использовать его для осаждения и травления широкого класса материалов;

– адаптивность (жизненность) процесса, т. е. способность длительное время существовать в условиях непрерывного появления новых конкурентоспособных процессов;

– возможность создавать на их основе линии непрерывного действия, поскольку мишени обладают достаточно большим запасом распыляемого материала, а использование количественных соотношений между различными параметрами процесса позволяет автоматически управлять режимами осаждения тонких пленок.

*К недостаткам МРС относятся:*

– сравнительно невысокий коэффициент использования материала мишени (около 25 % для плоской мишени) и необходимость для его увеличения усложнять форму мишени или конструкцию магнитной системы;

– сравнительно высокая неравномерность осаждаемой пленки по толщине в результате распыления материала из узкой зоны эрозии в виде V-образной канавки, имеющей форму кольца или эллипса; углубление этой канавки по мере распыления мишени уменьшает пространственный угол распыления, вследствие чего уменьшается равномерность пленки по толщине; повышение равномерности пленки требует планетарного или возвратно-поступательного движения подложек, что существенно усложняет конструкцию внутрикамерного устройства;

– появление на поверхности мишени или между мишенью (катодом) и анодом сильноточных дуг вследствие структурных неоднородностей, а также наличие оксидных пленок и загрязнений на поверхности мишени, что вызывает нестабильность процесса осаждения и ухудшает качество формируемых пленок; для устранения дуг необходимо использовать мишени из высокока-

чественного материала и проводить их предварительную тренировку; кроме того, система электропитания должна быть устойчива к сильным перегрузкам, которые могут возникать при появлении дуги;

- наличие потока высокоэнергетичных электронов, создающих основную температурную нагрузку на подложку (до 60 %); чтобы ограничить попадание на подложку высокоэнергетичных электронов, требуется изолировать держатель подложек от корпуса установки, а также использовать дополнительную диафрагму (анод);

- наличие потока отраженных нейтрализованных ионов Ag с энергией до 160 эВ; когда осаждение пленок производится на тонкие изоляционные слои, требуется их термализация;

- сравнительно высокое давление рабочего газа (0,3...1,5 Па), в результате чего требуется его эффективная очистка для устранения загрязнений.

Функциональная конструкция МРС включает катод-мишень из распыляемого материала, систему водяного охлаждения мишени и магнитную систему. При высоких требованиях к качеству покрытий, наносимых с помощью МРС, стоимость магнетронной распылительной системы будет определяться в основном стоимостью катода-мишени, так как к ней предъявляются жесткие требования: высокая степень чистоты материала мишени (до 99,99 %); точность стехиометрии для сложных соединений; равномерность распределения легирующих примесей по объему мишени; отсутствие инородных включений, трещин, пустот.

Основная доля энергии, приносимой ионами, бомбардирующими мишень, превращается в тепло. Поэтому при больших скоростях распыления и отсутствии должного охлаждения температура мишени может подняться до 500°C и более. В результате может произойти окисление мишени, ее деформация или даже плавление. Чтобы не допустить этого, в МРС нужно применять эффективные системы охлаждения. В МРС применяют системы с прямым и косвенным охлаждением.

Системы прямого охлаждения более эффективны. Однако опасность попадания охлаждающей воды в технологическую установку при выработке мишени ограничивает их распространенность. При использовании систем косвенного охлаждения для улучшения теплового контакта мишени с держателем иногда используют легкоплавкие припои на основе In, Bi, Pb, Sn.

Магнитные системы МРС должны обеспечивать:

- формирование у поверхности катода-мишени одной или нескольких катодных ловушек с тангенциальной составляющей магнитной индукции у поверхности в пределах 0,02...0,1 Тл;
- стабильность магнитной индукции в условиях длительной эксплуатации и значительных температурных воздействий;
- длительную эксплуатацию в условиях контакта элементов магнитной системы с потоком охлаждающей жидкости.

Обычно магнитная система состоит из источника магнитного поля (постоянный магнит или электромагнит) и полюсных наконечников, обеспечивающих формирование магнитного поля требуемой топологии.

В случаях, когда необходимо изменять индукцию и конфигурацию магнитного поля, используют электромагниты. Однако платой за это является:

- необходимость использования дополнительного источника питания;
- повышение требований к электрической изоляции;
- дополнительный нагрев мишени;
- высокие удельные массогабаритные характеристики.

Для повышения конкурентоспособности МРС необходимо принимать меры по повышению коэффициента использования материала мишени. Среди них наибольшее распространение получили:

- профилирование поверхности мишени;
- применение магнитных систем специальной конструкции;
- использование перемещения магнитной системы относительно катода-мишени.

Скорость нанесения покрытий без плавления катода-мишени в МРС может достигать 1,5 мкм/мин. Увеличить скорость нанесения покрытий позволяет распыление из катодных тиглей, содержащих напыляемое вещество. Если МРС допускает работу с мишенью-катодом в расплавленном состоянии, то возможно следующее:

- большие удельные мощности, подводимые к мишени, вызовут дальнейшее нарастание скорости распыления;
- температура расплава катода-мишени может возрасти настолько, что генерация пароплазменного потока будет происходить не только за счет ионного распыления, но также за счет термического испарения, что приведет к

повышению энергетической эффективности МРС, так как тепло, которое раньше уносилось охлаждающей жидкостью, теперь пойдет на испарение мишени;

- повышение давления насыщенного пара материала мишени приведет к тому, что можно будет значительно уменьшить скорость подачи плазмообразующего газа или совсем прекратить его подачу, что повысит чистоту наносимых покрытий;

- в течение всего срока службы поверхность мишени останется плоской, что определяет временную стабильность пароплазменного потока наносимого вещества.

При распылении из жидкой фазы скорость нанесения покрытий может увеличиться на порядок и дойти до 10 мкм/мин и более. При этом тенденция к фракционированию сплавов при распылении проявляется в меньшей степени, чем при обычном термическом испарении, и значительно повышается адгезия пленок к материалу основы.

При нанесении покрытий из магнитных материалов необходимо учитывать их шунтирующее действие на магнитную систему МРС. При нанесении магнитных материалов с помощью МРС используют:

- тонкослойные мишени, материал в которых насыщается и поле выходит наружу;

- нагрев катода-мишени до температуры, превышающей точку Кюри, в результате чего она теряет свои магнитные свойства;

- соответствующую геометрию катода-мишени;

- магнитные системы специальной конструкции.

Равномерность покрытий, наносимых при помощи МРС, можно обеспечивать, применяя планетарное перемещение деталей относительно МРС, оптимизируя расположение обрабатываемой поверхности и геометрические размеры зоны распыления катода-мишени.

Для исключения бомбардировки поверхности, на которую наносится покрытие, быстрыми электронами, вылетающими из катода-мишени в местах входа и выхода силовых линий магнитного поля, применяют заземленные экраны, установка которых может в 1,5...2,5 раза снизить тепловую нагрузку на покрываемую поверхность.



Введение в состав плазмообразующей смеси химически активных газов позволяет получать покрытия из оксидов, нитридов, силицидов и других соединений. Для управления стехиометрией наносимых пленок необходимо согласовывать скорости конденсации на поверхности элементов, из которых синтезируется покрытие. Этого можно добиться согласованием мощности, вкладываемой в магнетронный разряд, и парциального давления химически активного газа, участвующего в реакции синтеза покрытия.

### 3.3. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Несмотря на принципиальные различия между рассмотренными ионно-плазменными системами, они характеризуются важным общим моментом: воздействие на поверхность происходит в основном за счет конденсации нейтральных частиц, обладающих невысокой энергией.

Частицы с более высокой энергией могут быть получены лишь с помощью технологических плазменных ускорителей. Увеличение энергии частицы выше тепловой приводит уже не только к ее конденсации из потока, но и к нехарактерным для тепловых процессов таким физическим эффектам, как распыление поверхностного слоя и внедрение в материал подложки. Изменение энергии частицы позволяет управлять составом, структурой и свойствами модифицируемых поверхностных слоев. Кроме этого обеспечивается возможность протекания в рабочем объеме плазмохимических процессов с образованием новых веществ композиционного состава.

#### 3.3.1. Электродные ускорители плазмы

Современная классификация ускорителей плазмы подразделяет их на *тепловые* и *электромагнитные*. Кроме этих двух типов, можно также выделить ускорители плазмы, основанные на ее *диамагнитных свойствах*.

*Тепловые ускорители* плазмы не позволяют, как правило, достигать больших скоростей плазменной струи. Тем не менее, они находят широкое применение в современной технике в качестве генераторов плазмы (плазмотронов). Среди тепловых ускорителей основной интерес представляют неизотермические ускорители, в которых  $p_e \gg p_i$ , что объясняет возникающие трудности при создании плазмы с высокой температурой ионов  $T_i$ , и

сравнительно просто – с «горячими» электронами ( $T_e \gg T_i$ ). Конструктивно неизотермический ускоритель представляет собой «магнитное сопло», в котором либо путём инъекции быстрых электронов, либо путём электронного циклотронного резонанса создают плазму с «горячими» электронами,  $T_e \approx 10^7 \dots 10^9$  К ( $kT_e \approx 10^3 \dots 10^5$  эВ).

Электромагнитные ускорители по характеру подвода энергии подразделяются на три класса: *радиационные* – ускорение плазменного потока происходит за счёт давления электромагнитной волны, падающей на плазменный сгусток (волноводные и лазерные); *индукционные* – импульсные системы, в которых внешнее нарастающее магнитное поле  $B$  индуцирует ток  $j$ , взаимодействие которого с радиальной составляющей внешнего магнитного поля создаёт силу Ампера, ускоряющую плазменный сгусток; *электродные* – плазменные ускорители (с внешним магнитным полем и с собственным магнитным полем), в которых существует непосредственный контакт ускоряемой плазмы с электродами, подключенными к источнику питания.

Все ускорители плазмы, кроме различных методов подвода энергии, могут классифицироваться так же по методам получения плазмы, предназначенной для ускорения.

Наиболее распространенными и изученными являются электродные ускорители плазмы, у которых электроды подключены к источнику электроэнергии и служат для пропускания тока через плазму. В результате взаимодействия тока либо с внешним магнитным полем, либо с собственным магнитным полем, возникает электродинамическая сила (сила Ампера), определяющая процесс ускорения плазмы.

Первый ускоритель плазмы (электродная система с собственным магнитным полем) был исследован в СССР академиком Л. А. Арцимовичем с сотрудниками в середине 50-х годов XX в.

Ускоритель состоял из двух электродов («рельсов»), расположенных в вакуумной камере и соединенных перемычкой из тонкой проволоки (рис. 3.19, а). Заряженный конденсатор 3 подключался к электродам. При замыкании ключа 4, протекающий по проволоке 5 ток (достигающий десятков и сотен кА), пережигал ее, и испаряющиеся пары металла электрически пробивались высоким напряжением, приложенным к электродам, формируя в объеме между электродами сгусток плазмы. На ток в плазменном объеме воздейст-

вует собственное магнитное поле электрического контура, в результате чего за время порядка  $10^{-6}$  с и происходит ускорение сгустка до нескольких десятков километров в секунду.

