



Министерство образования и науки Российской Федерации

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

В. Я. Фролов Д. Урланд А. А. Лисенков

ФИЗИКА И ДИАГНОСТИКА НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ
ПРОЦЕССОВ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Учебное пособие



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ

УНИВЕРСИТЕТ

Санкт-Петербург

Издательство Политехнического университета

2013

Министерство образования и науки Российской Федерации

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Приоритетный национальный проект «Образование»
Национальный исследовательский университет

В. Я. ФРОЛОВ Д. УРЛАНД А. А. ЛИСЕНКОВ

**ФИЗИКА И ДИАГНОСТИКА
НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ
ОСНОВЫ ТЕОРИИ
ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ
ДУГОВОГО РАЗРЯДА**

*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
2013

УДК 533.9(075.8)

ББК 22.33Зя73

Ф91

Рецензенты:

Доктор технических наук, профессор СПбГЭТУ «ЛЭТИ» *В. Д. Гончаров*

Доктор технических наук, профессор СПбГПУ *В. В. Титков*

Фролов В. Я. Физика и диагностика неравновесной плазмы. Основы теории приэлектродных процессов дугового разряда : учеб. пособие / В. Я. Фролов, Д. Урланд, А. А. Лисенков. – СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2013. — 198 с.

Изложены основы теории приэлектродных процессов. Рассмотрены явления эмиссии электронов, а также процессы в области катода и анода на примере короткого дугового разряда.

В учебном пособии дается анализ существующих методов расчета прикатодных и прианодных процессов, а также принципы моделирования дугового разряда с учетом приэлектродных процессов. Представлены разработанные методы анализа процессов в катодной области дуги низкого давления.

Предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлениям подготовки магистров «Техническая физика» и направлению «Электроэнергетика и электротехника» по дисциплинам «Физика плазмы», «Спецглавы физики» и магистров по дисциплинам «Ионно-вакуумная техника и технология», «Плазменная, лазерная илучевая техника и технология».

Пособие может быть полезно в системах повышения квалификации и в учреждениях дополнительного профессионального образования.

Работа выполнена в рамках реализации программы развития национального исследовательского университета «Модернизация и развитие политехнического университета как университета нового типа, интегрирующего мультидисциплинарные научные исследования и надотраслевые технологии мирового уровня с целью повышения конкурентоспособности национальной экономики».

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

© Фролов В. Я., Урланд Д.,
Лисенков А. А., 2013

© Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет, 2013

ISBN 978-5-7422-4219-2

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
1. Физические основы дугового разряда.....	8
1.1. Механизмы эмиссии электронов из катода.....	17
1.1.1. Распределение электронов в металле при абсолютном нуле.....	19
1.1.2. Термоэлектронная эмиссия.....	23
1.1.3. Термоавтоэлектронная эмиссия.....	28
1.1.4. Автоэлектронная эмиссия.....	31
1.2. Энергетический баланс электрического разряда.....	35
1.3. Теплообмен на поверхности электродов.....	37
1.3.1. Теплообмен на поверхности катода.....	37
1.3.2. Теплообмен на поверхности анода.....	43
1.4. Расчет параметров столба электрической дуги.....	47
1.4.1. Результаты расчета.....	50
1.5. Тепловое состояние плазмотронов для нанесения покрытий.....	55
2. Механизмы формирования привязки дугового разряда к электродам и их моделирование.....	60
2.1. Взаимодействие частиц в плазме.....	61
2.2. Физика термической плазмы.....	67
2.3. Проблема привязки дуги.....	70
2.4. Процессы на поверхности электрода.....	71
2.5. Слой пространственного заряда вблизи поверхности электрода.....	75
2.6. Структура области плазмы вблизи электрода.....	80
2.7. Модель прикатодного слоя.....	83
2.8. Структура плазмы в прианодной области.....	87
2.9. Результаты моделирования.....	89
2.10. Альтернативные модели приэлектродного слоя.....	92
2.11. Описание привязки дуги в равновесных моделях.....	96
2.12. Привязка дуги в первравновесных моделях.....	98

3. Физические процессы в вакуумной дуге.....	103
3.1. Катодное пятно.....	107
3.1.1. Разряд на неочищенной поверхности катода.....	109
3.1.2. Разряд с поверхности материала катода.....	111
3.1.3. Генерация капельных образований.....	121
3.2. Тепловой режим работы катода.....	125
3.2.1. Математическое моделирование катодного пятна.....	125
3.2.2. Термический режим протяженного катода.....	134
3.3. Прианодные процессы.....	140
3.4. Управление движением катодных пятен.....	150
3.5. Плазменный поток в рабочем объеме.....	163
3.6. Распределение индукции магнитного поля в зоне транспортировки плазменного потока.....	171
3.7. Движение плазменного потока в осесимметричном магнитном поле.....	177
3.8. Управление плотностью плазменного потока.....	187
Библиографический список.....	196

ВВЕДЕНИЕ

Создание нового электрофизического оборудования и электротехнологий напрямую связано с изучением процессов, протекающих в среде, содержащих разноименные заряженные частицы в значительных концентрациях. Эффективным средством организации высокотемпературных технологий является электрический разряд в виде дуги. Комплекс явлений, проявляющийся при протекании электрического тока между электродами в среде газа или пара, когда к ним приложена некоторая разность потенциалов, называется разрядом. При этих условиях в разрядном промежутке появляются свободные электрические заряды — электроны и ионы, способные перемещаться под действием электрического поля. В приложении к электротехнологическим установкам электрические разряды в газах применяются с целью преобразования электрической энергии в тепловую.

В связи с этим интерес к электрической дуге в электротехнологических процессах объясняется применением плазмотронов при решении конкретных задач в металлургической, химической и многих других отраслях промышленности. Успешное применение данной технологии требует дальнейшего фундаментального изучения процессов и свойств низкотемпературной плазмы. Это связано также с тем, что до настоящего времени, из-за многофакторности и сложной взаимосвязи параметров, единое математическое описание дуговых разрядов отсутствует. Существующие математические модели позволяют применять их только при существенных ограничениях.

Газонаполненный промежуток, через который протекает электрический ток, ограничивается поверхностями с различным функциональным назначением. Электрический ток замыкается через катод, подсоединеный к отрицательному полюсу источника электрического питания, и анод, подключенный к положительному полюсу. Характер

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

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.

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 существенные концентрации электронов, однозарядных и многозарядных ионов, продуктов диссоциации молекул — химически активных и быстрых нейтральных частиц.

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.

В данном пособии впервые представлен анализ методов расчета прикатодных процессов и показана возможность учета приэлектродных процессов при расчете параметров электрической дуги.

По своему объему и изложению учебное пособие предназначено для студентов всех уровней обучения. В первую очередь сюда следует отнести подготовку бакалавров по курсам «Физика плазмы», «Специальные курсы физики», а во вторую — магистров, обучающихся по курсам «Основы физических процессов в электротехнологии», «Электротехнология», «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 электроэнергетики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета, результаты научной работы авторов при сотрудничестве между СПбГПУ и институтом низкотемпературной плазмы (г. Грайфсвальд, Германия), опубликованные труды ведущих ученых и научно-исследовательских организаций, учебных заведений страны, а также зарубежный опыт.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Несмотря на чрезвычайно широкую область применения и изучение дугового разряда, единого общепринятого определения еще нет.

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 λ_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

$$d^2U/dx^2 = (\rho_e - \rho_i)/\epsilon_0, \quad (1.1)$$

в котором $\rho_c = j_c / v_c$, $\rho_i = j_i / v_i$, 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:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \left[\frac{j_e}{\sqrt{2eU/m_e}} - \frac{j_i}{\sqrt{2e(U_k-U)^{1/2}/m_i}} \right].$$

После однократного интегрирования уравнения Пуассона (при этом правую и левую части уравнения (1.1) следует умножить на dU/dx) получим:

$$\left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \left[\frac{j_e \sqrt{U}}{\sqrt{2e/m_e}} + \frac{j_i \sqrt{U_k - U}}{\sqrt{2e/m_i}} \right] + C_1. \quad (1.2)$$

В качестве граничного условия (1.2) 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 $C_1 = -(4/\epsilon_0)j_e U_k^{1/2} (2e/m)^{-1/2}$. Подставив данное значение постоянной C_1 в выражение для градиента потенциала (1.2) и положив $x = 0$, получим выражение для напряженности поля у поверхности катода:

$$E_k^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \left(\frac{m U_k}{2e} \right)^{1/2} \left[j_i \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} - j_e \right] = \frac{4 j_e}{\epsilon_0} \left(\frac{m U_k}{2e} \right)^{1/2} \left[\frac{j_i}{j_e} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (1.3)$$

которое называют уравнением Маккоуна.

Анализ (1.3) 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 тяжелого 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 тяжелого компонента плазмы. Релаксация приэлектродных возмущений происходит на определенных 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 накаленным 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 потенциальному 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 накаленным 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/см². 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, tantal 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 / м². 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 ($0,5\dots 1$) 10^5 Па, для которых характерно образование равновесной плазмы в положительном столбе. Положительный столб — квазизотермичен, 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, бульмановское 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 ($6\dots 12$) 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 $1,33 (10^{-3} \dots 10^2)$ Па в положительном столбе формируется сильно выраженная неравновесная, газоразрядная 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 ее тяжелым 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 паях 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 флюктуаций локальных значений коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ 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 γ -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 жидкокометаллическом 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 $10^6 \dots 10^{12} \text{ A/m}^2$. 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} A и ниже.

Положительный столб дугового разряда. Плазмообразующей средой при высоких давлениях выступают газовые молекулы, и для описания характеристик положительного столба можно использовать теорию квазизотермической плазмы высокого давления, основным уравнением которой является уравнение Саха–Ленгмюра. Плазма называется квазизотермической 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.

1.1. МЕХАНИЗМЫ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ КАТОДА

Газ, через который протекает электрический ток, граничит с электродной системой. Между этими составляющими происходит активный обмен заряженными частицами. Процессы, протекающие на поверхности также актуальны для возбуждения и поддержания разряда, как и процессы в разрядном промежутке. Одним из определяющих процессов в поддержании разряда является эмиссия электронов с поверхности твердого тела.

Металлы — это материалы, у которых заполненная электронами зона вплотную прилегает или даже перекрывает зоной свободных энергетических уровней. Вследствие этого свободные электроны под влиянием приложенного к проводнику электрического поля могут переходить с уровней заполненной зоны на незанятые уровни свободной зоны.

У металлического проводника проводящее состояние является нормальным (расстояние между энергетическими уровнями около 10^{-22} эВ, а энергия, приобретаемая электроном на длине свободного пробега под влиянием силы электрического поля, около $10^{-8} \dots 10^{-4}$ эВ).

Движение электронов в металле можно рассматривать, как движение в потенциальной яме глубиной W_0 , причем при температуре $T = 0$ К энергия наиболее быстрых электронов меньше W_0 . Это означает, что при нулевой температуре электроны за счет имеющейся энергии не могут выйти из металла в окружающее пространство. Картина видоизменяется, если электронам сообщается дополнительная энергия, способная перевести их на более высокие энергетические уровни.

Так при нагревании металлов до высоких температур скорость теплового движения электронов увеличивается, и наиболее быстрые из них способны преодолеть силы поверхностного потенциального барьера и покинуть тело металла. Такие свойства металлов, как

излучение теплоты нагретым телом, изменение внутренней структуры при нагреве определяют его эмиссионную способность.

Вопрос механизма эмиссии с поверхности металлов является кардинальным. Соответственно способам подведения дополнительной энергии различаются несколько видов электронной эмиссии: термоэлектронная, термоавтоэлектронная и автоэлектронная эмиссии.

Существующие эмиссионные уравнения являются частными случаями общего соотношения, определяющего плотность эмиссионного тока:

$$j_e = \int_{W_z}^{\infty} n_e(W_z, T) D(W_z, E) dW_z, \quad (1.4)$$

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

$$dn_e(W) = F(W) f_F(W) dW, \quad (1.5)$$

где W — полная энергия электрона, равная сумме кинетической и потенциальной энергий; $F(W)$ — плотность энергетических состояний уровней, т. е. число разрешенных состояний в единичном интервале энергии; $f_F(W)$ — вероятность заполнения энергетических уровней, описываемая статистикой Ферми–Дирака.

Используя для (1.5) 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 ,

$$f_F(W) = \frac{1}{1 + \exp[(W - W_F)/(kT_e)]}, \quad (1.6)$$

где W — энергия уровня, вероятность заполнения которого определяется относительно энергии характеристического уровня W_F , получаем:

$$dn_e(W) = \frac{4\pi(2m_e)^{3/2}}{h^3} \left\{ \frac{1}{1 + \exp[(W - W_F)/(kT_e)]} \right\} \sqrt{W} dW, \quad (1.7)$$

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.