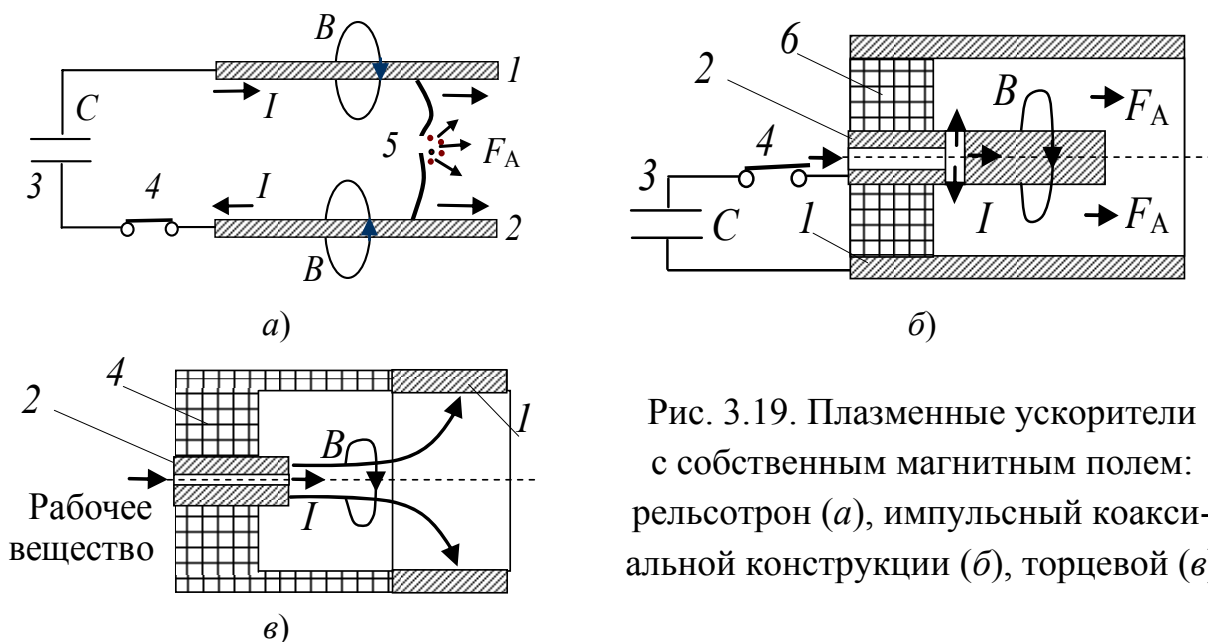


Рис. 3.19. Плазменные ускорители с собственным магнитным полем: рельсотрон (а), импульсный коаксиальной конструкции (б), торцевой (в)

Сила Ампера  $F_A$ , величина и направление которой определяется векторным равенством  $F_A = \vec{J} \times \vec{B}$ , где  $\vec{J}$  – плотность тока;  $\vec{B}$  – индукция магнитного поля, имеет одинаковое направление вблизи обоих электродов 1 и 2.

Несовершенство данной конструкции ускорителя заключается в том, что после каждого импульса необходимо менять инициирующий электрод.

Дальнейшим этапом развития электродных ускорителей с собственным магнитным полем явилось создание импульсного коаксиального ускорителя плазмы (рис. 3.19, б). Ускоритель состоит из двух коаксиальных электродов 1 и 2, разделенных изолятором б. Рабочее вещество в газообразном виде подается в ускоритель через канал в электроде 2. Накопительная емкость 3 заряжена до напряжения, достаточного для пробоя межэлектродного промежутка. При подключении емкости 3 к электродам в объеме ускорителя формируется разряд. Сила, ускоряющая плазменный сгусток, может быть определена как результат взаимодействия кругового магнитного поля  $B$  (обусловленного протеканием тока по центральному электроду) с током  $I$ , протекающего по разрядному промежутку от центрального – к внешнему электроду.

В этом случае ускорение сгустка плазмы происходит под действием силы Ампера  $F_A$ , возникающей при взаимодействии радиальной составляю-

щей тока с азимутальной составляющей собственного магнитного поля, позволяя формировать плазменные сгустки со скоростями до  $10^8$  см/сек и общим числом частиц до  $10^{18}$ .

Исследования коаксиальных ускорителей показали, что значительное повышение скорости плазменного сгустка достигается при применении импульсного напуска газа. Объясняется это тем, что при непрерывном заполнении объема ускорителя газообразным рабочим веществом плазменный сгусток при своем ускорении захватывает значительную часть нейтрального газа и, толкая его перед собой, испытывает значительное сопротивление при движении. Опыт работы с коаксиальными ускорителями плазмы показал также, что в этих устройствах может заметно проявляться эрозия электродов. Кроме того, приэлектродные скачки потенциала заметно снижают эффективность работы.

Попытки улучшить характеристики коаксиальных ускорителей привели к созданию ускорителей торцевого типа. Принцип их действия совершенно аналогичен принципу действия коаксиальных устройств. Отличие заключается в том, что роль центрального электрода выполняет плазменный шнур. Схематически торцевой ускоритель изображен на рис. 3.19, в.

Преимущество торцевого ускорителя состоит в том, что плазма рабочего вещества в меньшей степени загрязняется продуктами эрозии электродов, а сам разряд более стабилен, поскольку место его существования на электродах более фиксировано, чем в коаксиальном ускорителе. В результате катод прогревается до температур, при которых ток поддерживается за счет термоэлектронной эмиссии. Такой режим благоприятен с точки зрения уменьшения эрозии катода и, следовательно, увеличения ресурса работы устройства.

Все электродные ускорители с собственным магнитным полем эффективны лишь при больших токах. Это необходимо для создания магнитного поля с достаточной для работы устройства величиной индукции. На практике при работе в импульсных режимах токи достигают  $10^6$  А. При стационарной работе торцевых ускорителей достаточным оказывается ток  $10^4$  А для получения потока плазмы со скоростью до  $10^5$  м/с (при этом падение напряжения на разряде составляет несколько десятков вольт). Для уменьшения разрядных токов необходимо применять внешнее магнитное поле.

Эффективным инструментом для реализации технологических процессов являются плазменные ускорители, обеспечивающие получение плазменных потоков различных веществ, для перевода которых в плазменную фазу используются процессы эрозии электродов в вакуумно-дуговых разрядах.

Торцевые холловские плазменные ускорители (ТХПУ) получили свое название от условия, что источником плазмы является торцевая поверхность катода, а под действием внешнего пространственного неоднородного магнитного поля в плазме возникает холловский ток. Принципиальная схема ускорителя показана на рис. 3.20.

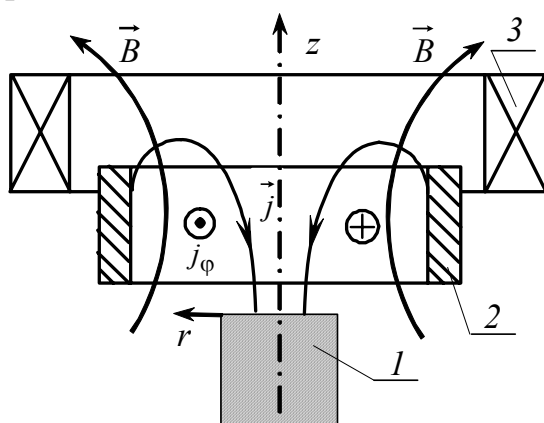


Рис. 3.20. Принципиальная схема торцевого холловского плазменного ускорителя: 1 – катод; 2 – анод; 3 – соленоид, формирующий магнитное поле

Для его работы необходимо наличие пространственного неоднородного внешнего магнитного поля, которое в простейшем случае создается с помощью короткого соленоида. Для генерации плазмы наносимого материала между анодом и катодом формируется вакуумно-дуговой разряд. В зависимости от конкретных условий один из электродов ускорителя подвергается эрозии, и разряд существует в парах материала этого электрода. В итоге между электродами образуется плазма.

Для ее ускорения в ТХПУ используется внешнее магнитное поле. Если пренебречь газокинетическими эффектами, что допустимо в рассматриваемых условиях, то силу  $F$ , вызывающую ускорение, можно выразить в первом приближении следующим образом:

$$F = F_1 + F_2,$$

$$F_1 = \int_V j_r B_\phi ds dr - \frac{1}{2} \int_S j_z B_\phi r ds, \quad (3.58)$$

$$F_2 = \int_V j_\varphi B_r ds dr - \frac{1}{2} \int_S j_\varphi B_z r ds ,$$

где  $V$  – объем плазмы;  $j_r, j_z, j_\varphi$  – радиальная, продольная и азимутальная составляющие вектора плотности тока разряда;  $B_r, B_z, B_\varphi$  – составляющие вектора индукции магнитного поля, обусловленные как магнитным полем соленоида, так и собственным магнитным полем плазменного потока;  $S$  – сечение струи плазмы вблизи поверхности катода.

В такой системе азимутальная составляющая магнитного поля  $B_\varphi$  определяется только магнитным полем плазменного потока, поскольку эта составляющая магнитного поля соленоида отсутствует. В технологических холловских плазменных ускорителях, работающих при токах от нескольких десятков до сотен ампер, влиянием собственного магнитного поля плазмы можно пренебречь, следовательно  $B_\varphi \approx 0$ . В связи с этим, из системы уравнений (3.58) следует, что ускорение осуществляется в основном за счет силы  $F_2$ , которая оказывается прямо пропорциональной силе тока разряда.

Формирование силы  $F_2$  обусловлено следующими процессами. При взаимодействии радиальной составляющей вектора плотности тока  $j_r$  с продольной составляющей вектора магнитной индукции соленоида  $B_z$  в плазме индуцируется азимутальная составляющая плотности тока  $j_\varphi$ . Наличие этой составляющей тока и радиальной составляющей вектора магнитной индукции  $B_r$  и вызывает ускорение плазменного потока в направлении оси  $z$ .

Конечно, дополнительное ускорение плазмы в данном случае происходит за счет энергии источника электрического питания, который поддерживает разряд между электродами, а не за счет магнитного поля соленоида. Действие магнитного поля приводит к увеличению импеданса плазменного потока, и для поддержания тока разряда на том же уровне необходима большая разность потенциалов, действующая между анодом и катодом.

Скорость истечения плазменного потока  $v_{пл}$ , формируемого ускорителем, определяется соотношением:  $v_{пл} = F / \dot{m}$ , где  $\dot{m}$  – секундный расход материала, подверженного эрозии электрода. Величина  $\dot{m}$  зависит от материала электрода, определяемого видом вакуумной дуги.

Для технологических плазменных ускорителей характерен диапазон энергий ионов от 10 до  $10^3$  эВ, для которого характерно протекание конкурирующих процессов конденсации, интенсивного распыления и внедрения ионов. Если на обрабатываемую поверхность попадает поток ионов с энергией  $W_i$  и плотностью ионного тока  $j_i$ , то из условия баланса масс скорость роста наносимого покрытия определяется выражением:

$$\mathfrak{D}_{\text{рост}} = j_i \frac{\chi(W_i) - S(W_i)}{\xi e n_0},$$

где  $j_i$  – плотность ионного потока на обрабатываемое изделие;  $\chi(W_i)$  – коэффициент аккомодации (доля конденсирующихся ионов);  $S(W_i)$  – коэффициент распыления (доля ионов, покидающих поверхностный слой);  $\xi$  – среднее зарядовое число ионов в плазме;  $n_0$  – концентрация частиц в поверхностном, неуплотненном слое с характерной толщиной, равной пробегу ионов.