1.1.1. Распределение электронов в металле при абсолютном нуле

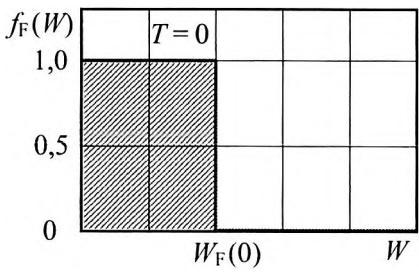
Металл для свободных электронов является потенциальной ямой, выход из которой требует затраты работы по преодолению сил связи, удерживающих электрон в металле. Свободные электроны в металле обладают квантовыми свойствами, главным из которых является то, что их энергия квантована, и они подчиняются принципу Паули — в состоянии с одной и той же энергией, на каждом уровне, может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. Если электронный газ содержит N электронов, то последним будет занят уровень с номером $N/2$. Этот уровень называется уровнем Ферми для вырожденного электронного газа.

Распределение Ферми–Дирака $f_F(W)$ зависит от температуры и при этом не может быть больше единицы, поскольку числитель выражения (1.2) равен единице, а в знаменателе к единице прибавляется положительная величина — экспонента.

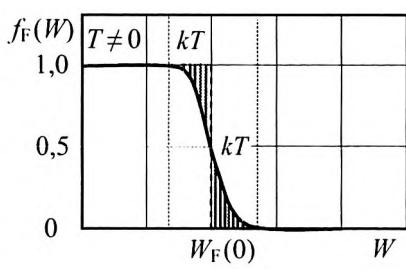
Анализируя уравнение (1.6) при температуре, стремящейся к нулю $T \rightarrow 0$, когда $W > W_F$, получаем, что при этих условиях $\exp[(W - W_F)/(kT_e)]$ обращается в бесконечность, а вероятность заполнения электронами энергетических уровней $f_F(W)$ в этом случае равна нулю $f_F(W) = 0$.

При $W < W_F \rightarrow \exp[(W - W_F)/(kT_c)]$ обращается в ноль, а вероятность $f_F(W)$ заполнения электронами энергетических уровней оказывается равной единице $f_F(W) = 1$.

График зависимости $f_F(W)$ от энергии W при $T = 0$ представляет собой ступенчатую функцию единичной высоты, обрывающуюся при $W = W_F(0)$ (рис. 1.1, *a*).



a



б

Рис. 1.1. Вид зависимости $f_F(W)$ от энергии частиц W :
при $T = 0$ (*a*) и при температуре отличной от нуля $T \neq 0$ (*б*)

Из распределения компонент скоростей пространство скоростей характеризуется значениями ниже или выше значения скорости $v_x = \sqrt{2W_F/m_e}$ то плотность электронов в пространстве скоростей соответственно постоянна или равна. При нулевой температуре $T = 0$ электроны равномерно заполняют в пространстве скоростей сферу радиусом v_F . В отличие от классической теории электроны даже при абсолютном нуле обладают некоторой определенной энергией, обусловленной принципом Паули.

Таким образом, при температуре абсолютного нуля электроны металла способны занимать энергетические уровни лишь до энергии Ферми W_F , 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 (1.6) в пределах от 0 до W_F при $f_F(W) = 1$ определяем значение энергии Ферми:

$$W_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n)^{2/3}, \quad (1.8)$$

где n — концентрация свободных электронов в металле.

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 $T_F = W_F(0)k^{-1}$ называется температурой Ферми и составляет десятки тысяч градусов, так при значении $W_F(0) = 5$ эВ температура Ферми равна $T_F = 60\,000$ К, что более чем в 200 раз превышает комнатную температуру.

Следует подчеркнуть, что данные параметры не являются функциями теплового движения. Они имеют чисто квантовую природу и подчиняются принципу запрета Паули.

Влияние температуры на распределение Ферми–Дирака. 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. 1.1, 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 плавким, как это показано на рис. 1.1, 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 $f(W, T) = 0,5$.

Таким образом, следует, что все уровни, расположенные ниже уровня Ферми, с вероятностью больше 0,5 заполнены электронами. И 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:

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

Распределение энергии внутри металла (рис. 1.2) представляется в виде потенциальной ямы глубиной W_0 , в которой электроны распределены в соответствии с функцией распределения Ферми, при соответствующей температуре T .

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.

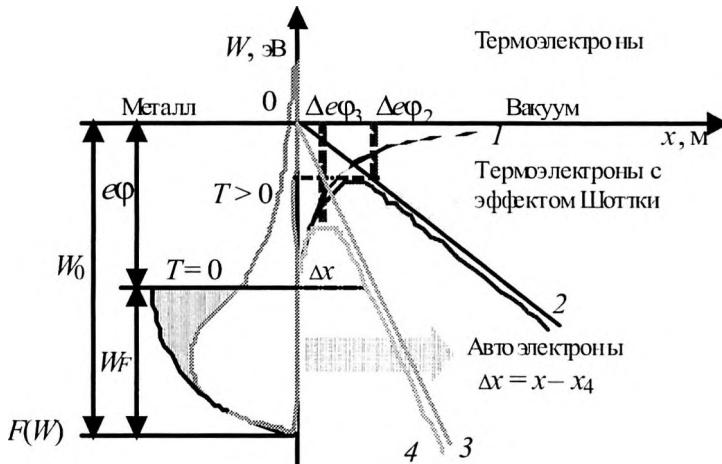


Рис. 1.2. Потенциальная энергия электрона
близи поверхности металла:

- 1 — в отсутствие электрического поля;
- 2 — обусловленная слабым внешним электрическим полем;
- 3 — более сильным полем;
- 4 — энергия, соответствующая отсутствию сил изображения в случае сильного поля; W_0 — энергия дна зоны проводимости; W_F — энергия Ферми; $x_1 - x_2$ — ширина потенциального барьера при наличии внешнего поля; $e\phi$ — работа выхода

В этом случае условие выхода электрона записывается в виде $m_e v_x^2 / 2 \geq W_0$. Отсюда может быть определена предельная скорость выхода $v_x \geq (2W_0 / m_e)^{1/2}$. 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 $v_x t$.

1.1.2. Термоэлектронная эмиссия

Данный вид эмиссии является одним из видов эмиссии электронов поверхностью твердого тела. В случае термоэлектронной эмиссии внешнее воздействие связано с нагреванием твердого тела.

Явлением термоэлектронной эмиссии называется испускание электронов нагретыми телами (эмиттерами) в вакуум или другую среду.

При повышении температуры в металле появляются электроны, обладающие кинетической энергией, превышающей высоту потенциального барьера (рис. 1.2). Эти электроны способны покинуть тело металла и при наличии электрического поля сформировать термоэлектронный ток. В заметной степени термоэлектронная эмиссия наблюдается лишь при высокой температуре, когда число термически возбужденных электронов, способных выйти из металла, оказывается достаточно большим.

Для вычисления плотности термоэлектронного тока используется модель электронного газа, применяя к ней статистику Ферми– Дирака. Очевидно, что плотность термоэлектронного тока определяется плотностью облака электронов вблизи поверхности кристалла, которая описывается формулой (1.7). В этом случае от распределения электронов по энергиям переходят к рассмотрению распределения электронов по импульсам.

На поверхности металлического катода выделяется единичная площадка, на которой строится прямоугольный параллелепипед с боковым ребром $v_z = p_z / m_e$. Ось z , прямоугольной системы координат, направлена нормально к поверхности катода. Число электронов в параллелепипеде, составляющие импульса которых заключены в рассматриваемом интервале, равно:

$$dN = v_z n(p_x, p_y, p_z) dp_x dp_y dp_z = \frac{2v_z}{h^3} \frac{dp_x dp_y dp_z}{\exp[(W - W_F)/kT] + 1}. \quad (1.9)$$

Из этих электронов металл покидают лишь те, у которых кинетическая энергия в направлении v_z не меньше величины потенциального барьера. Интегрируя (1.9) по p_x и p_y в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ (пределы, в которых могут теоретически меняться p_x и p_y) и по p_z в пределах от p_{z0} до ∞ . При интегрировании следует учесть, что

$W = (dp_x^2 + dp_y^2 + dp_z^2)/2m_e$, и в этом случае можно воспользоваться табличным интегралом $\int \exp(-r^2 x^2) dx = \sqrt{\pi}/r$, $r > 0$. В результате получим число электронов dN , ежесекундно покидающих единичную площадку нагреветого металла:

$$dN = \frac{2}{m_e h^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{p_z=0}^{\infty} \frac{p_z dp_x dp_y dp_z}{\exp[(W - W_F)/kT] + 1}.$$

Чтобы при эмиссии электронов кристаллическая решетка не разрушалась, из кристалла должна выходить ничтожная часть электронов. Для этого, как показывает формула (1.6), должно выполняться условие $W - W_F \gg kT$. Величина kT , выраженная в вольтах, даже при сравнительно высокой температуре 2500 К составляет 0,2 В ($1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2,5 \cdot 10^3 / 1,6 \cdot 10^{-19} = 0,2$). Таким образом, показатель экспоненты $(W - W_F)/kT$ не менее 10 или даже 20. это позволяет пренебречь единицей в знаменателе подынтегрального выражения. Тогда эта формула преобразуется к виду

$$dN = 2 \left(\frac{2\pi m_e k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right). \quad (1.10)$$

Вклад в плотность тока от одного электрона равен $j_s = ev_z = ep_z/m_n$, где e — заряд электрона. Теперь, учитывая (1.5), из уравнения Ричардсона—Дэшмана определяется плотность термоэлектронного тока (ТЭЭ), создаваемого электронами, выходящими с поверхности катода:

$$j_{\text{ТЭЭ}} = 2 \left(\frac{2\pi m_e e k^2}{h^3} \right) D T^2 \exp\left(-\frac{W_0 - W_f}{kT}\right) = A_0 D T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi}{kT}\right), \quad (1.11)$$

где $A_0 = 4\pi m_e e k^2 / h^3 = 1,2 \cdot 10^6 \text{ А} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^2)$ — универсальная постоянная Ричардсона; D — квантово-механический коэффициент отражения электронов от границы «металл—вакуум»; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж / К — постоянная Больцмана; $e\Phi$ — работа выхода (Pt — 5,32 эВ, W — 4,54 эВ,

Mo — 4,3 эВ, Au — 4,08 эВ), выраженная в электронвольтах (1 эВ = $1,60 \cdot 10^{-19}$ Дж); ϕ — потенциал выхода.

Работа выхода $e\phi$ — 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.

Измеряя плотность термоэлектронного тока насыщения, можно вычислить постоянную Ричардсона и работу выхода $e\phi$. Для экспериментальных расчетов выражение (1.11) удобно представить в логарифмическом виде, предварительно разделив обе части на T^2

$$\ln\left(\frac{j_{TЭЭ}}{T^2}\right) = \ln A_0 - \frac{e\phi}{kT}.$$

В этом случае на графике (рис. 1.3, б) зависимость $\ln(j_{TЭЭ}/T^2)$ линейно зависит от $1/T$ и выражается прямой линией. По углу ее наклона α ($\operatorname{tg}\alpha = e\phi/k$) можно определить работу выхода $\phi = \operatorname{tg}\alpha / 11600$, а по точке пересечения с осью ординат найти постоянную Ричардсона A_0 .

Эту прямую, позволяющую определить эмиссионные константы исследуемого материала, называют прямой Ричардсона.

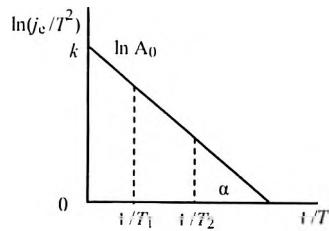
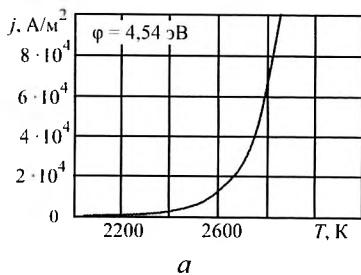


Рис. 1.3. Зависимость плотности тока термоэлектронной эмиссии (а) и прямая Ричардсона (б)

Электронная теория металлов рассматривает работу выхода $A = e\varphi$, где φ — потенциал работы выхода, как работу, необходимую для перемещения электрона с уровня Ферми в вакуум. Для того чтобы электрон мог покинуть поверхность катода его энергия обязательно должна быть больше, чем высота потенциального барьера, при этом видно, что работа выхода равна убыли кинетической энергии $A = e\varphi = 0,5m_e(v_1^2 - v_2^2)$, где v_1 и v_2 — соответственно, скорости электрона до и после выхода из металла.

На практике работа выхода определяется как свойствами поверхности и степенью ее загрязнения, так и ее температурой и постоянной кристаллической решетки.

Зависимость плотности тока (1.11) от рабочей температуры вольфрамового катода представлена на рис. 1.3, 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 плотно упакованных граней имеем: (110) — 5,35 эВ, (112) — 4,65...4,88 эВ, (011) — 6,0 эВ, (111) — 4,39 эВ, (123) — 4,52 эВ.

Покрытие вольфрамового катода одноатомным слоем цезия, уменьшает работу выхода с 4,54 до 1,36 эВ, бария — до 1,56 эВ, тория — до 2,6 эВ, вызывая при этом увеличение плотности тока. Противоположная ситуация наблюдается, если вольфрам покрыт атомами кислорода. Поскольку связь валентных электронов в кислороде сильнее, чем в вольфраме, то при адсорбции кислорода на поверхности вольфрама образуется двойной электрический слой, увеличивающий работу выхода из металла.