Коэффициенты  $\chi(W_i)$  и  $S(W_i)$  зависят от энергии бомбардирующих поверхность ионов  $W_i$ . За счет управления энергией частицы, удается осуществлять плавный переход от режима очистки обрабатываемого изделия к режиму нанесения покрытия, что в результате способствует образованию высококачественного покрытия с высокой адгезией.

В области энергий от 1 до 10 эВ основным процессом является конденсация заряженных частиц из ускоренного ионного потока, протекающая на фоне более слабого процесса распыления. Данные условия являются основными при осаждении покрытия в вакууме.

При дальнейшем увеличении энергии ионов до  $10^3$  эВ, вследствие усиления относительной роли распыления, скорость роста формируемого покрытия монотонно падает. Когда коэффициенты аккомодации и распыления уравнивают друг друга:  $\chi(W_i) = S(W_i)$ , скорость роста становится равной нулю. При энергии свыше  $10^3$  эВ, уже существенными становятся эффекты внедрения ионов вглубь кристаллической решетки.

Важным частным случаем внедрения является процесс, проводимый в импульсном режиме с энергией частиц до  $10^6$  эВ. Данный процесс зависит лишь от энергии ионов и дозы облучения, и соответствует эффекту образования “захороненного” слоя, нашедшего свое применение в полупроводниковой технологии (ионная имплантация полупроводников).

Таким образом, благодаря высокой энергии частиц, происходит непрерывная бомбардировка обрабатываемой поверхности ионами осаждающего материала, что способствует образованию высококачественного покрытия с высокой адгезией.

Управление энергией частиц, позволяет процесс нанесения покрытия проводить в два этапа. Благодаря высокой энергии ионов, достигающей нескольких кэВ при задании на обрабатываемую поверхность отрицательного потенциала в 1...2 кВ, на первом этапе осуществляется очистка поверхности подложки, заключающаяся в распылении с обрабатываемой поверхности загрязнений, адсорбированных и окисных пленок. Одновременно с распылением происходит и внедрение ионов в материал обрабатываемой поверхности, что приводит к формированию псевдодиффузного слоя, имеющего большое значение в повышении адгезионных свойств получаемого покрытия.

После окончания процесса очистки и формирования псевдодиффузного слоя напряжение смещения уменьшается примерно на порядок, и технологический процесс переходит в стадию формирования покрытия, определяющийся на различных подложках температурой нагрева обрабатываемой поверхности. Повышение температуры связано с передачей подложке энергии ионов напыляемого материала и с выделяющимся при конденсации теплом. Поэтому, физической границей рассматриваемого технологического процесса является максимально допустимый поток мощности на подложку ( $10^5 \dots 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>), который еще может быть снят принудительным охлаждением.

Наиболее ярким представителем из дуговых разрядов является дуга с испаряющимся интегрально-холодным катодом. Используемые на его базе вакуумно-дуговые источники плазмы позволяют наносить покрытия как на металлические, так и на диэлектрические подложки, из чистых металлов, осуществлять плазмохимический синтез простых и сложных соединений, воспроизводить сплавы и получать сложные комбинированные покрытия.

### ***3.3.2. Вакуумно-дуговые источники плазмы***

Стремление интенсифицировать процессы получения покрытий, сохранить стехиометрический состав исходных материалов, повысить чистоту пле-



нок и их адгезию к подложке привело к широкому использованию вакуумно-дуговых источников плазмы.

При давлении ниже  $10^{-3}$  Па на охлаждаемом катоде и аноде с развитой поверхностью катодная форма дуги развивается в парах материала катода. Рассматриваемый тип разряда устойчив в широком диапазоне токов: от десятков до тысячи ампер и более при напряжении горения всего несколько десятков вольт, которое практически не зависит от значения разрядного тока. Основную часть разрядного напряжения составляет катодное падение потенциала, определяемое в основном свойствами материала катода. На аноде разряд распределен диффузно, поэтому данный электрод не эродирует, а играет роль пассивного коллектора электронов и продуктов эрозии материала катода.

Схема вакуумно-дугового источника плазмы с коаксиальной системой электродов и внешней магнитной системой стабилизации катодных пятен представлена на рис. 3.21. Конструкция источника плазмы включает в себя цилиндрический анод 1 с развитой поверхностью. Центральный торцевой катод 2 выполнен из материала, образующего металлическую плазму. В боковую поверхность катода упирается поджигающий электрод 3. Экран 4 служит для предотвращения ухода катодных пятен на нерабочую поверхность катода.

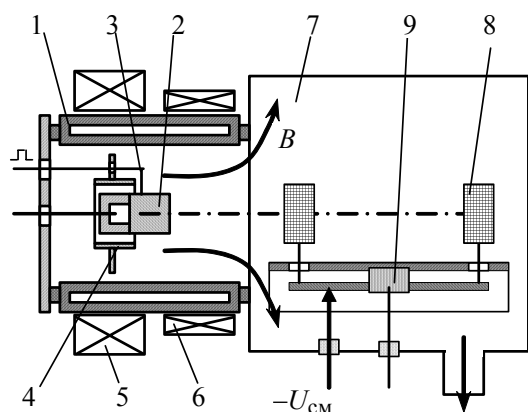


Рис. 3.21. Вакуумно-дуговой источник плазмы коаксиальной конструкции

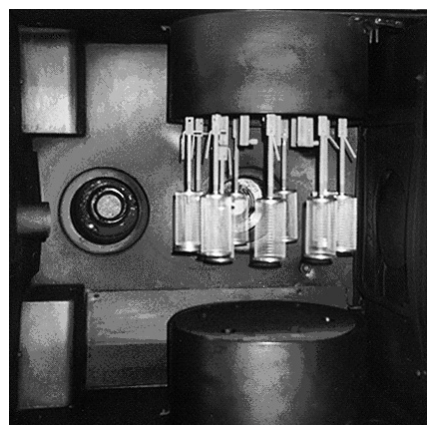


Рис. 3.22. Рабочий объем вакуумно-дугового источника плазмы с обрабатываемыми изделиями

Магнитная система расположена с внешней стороны анода и состоит из стабилизирующего 5 и фокусирующего 6 соленоидов. Анод плотно соединен с рабочим объемом 7, в котором на оси системы располагаются обрабатываемые

мые изделия 8. Для групповой обработки деталей обычно используется планетарный механизм 9, обеспечивающий перемещение деталей в потоке плазмы (рис. 3.22). Все элементы конструкции источника плазмы выполнены из немагнитного материала.

Для реализации выбранного типа вакуумно-дугового разряда с интегрально-холодным катодом используется принудительная система водяного охлаждения электродов, обеспечивающая такой режим катода, при котором средняя по его поверхности температура для поддержания между электродами тока за счет термоэлектронной эмиссии недостаточна. При этом эмиссионным центром разряда на поверхности отрицательного катода является катодное пятно (рис. 3.23, *а*), представляющее собой небольшую, ярко светящуюся область, через которую происходит перенос тока между катодом и столбом дуги.



Рис. 3.23. Типы вакуумно-дуговых разрядов: *а* – с интегрально-холодным катодом (катодные пятна перемещаются по рабочей поверхности); *б* – с горячим катодом (разряд распределен по всей поверхности)

Следует также отметить, что вакуумно-дуговой разряд с интегрально-холодным катодом существует на рабочей поверхности катода лишь до тех пор, пока его температуры недостаточно для протекания тока за счет термоэлектронной эмиссии. При выполнении этих условий данный тип разряда переходит в дуговой разряд с диффузной привязкой на катоде (рис. 3.23, *б*), характеризующийся невысоким напряжением горения, низким уровнем шума, как тока, так и напряжения и высокой однородностью ионного потока.

При малых поперечных размерах  $10^{-6} \dots 10^{-4}$  м катодные пятна обладают высокой скоростью перемещения. Граница катодного пятна условна, так

как оно состоит из нескольких активно эмитирующих участков. На поверхности катода происходит непрерывное перераспределение параметров, определяющих процесс токопереноса: наблюдается самопроизвольное отмирание одних ячеек и образование новых за счет деления оставшихся, в результате чего пятно в целом хаотически перемещается. Ток на одном катодном пятне остается постоянным, т. е. с увеличением тока происходит увеличение общего числа пятен на поверхности. Благодаря сильной зависимости эмиссии и степени ионизации плазмы от температуры граница катодного пятна при математическом расчете может быть определена с достаточной степенью точности.

Область катодного пятна является источником тепла, в котором за короткое время возникает температура, значительно превышающая температуру кипения, что и обуславливает интенсивное испарение материала катода, обеспечивающее высокую эффективность генерационных процессов в разряде. В области катодного пятна наблюдается высокая концентрация паров металла электрода (примерно  $10^{18} \dots 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), а над светящимся пятном у катода – сплошной спектр, характерный для дуг высокого давления. В зоне действия катодного пятна давление пара над поверхностью можно грубо оценить как  $10^5$  Па. При горении дуги в вакууме отсутствуют силы, способные удержать облако пара низкого давления вблизи катода, и поэтому пар истекает из этой области в виде струй, что особенно заметно при работе медного катода.

Электропитание плазменных вакуумно-дуговых источников осуществляется от выпрямителей с падающей вольт-амперной характеристикой, причем, чем выше ее крутизна, тем меньше критический ток разряда  $I_{кр}$ , стабильнее условия для поддержания дуги и выше вероятность ее зажигания при однократном акте инициирования.

Необходимым требованием, предъявляемым к источникам питания дугового разряда, является выполнение следующих внешних условий:

– внешняя цепь должна поддерживать напряжение, необходимое для горения разряда:

$$U_{ист} > U_{к} = kU_{i},$$

где  $U_{\text{ист}}$  – напряжение, обеспечиваемое источником питания дуги;  $U_{\text{к}}$  – катодное падение потенциала в дуге;  $U_i$  – потенциал ионизации материала катода;  $k$  – коэффициент теплофизических свойств материала катода;

– протекание эмиссионных процессов на катоде должно быть обеспечено необходимым значением разрядного тока, определяемым параметрами цепи:

$$I_{\text{ист}} > I_{\text{кр}},$$

где  $I_{\text{ист}}$  – ток, обеспечиваемый источником питания дуги.

Если максимальный ток дугового разряда ограничивается лишь параметрами внешней электрической цепи питания, то минимальный ток  $I_{\text{кр}}$  определяется материалом катода, процессами на электродах и в межэлектродном пространстве.

На практике в качестве источника питания дугового разряда чаще всего используются управляемые тиристорные выпрямители, предназначенные для сварочных работ. Для симметричного трехфазного моста, собранного на управляемых вентилях, характерно невысокое напряжение холостого хода (до 100 В) и плавная регулировка тока дугового разряда (до 500 А). Наличие обратных связей позволяет формировать внешние статистические характеристики выпрямителя. Важным качественным показателем тиристорного выпрямителя, питающего дугу, является коэффициент пульсаций тока. Протекающему разрядному току свойственны колебания с частотой  $10^5 \dots 10^7$  Гц, параметры которых зависят в основном от теплофизических свойств материала катода. Допустимая пульсация тока служит критерием при выборе значения индуктивности и параметров сглаживающегося дросселя.

Катодные пятна являются принципиально неустойчивыми плазменными образованиями и характеризуются некоторым среднестатистическим временем жизни. В промежуток времени от образования катодного пятна до его гибели оно постоянно хаотически перемещается по поверхности катода. Скорость его движения – от десятков долей до нескольких десятков метров в секунду. Технологическое вакуумное дуговое устройство выполняет свое предназначение лишь в том случае, если зоной вероятного существования пятна является рабочая поверхность катода.

Плазменный поток вакуумно-дугового разряда имеет сложный фазовый состав, включающий в себя капельную, нейтральную и ионизационную со-

ставляющие, для каждой из которых характерны свои параметры. Соотношение между этими компонентами зависит от материала катода, значения тока разряда и времени горения дуги. Основные продукты эрозии материала катода – ионы и капли. Доля нейтрального пара в массопереносе составляет всего лишь единицы процентов (даже для таких, легкоплавких металлов как медь и кадмий, она не превышает 12 и 22 %, соответственно) и характеризуется косинусным законом распределения.

Характерная тепловая энергия нейтральных атомов соответствует температуре кипения материала катода. Расход массы катода в ионной фазе на единицу переносимого заряда является величиной постоянной для данного материала, в то время как эрозия в капельной фазе зависит от условий эксперимента и увеличивается с ростом заряда, переносимого через единицу площади катода. Расход катодного материала на практике обычно определяется весовым методом. При малых расходах эрозию оценивают по измерениям объема следа катодного пятна.

Для многих материалов скорость эрозии и разрядный ток связаны линейным приближением. Эта скорость зависит от материала катода и тока разряда, и в первом приближении данная взаимосвязь для относительно небольших токов может быть выражена соотношением

$$m = \mu I_{\text{разр}},$$

где  $m$  – масса материала, уносимая с поверхности катода в единицу времени;  $\mu$  – коэффициент электрического переноса: С –  $0,21 \cdot 10^{-7}$ ; Al –  $1,25 \cdot 10^{-7}$ ; Cu –  $1,16 \cdot 10^{-7}$ ; Ti –  $0,52 \cdot 10^{-7}$ ; Zr –  $0,58 \cdot 10^{-7}$ ; Mo –  $0,47 \cdot 10^{-7}$ ; W –  $0,62 \cdot 10^{-7}$  (кг/Кл);  $I_{\text{разр}}$  – ток разряда.

В свою очередь, коэффициент электропереноса  $\mu$  определяется уменьшением массы катода на значение  $\Delta m$  за промежуток времени  $t$  при установленном значении разрядного тока  $I_{\text{разр}}$ .

Коэффициент электропереноса увеличивается с ростом переносимого заряда и уменьшением диаметра катода, поскольку повышается подвод энергии на единицу поверхности катода, вызывающий увеличение его локальной температуры, определяющей скорость испарения нейтральных атомов и генерацию капельных образований из расплавленных участков поверхности катода.

Увеличение тока разряда приводит к повышению скорости эрозии материала катода и, следовательно, производительности процесса осаждения наносимого покрытия. Однако при этом увеличивается и процентное содержание в плазменном потоке капельных образований.

Уменьшением тока разряда нельзя снизить содержание капель до произвольно малого значения, так как стационарное горение дуги наблюдается лишь при токе разряда не менее критического значения  $I_{кр}$  для данного материала ( $I_{разр} \geq I_{кр}$ ), которое зависит от теплофизических свойств материала катода.

Существует минимальный пороговый ток на одно пятно, а, следовательно, и дуги в целом. Благодаря положительной вольт-амперной характеристике вакуумная дуга может нормально функционировать и при столь малых токах, при которых ее поддержание обеспечивается единичным катодным пятном. При дальнейшем уменьшении тока происходит погасание дугового разряда. Минимальное значение тока разряда объясняется необеспеченностью процессов, связанных с выделением энергии на электродах и последующим ослаблением эмиссии электронов с катода.

Предполагая, что падение напряжения между электродами определяется в основном катодными процессами, значения токов, пропускаемых пятном, практически ложатся на прямую линию, если их наносить в двойном логарифмическом масштабе в зависимости от произведения температуры плавления на корень квадратный из теплопроводности  $T_{\text{плавл}} \lambda^{1/2}$ .

Данное значение минимального тока, при котором разряд способен существовать в стационарном режиме, определяется как материалом катода (ток тем меньше, чем выше давление паров и ниже теплопроводность материала), так и конструкцией вакуумно-дугового источника плазмы и способом стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности катода. Из-за этого в литературе представлены различные значения критического тока для одного и того же материала. Отличительной чертой вольт-амперных характеристик вакуумно-дугового разряда является возрастание падения напряжения с увеличением тока, что связывают с увеличением падения напряжения на прианодном слое.

Катодные пятна – источник плазменного потока со скоростью примерно  $10^4$  м/с, слабо зависящей от материала катода. Входящие в состав плаз-

менных потоков ионы имеют в среднем энергию, позволяющую преодолеть разность потенциалов между электродами и двигаться в межэлектродном пространстве в любом направлении.

Доля ионизованных частиц в потоке, испускаемом поверхностью катода, для таких материалов, как углерод, молибден и вольфрам, составляет 70, 80 и 90 %, соответственно. При уменьшении температуры кипения материала эта доля снижается (30...50 % для меди и серебра и 15...25 % для кадмия и цинка). Поэтому для протекания технологического процесса важной характеристикой является значение полного тока ионов, извлекаемого из металлической плазмы вакуумного дугового разряда. Из атомно-ионного баланса следует, что в сильноочной дуге в пространстве около катода плотность ионного тока не может быть выше плотности потока испаряющихся атомов, так как ионы образуются именно из этих атомов.

Особенностью вакуумно-дугового разряда является то, что полный ионный ток составляет 6...10 % значения тока разряда. Такой результат был получен для материалов, теплофизические свойства которых лежат в очень широких пределах. На основании этого считают, что независимо от материала катода полный ионный ток составляет в среднем 8 % разрядного тока, а аппроксимацию вида  $I_i = 0,08I_{\text{разр}}$  можно использовать практически во всех случаях, связанных с рассматриваемой формой разряда.

Установлено, что распределение плотности ионного тока в пространстве неоднородно, причем максимум распределения находится на оси системы. При токе разряда примерно 100 А и более на характер распределения ионного тока в пространстве оказывает влияние собственное магнитное поле токового канала, приводящее к возникновению в плазме электрического поля, имеющего компоненту, направленную к оси потока плазмы, и обуславливающего фокусировку плазменного потока, вследствие чего диаграмма его направленности сужается. Степень сужения диаграммы пропорциональна току дуги.

Масс-спектрометрический анализ ионного состава потока плазмы показал, что такие ее параметры, как степень ионизации продуктов эрозии и зарядовый состав, зависят не только от материала катода, но и от режима работы испарителя. Степень ионизации пара материала катода определяется его свойствами. Для тугоплавких металлов, таких как молибден и вольфрам, сте-

пень ионизации достигает 80...90 %. Для легкоплавких металлов (цинк, алюминий, медь) степень ионизации оценивается в 25...40 %.

Приведенные значения заряда свидетельствуют о наличии в продуктах эрозии катода ионов различной степени зарядности. В основном это одно-, двух- и трехзарядные ионы. При этом, чем более тугоплавким является материал (за исключением графита), тем выше средний заряд его ионов в плазме вакуумной дуги.

Зарядовое число для различных материалов различаются (табл. 3.3), при этом существенную роль играет наличие внешнего магнитного поля.

Т а б л и ц а 3.3

**Параметры, характеризующие плазменный поток**

Материал	Заряд, %				Потенциал ионизации, В				Катодное падение, В
	+1	+2	+3	+4	$U_1$	$U_2$	$U_3$	$U_4$	
Al	49/38	44/51	7/11	–	5,98	18,82	28,44	119,9	17,2–18,6
Ti	27/11	65/76	6/12	2/1	6,83	13,57	28,14	43,24	16,8–17,6
Ni	48	48	3	–	7,63	18,15	36,16	(56)	16,3–17,3
Cu	30/28	54/53	15/18	0.4/1	7,72	20,29	36,83	(59)	14,7–15,4
Zr	14	60	21	5	6,84	12,92	24,80	33,97	17,7–18,5
Mo	16/7	69/30	13/40	2/20	7,13	15,72	29,60	46,40	16,6–17,2

Увеличение тока разряда приводит к уменьшению содержания в потоке многозарядных ионов и к увеличению числа однозарядных ионов. При этом максимум распределения ионов по энергиям смещается в область малых энергий.

Распределение плотности ионного тока на оси системы может быть проверено с помощью выражения, которое с хорошей степенью точности согласуется с экспериментальными данными. Среднее во времени и пространстве значение плотности ионного тока на расстоянии  $L$  от катода при отсутствии дополнительного соленоида можно определить, считая, что сверхзвуковой поток плазмы, вытекающей из области катодного пятна, расширяется в радиальном направлении со скоростью ионного звука:

$$j_i = \frac{4I_i}{\pi(D_k + 2LV_{i,s} / V_{пл})^2},$$



где  $I_i$  – ионный ток;  $D_k$  – диаметр катода;  $L$  – расстояние от катода до подложки;  $V_{пл}$  – скорость плазменного потока;  $V_{i,s} = (kT_e / m_i)^{1/2}$  – скорость ионного звука.

### ***3.3.3. Конструктивные особенности электродной системы***

В вакуумной дуге с холодным катодом среда, необходимая для существования разряда, формируется за счет эрозии материала катода из микропятен. Катод бомбардируется ионами с низкой энергией, но, поскольку они попадают в малые области катодных пятен, соответствующая плотность энергии велика. Поэтому при плотности тока  $10^{10}$  А/м<sup>2</sup> тепловой поток имеет значение  $10^{11} \dots 10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup>. В области катода и на его поверхности протекают именно те физические процессы, которые и определяют устойчивость горения дугового разряда, его тепловой режим и условия испарения материала.

Катод нагревается в области катодных пятен за счет выделения энергии ионов, которая складывается из их кинетической энергии, приобретенной в области катодного падения и равной произведению катодного падения  $U_k$  на заряд иона, и из потенциальной энергии, выделившейся при нейтрализации. Полнота передачи кинетической энергии зависит от коэффициента аккомодации иона, обусловленного разностью температур падающих частиц и атомов поверхности, которая должна быть минимальной. В области катодных пятен пары металла контактируют с поверхностью катода, поэтому считают, что соответствующие коэффициенты равны единице.

Тепловой поток в катод определяется из условия, что ток в катодном пятне распределен по закону Гаусса, а электрод является по отношению к эффективному размеру источника тепла полубесконечным телом. Катодное пятно моделируется либо кругом радиуса  $r_{кп}$ , в пределах которого приток энергии к поверхности электрода постоянен, а вне его равен нулю, либо кругом, эффективный радиус которого определяется заданием нормального закона распределения потока энергии. Мощность, выделяющуюся на катоде,  $P_k$ , можно выразить через полную мощность, вкладываемую в разряд, и через коэффициент катодной мощности,  $h_k$ :

$$P_k = h_k I_{разр} U_k.$$

Значение коэффициента катодной мощности зависит от таких параметров как коэффициент работы выхода материала катода  $\phi$ , температура электронов  $T_e$ , прикатодное падение напряжения  $U_k$  и мощность, передаваемая катоду из плазмы разряда.