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 , являющийся функцией энергии электрона: $D = 1 - \gamma'$, где γ' — коэффициент

отражения Шотки, характеризующий вероятность того, что электрон с энергией достаточной для выхода возвращается с поверхности в материал.

1.1.3. Термоавтоэлектронная эмиссия

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. 1.2).

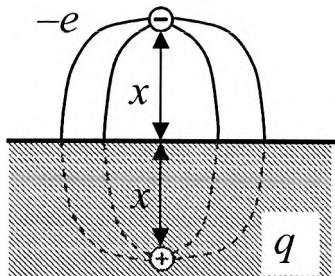


Рис. 1.4. Образование силы зеркального отображения у поверхности металла

При отсутствии электрического поля ($E = 0$) толщина потенциального барьера, окружающего электронную яму, неограничена. Появление внешнего электрического поля ($E > 0$) снижает потенциальный барьер на границе металла на величину $\sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)}$, уменьшает работу выхода и увеличивает эмиссионный ток.

Уменьшение работы выхода электронов из твердых тел под действием внешнего ускоряющего электрического поля называется эффектом Шотки. Для объяснения этого эффекта рассматриваются силы, действующие на электрон вблизи поверхности (рис. 1.4). В соответствии с законом электростатической индукции на поверхности индуцируются поверхностные заряды противоположного знака, определяющие взаимодействие электрона с поверхностью. В соответствии с методом электрических изображений действие реальных поверхностных зарядов на электрон заменяется действием фиктивного точечного положительного заряда $+q$, расположенного на таком же расстоянии от поверхности, что и электрон, но с противоположной стороны поверхности.

Следует отметить, что закон Кулона выполняется только в том случае, когда расстояние x (рис. 1.4) намного больше параметра кристаллической решетки a_0 . Тогда, в соответствии с законом Кулона, сила взаимодействия двух точечных зарядов

$$F_x = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x^2},$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная; x — расстояние между электроном и поверхностью кристалла.

Если электрон находится во внешнем электрическом поле E , на него действует еще одна сила $F = eE$ и на некотором критическом расстоянии x рассматриваемые силы равны одна другой $F_x = eE = e^2 / (16\pi\epsilon_0 4x^2)$, откуда находится $x = 0,5(e / 4\pi\epsilon_0 E)^{1/2}$.

Потенциальная энергия электрона в поле силы электрического изображения, если отсчет вести от нулевого уровня вакуума, равна $U_k = -e^2 / (16\pi\epsilon_0 x)$. Потенциальная энергия электрона во внешнем ускоряющем электрическом поле $U_E = -eEx$.

Полная потенциальная энергия электрона $U = U_k + U_E$.

Графическое нахождение полной энергии электрона, находящегося вблизи поверхности кристалла, приведено на рис. 2.10, на котором наглядно видно уменьшение работы выхода электрона из кристалла. Суммарная кривая потенциальной энергии электрона (сплошная кривая) достигает максимума в точке $x_m = \sqrt{e / (16\pi\epsilon_0 E)}$.

При напряженности внешнего поля $E \approx 3 \cdot 10^6$ В/см точка x_m отстоит от поверхности на расстоянии 10 Å. В этой точке суммарная потенциальная энергия, равная понижению потенциального барьера (и, следовательно, уменьшению работы выхода),

$$U_m = \sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)} = \Delta\phi.$$

В результате эффекта Шотки ток в приборе растет с ростом прикладываемого анодного напряжения.

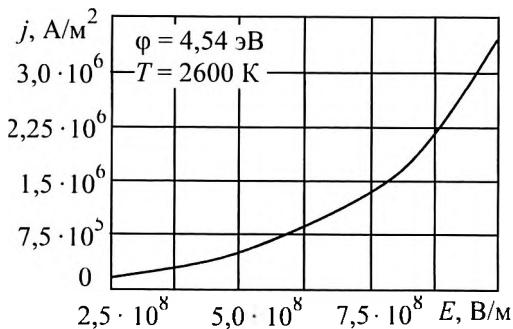


Рис. 1.5. Зависимость плотности тока термоавтоэлектронной эмиссии

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):

$$j_{\text{ТАЭЭ}} = A_0 T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi - \Delta\varphi}{kT}\right). \quad (1.12)$$

Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля при температуре вольфрамового катода 2 600 К представлена на рис. 1.5. Выражение (1.12) с учетом тока за счет термоэлектронной эмиссии можно представить как

$$j_{\text{ТАЭЭ}} = A_0 T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi - \Delta\varphi}{kT}\right) = j_{\text{ТЭЭ}} \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{kT}\right).$$

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.

1.1.4. Автоэлектронная эмиссия

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 этом, чем сильнее создаваемое поле тем уже ширина потенциального барьера, которая уменьшается до такой величины, что проявляется и становится преобладающим эффект квантово-механического туннелирования электрона сквозь потенциальный барьер. Появляется эмиссия электронов в вакуум под действием сильно-го внешнего электрического поля — автоэлектронная эмиссия (АЭЭ).

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 Е 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 представляется уравнением Фаулера–Нордгейма:

$$j_{\text{АЭЭ}} = 1.54 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{t^2(\xi)\phi} \exp\left[-6.85 \cdot 10^9 \frac{\Phi^{3/2}}{E} \Psi(\xi)\right], \quad (1.13)$$

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 $W_x = e\phi\xi = \sqrt{eE} / \phi$ 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 (1.9), 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 уровня, лежащие выше уровня Ферми.

На рис. 1.2 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 $W \equiv 0$.

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 пограничной области вызывает дополнительное усиление автоэлектронной эмиссии.

Весьма перспективной моделью для объяснения катодных процессов в дуговом разряде представляется *эмиссия горячих электронов*. Под эмиссией горячих электронов понимают эмиссию термоэлектронов из катода в том случае, когда температура электронной подсистемы в приповерхностных слоях Θ 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 τ_{ee} значительно меньше времени релаксации электронов по энергии при взаимодействии с решеткой τ_e . По известным оценкам $\tau_{ee} \sim 10^{-14}$ с, а $\tau_e \sim 10^{-11}$ 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/см².

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 глубинеmonoатомного слоя.

Использование т-приближения для определения характеристик процесса релаксации электронов по энергии с учетом допущения о справедливости уравнения теплопроводности для процесса электронного теплонереноса позволяет получить оценку температуры горячих электронов в приповерхностном слое катода в виде

$$\Theta = T + \frac{q l_e}{\lambda},$$

где q — плотность теплового потока, воспринимаемого электронной подсистемой; l_e — средняя длина пробега электрона по отношению к процессу релаксации по энергии (для большинства металлов $l_e \sim 10^{-3}$ см); λ — 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 [$\lambda_{Cu} = 3,8 \text{ Вт}/(\text{см} \cdot ^\circ\text{C})$] плотность теплового потока должна быть не менее $3 \cdot 10^7 \text{ Вт}/\text{см}^2$;
- для ртути [$\lambda_{Hg} = 0,1 \text{ Вт}/(\text{см} \cdot ^\circ\text{C})$] — не менее $8 \cdot 10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$.

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.

1.2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

В процессе развития и существования дугового разряда существует несколько механизмов поступления и потерь энергии в разряде. Основным механизмом нагрева плазмы электрического разряда является джоулево тепловыделение, которое может быть определено по известным значениям плотности тока и удельной электро проводности плазмы разряда (σ) как:

$$W = \int_{t_{\text{взр}}}^t \int_V j^2 / \sigma dV dt, \quad (1.14)$$

где $t_{\text{взр}}$ — время действия разряда в результате теплового взрыва; V — объем разряда.

Практически джоулево тепловыделение на стадии развития разряда является единственным источником для увеличения температуры плазмы, остальные механизмы приводят только к потерям энергии плазмой:

1. Потери энергии на разогрев катодного пятна, необходимые для создания условий для переноса заряда из твердого тела в газообразную среду, могут быть определены из результатов анализа прикатодных процессов:

$$W_K = \int_{t_p}^t \int_S q_K dS_{\text{кп}} dt, \quad (1.15)$$

где t_p — момент времени окончания разряда; $S_{\text{кп}}$ — площадь катодного пятна (площадь поверхности, через которую происходит перенос электрического заряда).

2. Потери энергии в прианодной области по принятой ранее методике расчета определяются как

$$W_a = \int_{t_p}^t \int_S q_a dS_{\text{ан}} dt, \quad (1.16)$$

3. Потери энергии на диссоциацию молекул окружающей среды. Сюда входят потери на излучение, конвективный теплообмен и частично на теплопроводность в пограничных слоях с окружающей дугу средой. В общем случае потери на диссоциацию определяются как

$$W_{\text{дис}} = \int_V n e V_{\text{дис}} \chi(V) dV, \quad (1.17)$$

где n — концентрация молекул ($n = p/kT$); $V_{\text{дис}}$ — энергия диссоциации; χ — степень диссоциации молекул.

Следует заметить, что вклад этого механизма в общий баланс будет существенно зависеть от давления внутри разряда (давления паров металла). Это обусловлено тем, что потери энергии на диссоциацию зависят от температуры (энергии) молекул и их концентрации.

4. Потери энергии на расширение парогазовой полости могут быть определены, как

$$W_{\text{ак}} = 4\pi r^2 \int_0^\infty \frac{p^2}{\rho_0 C_0} dt, \quad (1.18)$$

где r — координата по радиусу парогазовой полости; ρ_0 — плотность окружающей среды; C_0 — скорость звука; p — давление в волне сжатия.

5. Потери энергии на излучение могут быть определены в предположении того, что излучение плазмы «заперто» и плазма излучает как абсолютно черное тело. Данное предположение представляется справедливым, так как существенный выход излучения (т. е. плазма является прозрачной для излучения) наблюдается при давлениях менее 2 атм., тогда потери на излучение:

$$W_{\text{изл}} = \int_{tpS}^t \int \int \epsilon T^4 dS dt, \quad (1.19)$$

где ϵ — постоянная Стефана-Больцмана; T — температура плазмы разряда.

На основании принятой модели расчета тепловых потоков, передаваемых энергию в анод, тепловых потоков, передаваемых энергию в катод, а также с учетом изменения скорости потока металлических паров от температуры пара и расчета затрат энергии отводимой от дуги можно определить распределение баланса мощностей между электродами и столбом дуги.

Из полученных результатов следует, что по мере развития разряда в парах металла основным источником тепла, передаваемого в анод, является электронная составляющая тока. С развитием разряда, а именно по истечении 0,001...0,0012 с электронная составляющая теплового потока в анод ослабевает. Практически не существенными, становятся и потоки, передаваемые теплопроводностью и конвекцией.

1.3. ТЕПЛООБМЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ

Разрядный промежуток, через который протекает электрический ток, ограничивается поверхностями с различным функциональным назначением. Электрический ток замыкается через катод, подсоединеный к отрицательному полюсу источника электрического питания, и анод, подключенный к положительному полюсу.

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

1.3.1. Теплообмен на поверхности катода

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. 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.

Наиболее важным параметром, влияющим на износ материала катода, является тепловой поток, действующий на катодное пятно на стадии развития и установления дугового разряда. Составляющие баланса энергии для катодных и анодных пятен известны лишь ориентировочно. К катоду перенос энергии осуществляется однократно заряженными ионами, образующимися в области ионизации. Кроме того, часть энергии электронов, эмитируемых катодом, поступает на катод с излучением из прикатодных областей — обратные электроны. Также часть энергии переносится на катод из столба дуги за счет теплопроводности, конвекции и излучения.

Для того чтобы рассчитать прикатодное падение напряжения требуются данные по ионной доле тока. Так известно, что плотность ионного тока $j_i = en_i v_i$, где n_i — концентрация ионов в ионизационном слое (в случае высоко ионизированной плазмы $n_i \approx n_e$), v_i — скорость ионов на границе ионизационного слоя и области пространственного заряда (см. рис. 1.2).

Обычно определяющими для эмиссии электронов считаются нагрев катода до высоких температур и образование сильного электрического поля объемного заряда ионов у катода. Для анализа прикатодных процессов воспользуемся моделью, изложенной в работе [5; 25]. Эта модель наиболее близко подходит к рассматриваемому случаю, так как построена для условий повышенного давления в прикатодной области.

Электрический ток в области пространственного заряда переносится ионами, электронами плазмы и электронами испускаемыми катодом. Плотность тока на поверхность катода может быть записана как

$$j = Z j_i + j_{em} - j_{e\text{ обр}}, \quad (1.20)$$

где j_{em} — плотность тока электронов эмиттируемых поверхностью катода; $j_{e\text{обр}}$ — плотность тока обратных электронов.

В случае смеси газов требуется учесть наличие ионов различных газов, тогда (1.16) примет вид:

$$j = \sum_s Z^s j_i^s + j_{em} - j_e, \quad (1.21)$$

где j_i^s — ион, образованный из атома s -ой компоненты смеси; Z^s — кратность заряда ионов образованных из s -й компоненты смеси.