Т а б л и ц а 3.4

**Значения коэффициента катодной мощности**

$h_k$	Материал катода					
	Mo	W	Cu	Ti	Zr	NI
Расчет	0,25–0,27	0,24–0,29	0,28–0,34	0,5–0,6	0,6	0,42–0,51
Эксперимент	0,2–0,25	0,1–0,15	0,3–0,45	0,5–0,7	0,4–0,75	0,5–0,6

Учесть все факторы, оказывающие влияние на коэффициент катодной мощности, практически невозможно. Значения коэффициента катодной мощности для различных материалов, полученные расчетным и экспериментальным методами, представлены в табл. 3.4.

Мощность, подводимая к катоду, расходуется на испарение, излучение, определяемое законом Стефана–Больцмана, и эмиссию электронов.

При расчете эффекта эмиссионного охлаждения обычно анализируют два предельных случая: автоэлектронную и термоавтоэлектронную эмиссию. При автоэлектронной эмиссии охлаждения не происходит, так как энергия на выход электронов не затрачивается, а напротив, может наблюдаться эффект эмиссионного нагревания за счет эффекта Ноттингема. Если при термоэлектронной эмиссии электроны обладают энергией, соответствующей работе выхода, а эмиссионное охлаждение, вызванное одним электроном, равно  $e\phi$ , то для термоавтоэлектронной эмиссии используется понятие эффективной работы выхода  $e\phi_{эф}$ , учитывающей снижение потенциального барьера за

счет эффекта Шоттки  $\Delta\phi = \sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)}$  :

$$j_{ТАЭЭ} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi - \Delta\phi}{kT}\right),$$

где  $A_0$  – постоянная Ричардсона;  $\phi$  – работа выхода.

Мощность, затрачиваемая на испарение материала катода, может быть выражена через скорость эрозии:

$$P_{исп} = W_{исп} \frac{dn_{исп}}{dt} = W_{исп} \frac{\mu I_{разр}}{dt},$$

где  $W_{\text{исп}}$  – энергия, затрачиваемая на испарение материала катода, пересчитанная на один атом;  $dn_{\text{исп}}/dt$  – скорость испарения.

Мощность, отводимая с поверхности катода излучением, определяется по закону Стефана–Больцмана

$$P_{\text{изл}} = S_{\text{к}} \sigma \varepsilon (T_{\text{к}}^4 - T_0^4),$$

где  $S_{\text{к}}$  – излучающая поверхность катода;  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $\varepsilon$  – интегральный коэффициент излучения;  $T_{\text{к}}$ ,  $T_0$  – температура катода и охлаждения соответственно.

В вакуумно-дуговых источниках плазмы с коаксиальной конструкцией электродов катод выполнен в виде цилиндра или усеченного конуса. Рабочей поверхностью является сторона с наименьшей площадью  $S_{\text{к}}$  (рис. 3.24). Часть катода, противоположная ее рабочей поверхности, охлаждается проточной водой. Непрерывное перемещение катодных пятен по фиксированной поверхности катода, независимо от начального распределения, приводит к установлению на ней средней равновесной температуры, определяемой геометрическими размерами и условиями охлаждения катода.

Диаметр рабочей поверхности катода может достигать в известных устройствах 200 мм. Геометрические размеры выбираются из условия обеспечения низкой средней рабочей температуры катода:

$$\frac{S_{\text{к}}}{L_{\text{к}}} \geq \frac{(P_{\text{к}} - P_{\text{исп}} - P_{\text{изл}})}{\lambda(T_{\text{к}} - T_0)}.$$

Данное соотношение позволяет связать геометрию катода для данного материала с выделяемой на ней мощностью. За счет эрозии материала длина катода  $L_{\text{к}}$  постепенно уменьшается (рис. 3.25), что приводит к снижению температуры катода и, соответственно, к падению мощности, отводимой излучением. В конце ресурса работы электрода почти вся мощность, выделяющаяся на катоде, должна отводиться в систему водяного охлаждения. Для расчета температуры катода используют соотношение

$$T_{\text{к}} = \left( I_{\text{разр}} \Delta U_{\text{к}} h_{\text{к}} - W \frac{\mu I_{\text{разр}}}{m_{\text{а}}} - S_{\text{к}} \sigma \varepsilon \Delta T_{\text{к}}^4 \right) \frac{L_{\text{к}}}{T_{\text{к}}} \frac{1}{\lambda} + T_{\text{охл}}.$$

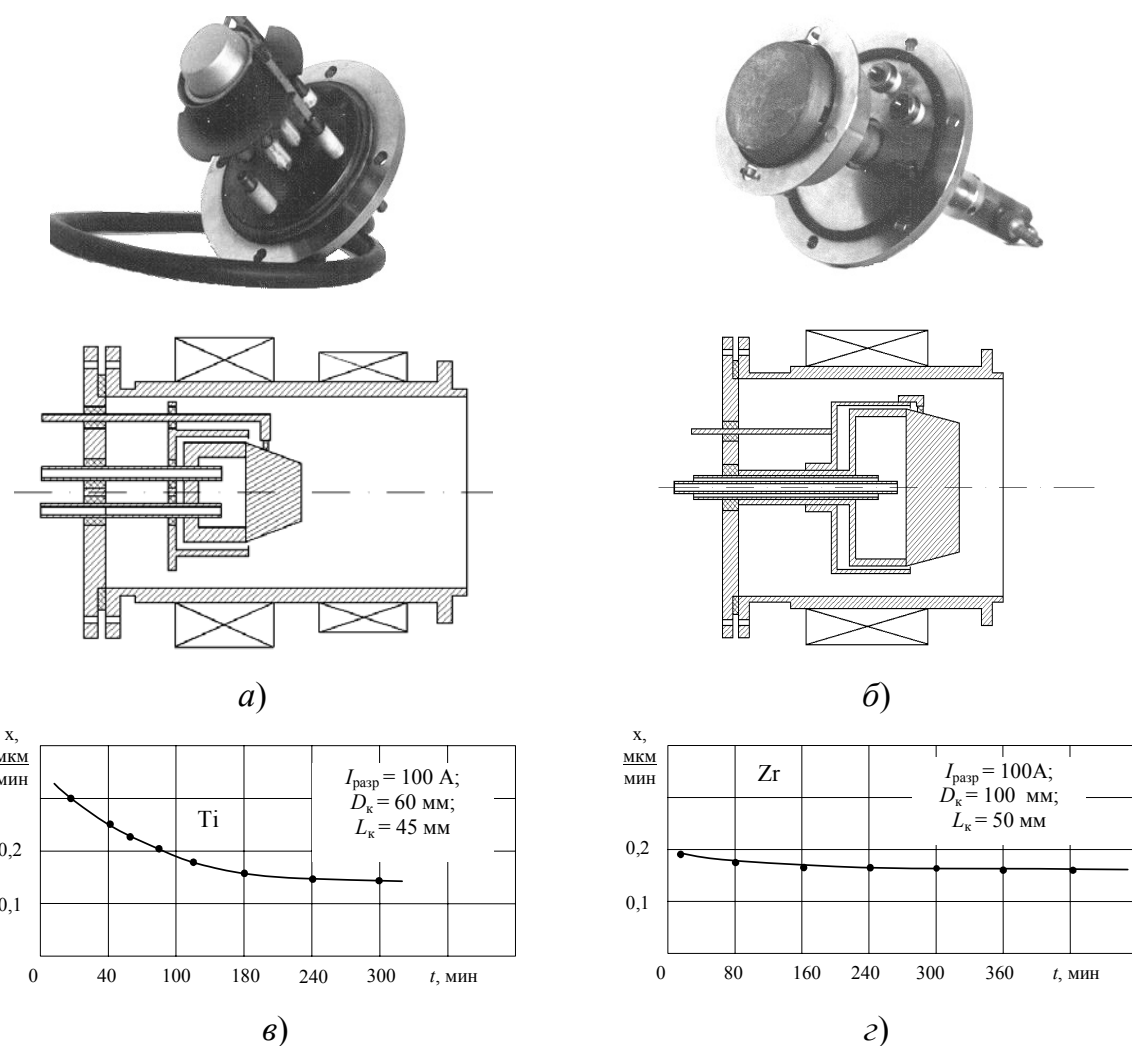


Рис. 3.24. Катодные узлы вакуумных дуговых источников плазмы коаксиальной конструкции диаметром 60 мм (а) и 100 мм (б) и изменение скорости роста наносимого покрытия по мере выработки катода для Ti (в) и Zr (г)

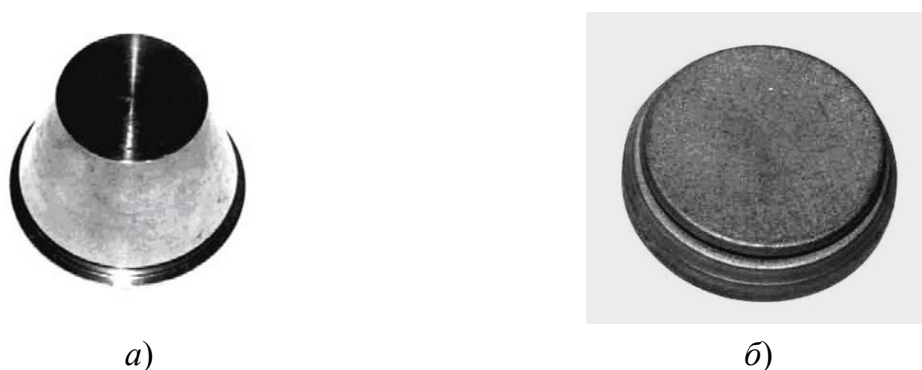


Рис. 3.25. Изменение геометрии катода в процессе работы испарителя

По мере дальнейшего прогрева катода, когда температура превышает  $10^3 \text{ K}$ , разряд из интегрально-холодного переходит в распределенный. При

этом катодные пятна исчезают, и разряд равномерно распределяется по поверхности катода с низкой плотностью тока. Кроме того на осциллограммах тока и напряжения разряда пропадают колебания, характерные для процессов, протекающих на холодном катоде.

Диффузная привязка реализуется при плотности тока  $10^6 \dots 10^9$  А/м<sup>2</sup> и высокой температуре, что и обеспечивает эффективное протекание тока за счет термоэлектронной эмиссии и потока испаряющихся атомов с рабочей поверхности. Скорость испарения материала катода достигает  $8 \cdot 10^{-5}$  кг/с.

Данный тип разряда характеризуется невысоким напряжением горения, низким уровнем шумов тока и напряжения, высокой однородностью ионного потока при высокой плотности тока, что делает перспективным использование такого разряда в качестве источника металлических ионов. В некоторой степени описанный режим горения напоминает разряд с термокатодом в газе. Для поддержания такой формы разряда необходимо, чтобы плотность тока, отбираемого с катода ( $j_k = I_{\text{разр}}/S_k$ ), превышала критический уровень  $j_{ki}$ , являющийся функцией теплофизических характеристик материала катода. При выполнении условия  $j_k \gg j_{ki}$  устанавливается температура катода, при которой испаряющийся материал обеспечивает в междуэлектродном пространстве давление, достаточное для поддержания разряда. Минимальный ток горения дуги с горячим катодом зависит от материала катода и находится в диапазоне 40...400 А. При этом характерная степень ионизации плазменного потока выше, чем при горении дуги с катодными пятнами, и может достигать почти 100 % (вместо 10...90 %) с одновременным уменьшением энергетических затрат на образование одного иона с 100...300 до 40...200 эВ/атом.