Доля плотности тока на катод определяется из соотношения: $f = j_i / j$, где плотность тока ионов:

$$j_i = n_{is} e \sqrt{k(T_{ai} + T_e) / m_i}. \quad (1.22)$$

Плотность тока обратных электронов может быть найдена в результате решения уравнения Ленгмюра для средней скорости хаотического движения:

$$j_e = e \frac{n_e}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_k}{kT_e}\right), \quad (1.23)$$

где U_k — прикатодное падение напряжения.

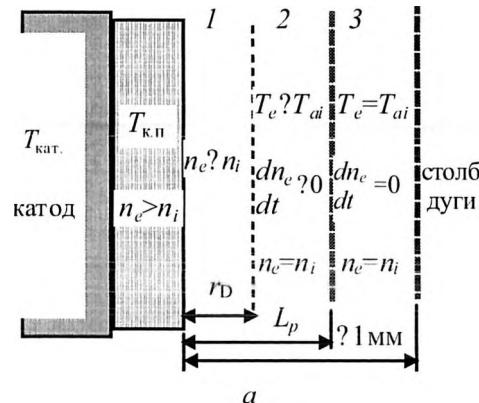
Плотность тока эмиттируемых электронов может быть найдена из уравнения Ричардсона-Дэшмана (1.11). При подстановке в (1.23) температуры T_n металлического пара, а работу выхода, заниженную на величину $e\varphi$, расчетные данные сходятся с экспериментальными. При этом для различных материалов пара снижение работы выхода электронов составило: $e\varphi_{Fe} = 1,5 \dots 2,5$ эВ, $e\varphi_{Cu} = 2 \dots 3$ эВ:

Энергетический баланс на поверхности катода представлен на рис. 1.6.

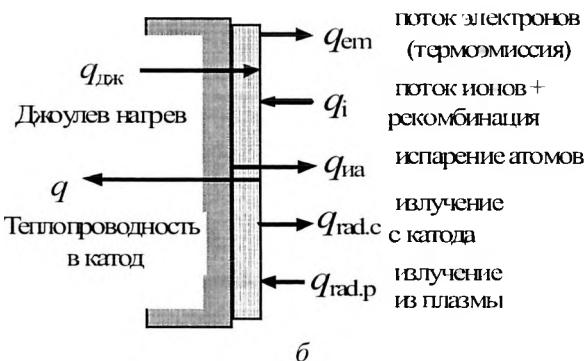
В соответствии с характером процессов приэлектродную область можно разделить на три слоя (рис. 1.6, a).

Первый приэлектродный слой — слой пространственного заряда (Ленгмировский слой), прилегающий непосредственно к поверхности катода. Характерной особенностью этого слоя является нарушение

условия квазинейтральности плазмы $n_e \neq n_i$. В связи с малой толщиной этого слоя, который по оценкам не превышает радиуса экранирования Дебая ($r_D \approx 0,02$ мкм), что много меньше длины свободного пробега электронов ($l_e \approx 0,5$ мкм), поэтому можно сделать допущение об отсутствии упругих столкновений между частицами и, следовательно, поток различных заряженных частиц через эту область постоянен.



a



b

Рис. 1.6. Схема теплообмена на поверхности катода:
структурата (*a*) и енергетическият баланс (*b*) при катодната област
(n_e , n_i , n_a — концентрации соответственно электронов, ионов и атомов;
 T_k , $T_{к.п}$, T_e , T_{ai} — температура соответственно катода,
паров металла у катода, электронов и атом - ионной компоненты)

Условно полагают, что большая часть электрического тока переносится электронами, испускаемыми поверхностью катода, однако, вклад ионов приходящих из квазинейтральной плазмы также существен. Также может быть заметным ток «обратных» электронов поступающих из плазмы в этот слой. Наличие потока «обратных» электронов может быть объяснено процессами диффузии высокозэнергетичной части электронов из плазмы в слой разделения зарядов плазмы. Основное влияние «обратных» электронов заключается в снижении положительного пространственного заряда, также «обратные» электроны могут приводить к дополнительному разогреву катодного пятна.

Второй приэлектродный слой — слой начала ионизации и рекомбинации пучка эмиссионных электронов. Толщина этого слоя порядка длины рекомбинации. Условно предполагается, что преобладающий механизм рекомбинации ион-электрон это трехчастичная рекомбинация. В этом случае длина рекомбинации может быть оценена по формуле $d = \sqrt{D_{ia} / (k_{\text{рек}} n_e^2)}$, где D_{ia} — коэффициент диффузии при взаимодействии ион-атом; $k_{\text{рек}}$ — коэффициент скорости рекомбинации. Для среднего сечение взаимодействия ион-атом $Q_{ea} \approx 6 \cdot 10^{-20} \text{ м}^{-2}$ в условиях приэлектродной плазмы величина коэффициента диффузии составит $D_{ia} \approx 10^{-2} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Величина коэффициента скорости рекомбинации по оценкам составляет $10^{-36} \text{ м}^6 \text{ с}^{-1}$, тогда длина рекомбинации равна $d \approx 10 \text{ мкм}$.

Внутри слоя ионизации выполняется условие квазинейтральности, при этом наблюдается отклонение плазмы от термического ($T_e \neq T_{ai}$) и ионизационного равновесия $k_i n_e n_a - k_r n_e^2 n_i \neq 0$. Часть ионного тока внутри ионизационного слоя такая же, как и в области пространственного заряда, на некотором расстоянии от поверхности катода ионный ток лавинообразно уменьшается до очень маленькой величины вне ионизационной области. Так как поток ионов, покидающих ионизационный слой в область пространственного заряда много

больше, чем поток ионов приходящий из слоя термической ионизации, ионизация частиц в ионизационном слое должна превалировать над рекомбинацией. Потеря электронами энергии, вследствие упругих соударений с тяжелыми частицами, в этом слое пренебрежимо мала.

Основная часть прикатодного слоя, внешняя по отношению к ионизационному слою, представляет собой слой термического нагревания. В слое термического нагревания сохраняется состояния термического и ионизационного равновесия. Основной заряд переносится электронами. В периферийной части разряда может происходить нарушение ионизационного и термического равновесия, где сильное влияние на процессы в электрической дуги оказывают прикатодные факелы.

В соответствии с предложенной иерархией пространственных масштабов можно сделать вывод о том, что уменьшение электронной температуры до температуры тяжелых частиц происходит на той же длине, на которой устанавливается ионизационное равновесие. Таким образом, при анализе приэлектродных процессов, слой термической ионизации можно не рассматривать. При этом параметры третьего приэлектродного слоя могут быть получены при рассмотрении столба электрической дуги в приближении частичного локального термодинамического равновесия.