Следует отметить, что при работе катода в термоэмиссионном режиме отсутствует выраженный сверхзвуковой поток плазмы. Испарители подобного типа имеют высокую энергетическую эффективность. Как показывает практика, скорость испарения у них намного выше, чем в разряде с интегрально-холодным катодом, однако они имеют существенный недостаток – высокую рабочую температуру электрода, что делает их очень чувствительными к перепаду температур.

Таким образом, температура катода является фактором, определяющим режимы генерации потока плазмы, и поэтому даже при условии стабилиза-

ции параметров разряда, по мере распыления катода, происходят его существенные изменения.

Повышение температуры рабочей поверхности катода вызывает усиленную генерацию капельных образований. Так, например, при работе с катодом из нержавеющей стали повышение его температуры с 300 до 800 К из-за резкого усиления образования капель увеличивало эрозию более чем в полтора раза. Подобный эффект наблюдался и у меди, в то время как у более тугоплавких металлов он был выражен менее сильно.

Приведенная средняя энергия с увеличением температуры катода понижается. При этом изменяется степень ионизации плазмы: в потоке уменьшается относительное содержание многозарядных ионов, и увеличивается количество однозарядных. Наблюдаемое снижение кратности заряда плотности ионов и их средней энергии обуславливается уменьшением плотности суммарного ионного тока катода.

На рабочей поверхности титанового катода катодные пятна при более высокой температуре оставляют явно очерченные оплавленные зоны глубиной до нескольких миллиметров. При меньшей температуре рабочая поверхность катода имеет мелкозернистую структуру с металлическим блеском.

С ростом рабочей температуры катода в потоке увеличивается процентное содержание нейтрального пара и капельных образований. По мере распыления материала катода наблюдается уменьшение его рабочей температуры. В конце работы, когда длина катода уменьшается, вся мощность, выделяющаяся на катоде, отводится в систему водяного охлаждения. При этих условиях скорость роста наносимого покрытия определяется положительно заряженной компонентой плазменного потока.

Катодное пятно после возбуждения перемещается на ту часть поверхности катода, на которой обеспечиваются наиболее благоприятные условия для замыкания разряда на поверхность анода. Характер формирования плазменного потока из катодного пятна вакуумной дуги предопределяет его расширение в область анода в направлении, прежде всего перпендикулярном поверхности катода, на которой оно сформировано.

При конструировании анода следует учитывать тот факт, что плазменный поток из катодного пятна разлетается, имея определенные угловые характеристики, ионы обладают значительной направленной скоростью, а энергия движения для многозарядных ионов достигает 100 эВ. Поэтому для ста-

бильного горения дугового разряда в вакууме необходимо обеспечить эффективные условия замыкания электронного тока на анод.

При недостаточной приемной поверхности анода, непосредственно контактирующей с плазмой, с помощью электронного тока насыщения невозможно замкнуть ток дуги на анод, что приводит к нестабильной работе испарителя.

Между плазмой и анодом, так же как и для катода, формируется приэлектродный слой объемного заряда. За счет этого слоя между ними возникает разность потенциалов – прианодное падение напряжения, регулирующее поступление заряженных частиц и имеющее как положительный, так и отрицательный знаки:

$$U_a = -\frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_e}{j_a},$$

где  $j_e = 0,25en(8kT_e / \pi m_e)^{1/2}$  – плотность хаотического тока электронов из плазмы на анод;  $j_a = I_{\text{разр}} / S_a$  – плотность разрядного тока на аноде;  $S_a$  – приемная поверхность анода.

Схема распределения потенциала в прианодной области (рис. 3.26) включает в себя положительный столб 1, анодную область 2 и анод 3. Отрицательному анодному падению напряжения соответствует напряжение  $U_{a1}$ , положительному –  $U_{a2}$  и  $U_{a3}$ , в первом случае у анода формируется слой отрицательного объемного заряда, а во втором – плазменный слой, ограниченный со стороны положительного столба двойным слоем объемного заряда. Отсюда следует, что анодное падение напряжения зависит от электронной температуры  $T_e$  и соотношения токов  $j_e / j_a$ , а отрицательное падение реализуется при условии  $j_e > j_a$ . Отрицательно заряженный анод окружен оболочкой из положительных ионов. Обычно для такого режима значение отрицательного анодного падения невелико (–3...–1 В).

Данные условия обеспечиваются при развитой поверхности анода, к которому прилегает плотная, сильно ионизованная плазма. Хаотический электронный ток из плазмы тормозится потенциальным барьером  $U_a$ , а ионный ток проходит свободно. При этом полагают, что поверхностная ионизация (эмиссия ионов с анода) отсутствует.

Изменение знака анодного падения потенциала может произойти толь-

ко в том случае, если плотность тока  $j_a$  становится равной или больше  $j_{e0}$ . Данный переход осуществляется, например, за счет уменьшения приемной поверхности анода, наложения внешнего магнитного поля, приводящего к

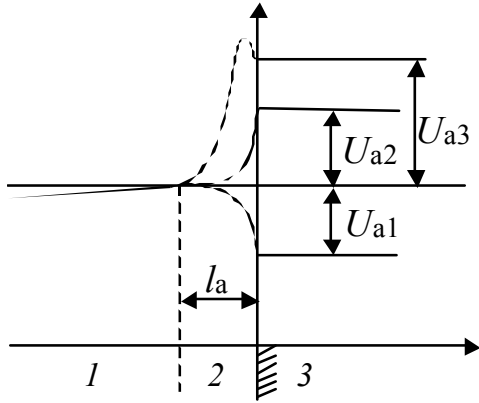


Рис. 3.26. Распределения потенциала в прианодной области:  $U_{a1}$  – отрицательное анодное падение;  $U_{a2}$  и  $U_{a3}$  – положительное анодное падение

замагничиванию электронной компоненты плазмы, или с изменением других условий существования разряда. С уменьшением площади анода или при соответствующем изменении плотностей токов  $j_{e0}$  и  $j_a$ , эта оболочка вначале исчезает (при этом  $I_a = j_{e0}S$ , а  $U_a = 0$ ), а затем заменяется на электронную.

Если протяженность прианодного слоя приближается к значению циклотронного радиуса электронов, то поперечное магнитное поле начинает оказывать существенное влияние на диффузный ток электронов из плазмы на анод:

$$j_{\text{эф}} = j_{e0} \pi \exp(-eU_a / kT_e) / \omega_e \Phi_e,$$

где  $\omega_e \tau_e$  – параметр Холла для электронов;  $\omega_e = eB / m_e$  – циклотронная частота для электронов ( $B = 10^{-2}$  Тл – индукция магнитного поля);  $\tau_e$  – среднестатистическое время между соседними столкновениями.

Время между столкновениями частиц  $\tau_{ei}$  при электронно-ионном взаимодействии в плазме можно определить, зная их длину свободного пробега  $\lambda_{ei}$ , которая для частиц со средней тепловой энергией и с учетом различной зарядности ионов составляет:

$$\lambda_{ei} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 m^2 \sqrt{8kT_e / \pi m_e}}{n_{\xi} \xi^2 e^4 \ln \Lambda},$$

где  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм.

Кулоновский логарифм, будучи логарифмом большого числа, с изменением аргумента меняется медленно. Это приводит к тому, что при вариации температуры и плотности плазмы в самых широких пределах значение кулоновского логарифма остается практически неизменным и находится в



пределах 10...20.

Длина свободного пробега частиц пропорциональна квадрату температуры и обратно пропорциональна плотности плазмы. Кулоновский логарифм учитывает проявление дальнего действия электрического поля заряженных частиц. Время между столкновениями зависит от массы частиц:

$$\tau_e = \frac{\lambda_e}{\sqrt{8kT_e/\pi m_e}}.$$

При расчете длины свободного пробега необходимо учитывать рассеяние электронов ионами с различной степенью зарядности  $n_\xi$ , которые присутствуют в плазменном потоке. Общее количество заряженных частиц для рассматриваемого случая составляет  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Для каждого типа заряда определяется  $\lambda_{e\xi}$ , затем общая длина свободного пробега электронов.

Электроны начинают проскальзывать вдоль анода по направлению дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях, при этом электронная температура вблизи анода значительно возрастает. Теоретический анализ прианодного скачка потенциала показывает, что в таких условиях значение  $U_a$  резко увеличивается. После изменения анодного падения на вольт-амперной характеристике наблюдается насыщение тока, а параметры плазмы перестают зависеть от приложенного напряжения, которое идет в основном на увеличение положительного анодного падения. Положительное анодное падение в отличие от отрицательного является дестабилизирующим фактором при образовании анодного пятна.

Если бы полный ток, получающийся интегрированием плотности тока хаотически двигающихся электронов плазмы по всей поверхности анода, равнялся требуемому току, то не было бы анодного падения потенциала.

Таким образом, анодное падение потенциала, его знак и значение являются тем регулятором, который поддерживает концентрацию заряженных частиц перед анодом на уровне, обеспечивающем подведение к нему разрядного тока. При отрицательном анодном падении хаотический электронный ток из плазмы тормозится потенциальным барьером, а ионный ток проходит на анод свободно, понижая перед ним концентрацию заряженных частиц. При положительном анодном падении ионы не только не способны продвигаться к аноду, но их концентрация еще и увеличивается.

Для вакуумно-дуговых источников плазмы оптимальным режимом является отрицательное анодное падение, так как в противном случае возрастает уровень мощности, выделяющейся на аноде. При выборе приемной поверхности анода необходимо, чтобы выполнялось следующее условие:

$$S_a \geq \frac{4I_{\text{разр}}\omega_e\Phi_e}{\pi en_e \sqrt{8kT_e / \pi m_e}}.$$

В противном случае с увеличением тока разряда выше критического значения  $I_{\text{кр}}$  напряжение на дуге резко возрастает и становится нестабильным, амплитуда колебаний напряжения достигает нескольких десятков вольт. Разряд, прежде диффузный, сжимается около анода. При таких условиях мощности, подводимой к аноду электронным потоком, достаточно для его испарения. Наблюдается локальное увеличение концентрации заряженных частиц за счет ионизации атомов анодного материала, что обуславливает разогрев распыляемого участка поверхности анода и способствует образованию анодного пятна – ярко светящейся области с плотностью тока  $10^4 \dots 10^5 \text{ А/см}^2$  и большой удельной мощностью ( $10^5 \dots 10^6 \text{ Вт/см}^2$ ). Дальнейшее увеличение тока приводит к увеличению размеров анодного пятна, которое превращается в мощный источник плазменного потока и начинает играть доминирующую роль в разряде.

Для приближенного расчета выделяемой мощности можно использовать выражение

$$P_a = j_a \left( U_a - \varphi + \frac{2kT_e}{e} \right),$$

где  $P_a$  – мощность, выделяющаяся на аноде;  $I_a$  – ток разряда, достигающий анода;  $\varphi$  – работа выхода электрона из материала анода;  $2kT_e/e$  – средняя кинетическая энергия электронов, поступающих в анодную область из плазмы;  $U_a$  – прианодное падение напряжения.

При отрицательном значении  $U_a$  в уравнение для расчета мощности подставляется  $U_a = 0$ , так как при максвелловском распределении скоростей задерживающее поле не меняет среднего значения кинетической энергии электронов, достигающих анода, а лишь уменьшает их число.



Рис. 3.27. Анод вакуумно-дугового источника плазмы:

*a* – со стабилизирующим соленоидом; *б* – со стабилизирующим и фокусирующим соленоидами; *в* – коаксиальная конструкция

На рис. 3.27 представлена конструкция анода для катодных узлов с диаметром катода 60 или 100 мм. Анод выполнен из немагнитного материала и имеет систему водяного охлаждения. Полная его длина значительно превышает рабочий участок, нагреваемый изнутри бомбардировкой и излучением с катода. Данное превышение конструкции определяется размещением в объеме внутренней полости катодного узла. С внешней стороны размещена магнитная система источника плазмы, для вычисления которой используются стандартные системы расчета.

### 3.3.4. Конструкции дуговых источников плазмы

Вакуумно-дуговой разряд является устойчивым, если на рабочей поверхности катода поддерживается динамическое равновесие между процессами распада и последующим возникновением новых эмиссионных центров. Время жизни каждой отдельной ячейки катодного пятна является величиной случайной, поэтому и продолжительность горения дуги также оказывается случайной величиной. О стационарном существовании разряда можно говорить лишь в том случае, если общее количество элементарных ячеек достаточно для поддержания минимального разрядного тока для данного материала.

Разряд поддерживается напряжением, превышающим потенциал ионизации материала катода. Основную часть этого напряжения составляет его катодное падение. Наблюдаемые осциллограммы напряжения показывают наличие постоянной составляющей и большого числа флуктуаций, связанных с колебаниями разрядного тока, уменьшение которого ведет к уменьшению постоянной составляющей и к росту амплитуды шумов.

При горении разряда наблюдаемые физические процессы определяются исключительно поведением катодных пятен, которые являются принципиально неустойчивыми плазменными образованиями и характеризуются некоторым среднестатистическим временем жизни. В промежуток времени от образования катодного пятна до его гибели оно постоянно находится в хаотическом перемещении по рабочей поверхности катода. Скорость их движения лежит в диапазоне от десятков долей до нескольких десятков метров в секунду.

Технологическое вакуумное дуговое устройство выполняет свое функциональное предназначение лишь в том случае, если зоной вероятного существования пятна является исключительно рабочая поверхность катода.

Управление катодными пятнами и повышение надежности их удержания в заданной зоне эрозии, является одной из самых актуальных проблем при разработке источников плазмы с интегрально-холодным катодом.

Одинокое катодное пятно хаотически перемещается по поверхности катода. Характерное движение катодных пятен во внешнем магнитном поле противоречит правилу Ампера. Как известно, на любой проводник с током, находящийся в магнитном поле, действует сила, поверхностная плотность которой связана с величиной плотности тока  $\vec{j}$  и магнитной индукции  $\vec{B}$  соотношением  $\vec{j} \times \vec{B}$ . Однако катодное пятно вакуумной дуги перемещается в направлении противоположном вектору  $\vec{j} \times \vec{B}$ , где  $\vec{B}$  – индукция внешнего магнитного поля. В этом и проявляется характерный для катодных пятен эффект обратного движения в магнитном поле.

Скорость обратного движения катодных пятен не линейно увеличивается с ростом тока дуги и индукции магнитного поля. Наличие магнитного поля не является причиной перемещения катодных пятен, а лишь придает ему направленный характер. В случае, если материал катода характеризуется высоким значением давления насыщенного пара, указанный эффект связан с увеличением давления газа или пара. Для тугоплавких металлов данный эффект связан преимущественно с увеличением интенсивности термоэлектронной эмиссии и меньшими значениями плотности катодного тока при более высокой температуре электрода. Катодное пятно на катоде из углерода обратного движения не обнаруживает.

С увеличением давления в рабочем объеме наблюдается замедление скорости обратного движения катодного пятна. При некотором давлении оно останавливается и изменяет направление своего движения с обратного – на соответствующее правилу Ампера. Это критическое давление увеличивается с уменьшением тока дуги и ростом индукции тангенциального магнитного поля.

Обратное движение катодного пятна подавляется или прекращается с увеличением температуры катода.

Объяснению обратного движения катодных пятен посвящено большое количество работ, при этом было высказано множество различных предположений. Единым для всех этих гипотез является то, что поведение пятен в магнитном поле объясняется избирательностью возникновения новых эмиссионных центров при гибели прежних.

Показано, что катодное пятно вакуумной дуги имеет тенденцию двигаться в направлении максимального значения тангенциальной составляющей индукции магнитного поля, складывающегося из внешнего магнитного поля и собственного магнитного поля токового канала. При произвольно ориентированном векторе индукции магнитного поля катодное пятно смещается в сторону, определяемую минимальным углом вектора индукции к поверхности катода (правило острого угла).

По способу решения процесса стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности катода дуговые источники плазмы можно разделить на источники без применения специальных мер по удержанию катодного пятна и источники с магнитной стабилизацией катодного пятна.

На основе анализа магнитных векторов на плоском катоде в форме диска с центральным токовым вводом (рис. 3.28) видно, что противоамперово направление, в случае вакуумной дуги, удерживает катодные пятна на рабочей поверхности в окрестности точки токового ввода. Наличие преимущественной области локализации катодных пятен объясняется распределением токов и соответствующих им магнитных полей. Электрический ток в зоне пятна состоит из двух составляющих: тока разряда в плазме и тока, протекающего по катоду. Магнитные поля, создаваемые этими токами, считают приближенно полями, образованными линейными токами. Оба поля направлены тангенциально катоду.

При их сложении слева и справа от пятна возникает асимметрия в распределении суммарного поля. В соответствии с принципом максимума предпочтительным будет центростремительное движение катодного пятна, причем оно тем более ярко выражено, чем тоньше катод и чем больше его диаметр. В данном случае неуправляемый дуговой разряд имеет невысокую стабильность, которая несколько возрастает с увеличением радиальных размеров катода.

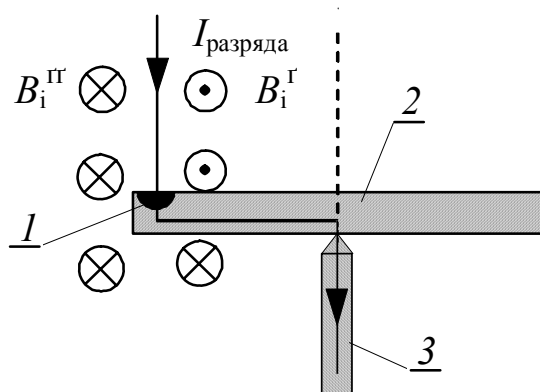


Рис. 3.28. Картина формирования магнитного поля на поверхности плоского катода с центральным токовым вводом: 1 – катодное пятно, 2 – катод, 3 – токовый ввод



Рис. 3.29. Протяженный катод

Однако во всех случаях, при использовании подобных конструкций, место расположения токового ввода является местом наиболее вероятного нахождения катодных пятен, что приводит к неравномерной эрозии поверхности катода.

На характер движения катодного пятна по протяженному цилиндрическому испарителю, работающего в импульсном режиме, влияние оказывает магнитное поле токового канала в плазме и тока, протекающего по катоду (рис. 3.29). Силовые линии магнитного поля, создаваемые этими токами, в этом случае также тангенциальны поверхности катода. Катодные пятна перемещаются от поджигающего электрода в сторону токового ввода, имея составляющие как продольного перемещения вдоль катода, так и азимутальную составляющую. Таким образом, катодное пятно, совершая вращательное движение вокруг цилиндрического катода, смещается в сторону токового ввода. Достигнув дугогасящего экрана, катодные пятна попадают в зазор между катодом и экраном, что и приводит к погасанию разряда. Время жизни

катодных пятен на рабочей поверхности катода определяется временем их перемещения к дугогасящему экрану и зависит от величины разрядного тока.

Магнитная стабилизация вакуумной дуги включает в себя локализацию катодных пятен на рабочей поверхности катода при помощи магнитного поля, за счет чего достигается повышение устойчивости всего разряда в целом. В этом случае стационарное поддержание разряда возможно при токах вдвое меньших, чем в автостабилизированных источниках. При наложении внешнего магнитного поля  $B_{\text{внешн}}$  движение катодных пятен, в соответствии с принципом максимума, приобретает направленный характер. Согласно этому принципу они смещаются в направлении максимума тангенциальной к катоду составляющей индукции суммарного магнитного поля на границе пятна:  $B_{\Sigma} = B_{r\text{собст}} + B_{r\text{внешн}}$ , где  $B_{r\text{собст}}$  и  $B_{r\text{внешн}}$  – тангенциальные составляющие индукции собственного поля катодного пятна и внешнего поля, соответственно. Это происходит в результате поляризации объемного заряда прикатодной плазмы в магнитном поле. Объемный отрицательный заряд формируется на границе катодного пятна в области минимума магнитного поля, а положительный – в области его максимума. Отрицательный заряд подавляет эмиссию электронов с поверхности катодного пятна, тогда как положительный, напротив, ее усиливает. В результате происходит перемещение эмиссионных центров и, следовательно, всего катодного пятна в направлении максимума тангенциального магнитного поля. Указанные закономерности лежат в основе работы плазменных источников с аксиально-симметричными управляющими магнитными полями.

Используемые магнитные системы представляют собой сложные комплексные узлы. В каждом конкретном случае выбор конфигурации и величины индукции магнитного поля обуславливается конструкцией используемого вакуумного дугового источника плазмы и требованиями, предъявляемыми к наносимому покрытию и типу обрабатываемого изделия.

Так, в источниках с коаксиальной системой электродов используется внешняя магнитная система, создающая достаточно сильное магнитное поле, силовые линии которого пересекают поверхность под острым углом  $\alpha$ . В этом случае при индукции магнитного поля  $10^{-2}$  Тл удержание катодных пятен осуществляется на рабочей – торцевой поверхности конического или цилиндрического катода (рис. 3.30).

В устройствах с протяженной конструкцией катодного узла, накладываемое магнитное поле (рис. 3.31), своей ортогональной составляющей индукции магнитного поля удерживает от азимутального перемещения, в то время как тангенциальная составляющая – обеспечивает их продольное перемещение по прямолинейной траектории. Конструкция магнитной системы выполнена таким образом, чтобы краевые эффекты не искажали прямолинейного характера перемещения катодных пятен на начальном и конечном участке движения.

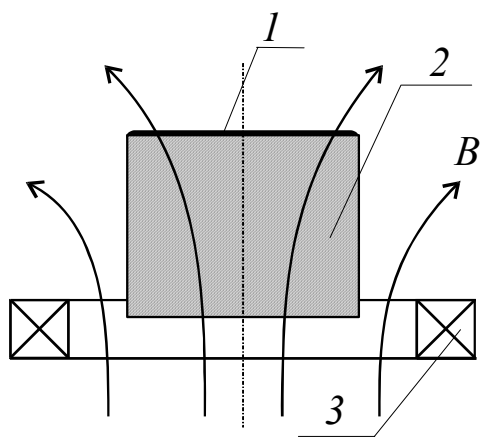


Рис. 3.30. Схема стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности торцевого катода:  
 1 – рабочая поверхность,  
 2 – катод, 3 – магнитная система стабилизации

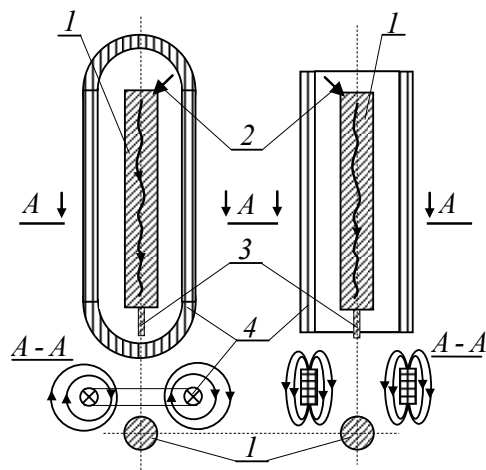


Рис. 3.31. Магнитная система стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности катода протяженной конструкции: 1 – катод; 2 – поджигающий электрод; 3 – токовый ввод; 4 – магнитная система стабилизации

Так, наложение внешнего магнитного поля уже величиной в несколько миллитесел упорядочивает характер перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода и сокращает время пробега ими рабочего промежутка.

Простым и надежным способом стабилизации катодных пятен является использование магнитного поля арочной конфигурации (рис. 3.32). Поле такой структуры применяется в магнетронных распылительных системах, но при большей величине индукции магнитного поля и с другими основами взаимодействия разряда с прикатодной плазмой. При арочном поле, в соответствии с правилом острого угла, зона эрозии на рабочей поверхности катода будет сосредоточена под вершиной магнитной арки.



Эффект стабилизации разряда в этом случае уже наблюдается при индукции магнитного поля порядка  $5 \cdot 10^{-4}$  Тл. Начиная с этого значения, на хаотическое перемещение катодных пятен по поверхности катода, накладывается их заметное направленное (азимутальное) движение. По мере увеличения индукции — скорость азимутального движения возрастает, а траектории приближаются к форме окружности.

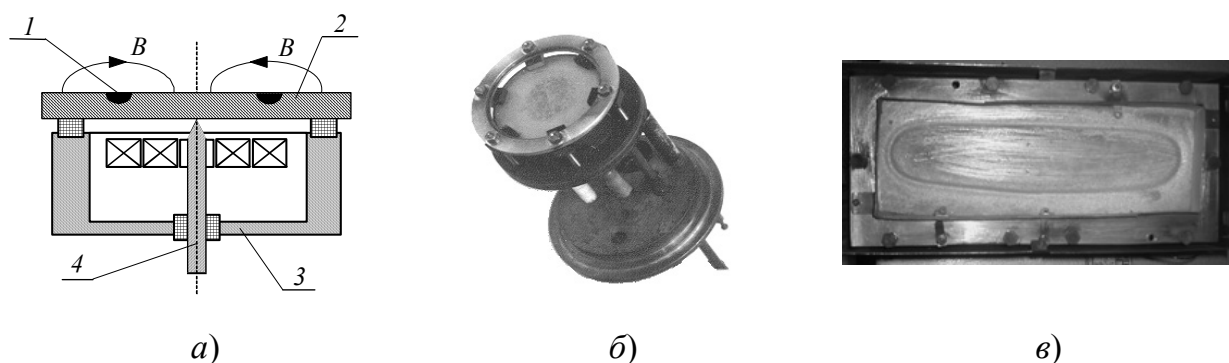


Рис. 3.32. Конструкция (а) и вакуумно-дуговые устройства (б, в) с арочной системой стабилизации катодных пятен: 1 – катодное пятно; 2 – катод; 3 – система магнитной стабилизации; 4 – токовый ввод

Таким образом, стационарная траектория движения пятен повторяет форму магнитной системы и может иметь при этом форму различных замкнутых кривых. Данный метод стабилизации катодных пятен с помощью арочного магнитного поля позволяет создать источники плазмы сложной геометрии.

Однако в мало изменяющихся, неподвижных магнитных полях, использующих одну стабилизирующую систему, область локализации катодных пятен в процессе работы остается неизменной, что является их существенным недостатком. В этом случае наблюдается неравномерное испарение материала с поверхности катода, с максимумом эрозии над магнитной системой.

Источники плазмы с коаксиальной системой электродов генерируют неоднородный, ограниченный по размерам плазменный поток, что сужает возможность их практического применения.

В связи с этим, для получения равномерного по сечению плазменного потока, например для обработки длинномерных или крупногабаритных изделий, требуется создание вакуумных дуговых устройств протяженной геометрии.

рии, которые в настоящее время не имеют еще отработанных конструктивных решений.

Из протяженных цилиндрических конструкций с использованием магнитной стабилизации арочной конфигурации можно отметить следующие.

Полый, протяженный цилиндрический катод, внутри которого вдоль оси расположен набор постоянных магнитов, намагниченных в осевом направлении. Катод имеет токовый ввод, поджигающий электрод и два дугогасящих экрана. Функции анода выполняет вакуумная камера. Удержание катодного пятна на боковой поверхности цилиндрического катода осуществляется магнитным полем «арочной» конфигурации. Для усиления «арочных» свойств создаваемого магнитного поля используется магнитопровод, расположенный между магнитами. Магнитное поле ориентировано так, что составляющие его вектора индукции лежат в плоскости, параллельной оси катода.

Катодные пятна перемещаются от поджигающего электрода, имея составляющие как продольного перемещения в сторону токового ввода, так и азимутальную компоненту, обеспечивающую их вращение вокруг оси катода под «аркой» магнитного поля. При равной напряженности магнитного поля под «арками» происходит сканирование катодных пятен из одной зоны в другую случайным образом, что вносит неуправляемость в характер их продольного перемещения.

На рис. 3.33 представлена конструкция протяженного источника плазмы, работающего в импульсном режиме и формирующего направленный ленточный поток. За счет равномерного распределения плотности ионного тока вдоль оси катода и упорядоченного характера перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода удастся получить покрытие, равномерное по высоте крупногабаритного изделия.

Импульсный режим работы испарителя обеспечивает более низкую рабочую температуру катода, за счет чего достигается снижение количества капельных образований, генерируемых в плазменный поток, и повышение качества покрытия, формируемого, например, в процессе плазмохимического синтеза соединений.

Источник состоит из протяженного цилиндрического катода, дугогасящего экрана, расположенного со стороны токового ввода, анода и протя-

женной магнитной системы, ориентированной вдоль катода и установленной с противоположной стороны относительно генерируемого потока плазмы.

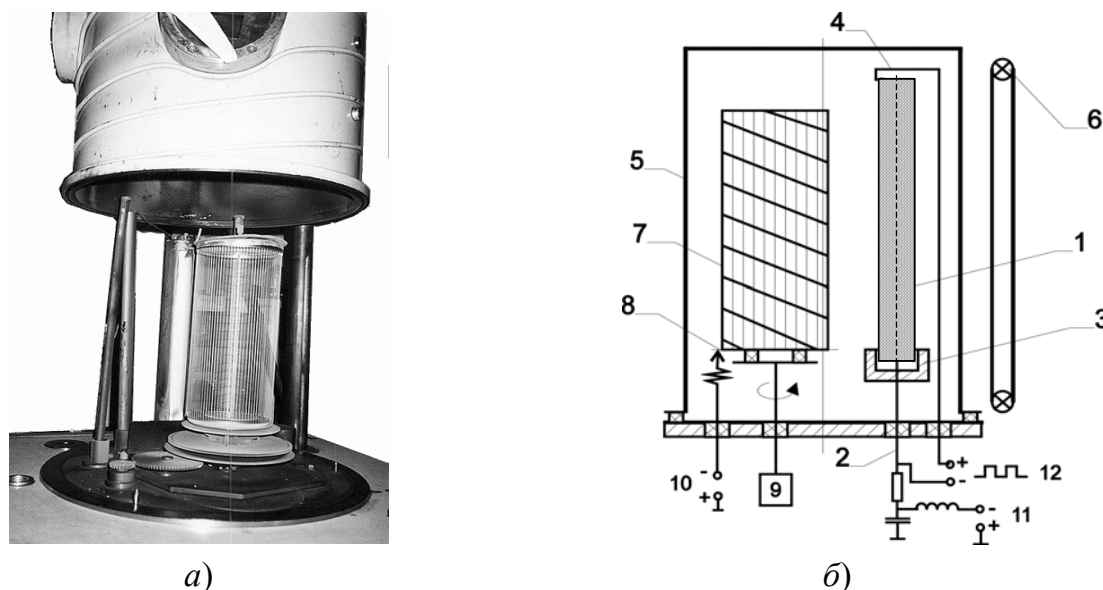


Рис. 3.33. Рабочий объем (а) и конструкция (б) вакуумного дугового источника плазмы протяженной конструкции с сеткой мощной генераторной лампы: 1 – катод; 2 – токовый ввод; 3 – дугогасящий экран; 4 – поджигающий электрод; 5 – анод; 6 – магнитная система; 7 – обрабатываемое изделие; 8 – система вращения; 10 – источник отрицательного смещения; 11 – источник питания дуги; 12 – источник, вырабатывающий поджигающие импульсы

При работе на рабочей поверхности катода у поджигающего электрода формируются катодные пятна, которые в магнитном поле петлевой обмотки перемещаются к токовому вводу. При попадании катодных пятен в зазор между катодом и дугогасящим экраном происходит погасание вакуумного дугового разряда. Интервал между поджигающими импульсами больше или равен среднестатистическому времени жизни катодных пятен на поверхности катода. Стабилизация катодных пятен на рабочей поверхности осуществляется в соответствии с магнитной системой, представленной на рис. 3.31.

Расчет распределения витков соленоида позволяет достичь равномерного распределения плотности ионного тока вдоль оси катода, а упорядоченный характер движения катодных пятен обеспечивает получение покрытия, равномерного по высоте обрабатываемых изделий. В зависимости от направления протекания тока в соленоиде удастся управлять движением катодного пятна и формировать плазменные потоки различной геометрии.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лисенков А. А. Вакуумно-дуговые устройства : учеб. пособие / А. А. Лисенков, В. А. Фролов. – СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2008. – 248 с.
2. Электротехнологические промышленные установки : учеб. пособие / В. Я. Фролов [и др.]. – СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2009. – 572 с.
3. Диагностика низкотемпературной плазмы. Ч.1. Плазменная техника и технология : лабор. практикум / А. П. Гагарин [и др.]. – СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2010. – 44 с.
4. Проскуровский Д. И. Эмиссионная электроника: учеб. пособие для вузов / Д. И. Проскуровский. – Томск : Томский государственный университет, 2010. – 288 с.

**Фролов Владимир Яковлевич**  
**Лисенков Александр Аркадьевич**  
**Барченко Владимир Тимофеевич**

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
ПРИМЕНЕНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

Учебное пособие

Лицензия ЛР № 020593 от 07.08.97

Налоговая льгота — Общероссийский классификатор продукции  
ОК 005-93, т. 2; 95 3005 – УЧЕБНАЯ ЛИТЕРАТУРА

---

Подписано в печать 00.00.2010. формат 60×84/16 Печать цифровая  
Усл. печ. л. 14,0. Уч.-изд. л. 14,0. Тираж Х00 экз. Заказ

---

Отпечатано с готового оригинал-макета, представленного автором  
в цифровом типографском центре Издательства Политехнического университета:

195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.

Тел.: (812) 540-40-14

Тел./факс: (812) 927-57-76