Суммарный энергетический поток из плазмы на поверхность катода в конечном итоге будет равен:

$$q = \sum_s j_i^s \left[\frac{k \left(2T_i + \frac{ZT_e}{2} - 2T_k \right) + eU_k + eV_i^3 - (e\varphi - \Delta e\varphi - e\varphi_n)}{e} \right] + , \quad (1.24)$$

$$+ j_e \frac{(2kT_e + e\varphi - \Delta e\varphi - e\varphi_n)}{e} - j_{em} \frac{(2kT_{kn} + e\varphi - \Delta e\varphi - e\varphi_n)}{e}$$

где $\Delta e\varphi$ – поправка Шотки (примерно 0,1 эВ).

Вкладом в энергетический баланс катода атомов приходящих из плазмы, охлаждением катода, исходящим излучением, и нагреванием излучением плазмы можно пренебречь, так как эти эффекты при повышенном давлении очень малы.

1.3.2. Теплообмен на поверхности анода

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.

Для того чтобы оценить величину теплового потока, поступающего в анод в результате факельного теплового воздействия паров металла большого давления, исходящего с противоположного электрода, рассмотрим процессы теплообмена на поверхности анода.

Энергия, поступающая в анод из плазмы электрической дуги, включает в себя несколько составляющих.

Электрический ток в аноде обусловлен только движением электронов, поэтому мощность, выделяющаяся на аноде под действием потока электронов, включает в себя: энтальпию электронов, работу выхода электронов, которая была затрачена на их эмиссию с поверхности анода ($e\phi$) и выделяется на аноде, а также мощность, приобретаемую электронами в слое разделения зарядов (Лэнгмюровском слое $U_{\text{л}}$), и определится как:

$$P_e = I \frac{5}{2} k T_e \frac{1}{e} + I e \phi \frac{1}{e} + I U_{\text{л}}, \quad (1.25)$$

где I — ток дуги; k — постоянная Больцмана; T_e — температура электронов.

Теплопередача через пограничный (прианодный) слой толщиной z теплопроводностью атом–ионной компоненты плазмы с температурой T_{ai} равна:

$$P_{\lambda} = \lambda_{ai} \frac{\partial T_{ai}}{\partial z} S_{\text{а.п}}; \quad (1.26)$$

где λ_{ai} — теплопроводность атом–ионной компоненты плазмы; $S_{a,n}$ — площадь анодного пятна.

Нагрев анода высокоскоростным потоком плазмы — конвективный теплообмен P_{conv} . Конвективный тепловой поток подводится из плазмы к пограничному слою на поверхности анода и определяется выражением:

$$q_{\text{conv}} = \rho V H, \quad (1.27)$$

где ρ — плотность плазмы на внешней границе пограничного слоя на аноде; V — скорость плазмы (принимается $V \approx V_a$ и по Хольму в среднем составляет 100...200 м/с); H — энталпия плазмы в точке торможения на аноде.

В соответствии с литературными данными при торможении потока плазмы на аноде анодом усваивается лишь часть конвективной мощности подводимой из плазмы к пограничному слою. Доля конвективной мощности плазмы поглощаемой анодом определяется критерием Стантона, тогда конвективная составляющая мощности в анодном пятне будет равна:

$$P_{\text{conv}} = q_{\text{conv}} S_{a,n} St, \quad (1.28)$$

где q_{conv} — конвективный тепловой поток плазмы; $S_{a,n}$ — площадь анодного пятна; St — критерий Стантона, определяемый по корреляционной зависимости от критерия Рейнольдса.

Значение критерия Рейнольдса (Re) определяется для характерного размера потока по известной скорости, вязкости и плотности плазмы $Re = \rho V D_{a,n} / \mu$, где ρ — плотность плазмы; μ — вязкость плазмы; $D_{a,n}$ — диаметр анодного пятна.

Нагрев анода ионным током определяется из выражения:

$$P_i = j_i (U_i + U_{\text{я}} + (2kT_{ai}/e)) \cdot S_{a,n}, \quad (1.29)$$

где j_i — плотность тока ионов; U_i — потенциал ионизации.

Следует отметить, что нагрев анода ионным током и соответственно выделение на поверхности анода энергии ионизации

происходит в случае реализации «замороженного» прианодного слоя. Понятие «замороженного», или нечувствительного пограничного слоя относится к процессам рекомбинации ионов и диссоциации атомов плазмообразующего газа соответственно:



Эти процессы происходят с выделением энергии ионизации и диссоциации. Как правило, в результате высокой скорости движения плазмы ионы не успевают рекомбинировать в пограничном слое до соприкосновения с поверхностью, а рекомбинируют на самой поверхности и вся энергия ионизации eU_i и диссоциации $eU_{\text{дис.}}$ выделяется на поверхности анода. Поэтому пограничный слой, в котором происходят процессы рекомбинации и диссоциации, как бы «заморожен», т. е. нечувствителен к этим процессам.

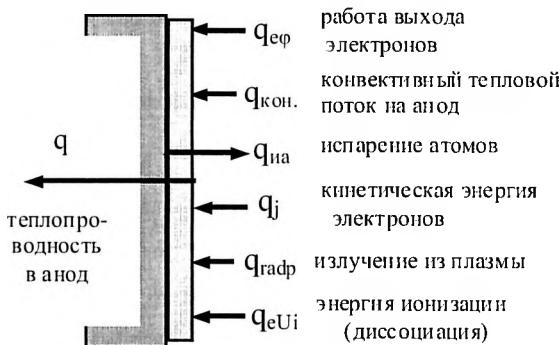


Рис. 1.7. Схема энергетического баланса на поверхности анода

В формулы (1.25; 1.29) входит $U_{\text{л.}}$, которое зависит от режима привязки (контакта) электрической дуги к аноду и может принимать как отрицательные, так и положительные значения. Так же от режима привязки электрической дуги к аноду зависит вклад ионного тока в мощность поглощаемую анодом. Очевидно, что режим привязки к аноду зависит от условий теплообмена электрической дуги и металла анода (рис. 1.7).

Учитывая условия в МЭП, а именно: повышенное давление в парогазовой полости и как следствие — малая длина пробега электронов, принимается в прианодной области механизм « T – ионизации». Это означает, что электроны на поверхности анода претерпевают множество столкновений с тяжелыми частицами еще до ионизации. Следовательно, распределение электронов по скоростям можно считать максвелловским и $U_{\text{л}}$ — принимает положительное значение.

Тепловой поток, поглощаемый анодом, определяется теплопроводностью металла анода и выражается законом Фурье:

$$q_{\text{a}} = -\lambda_{\text{a}} \frac{dT_{\text{a}}}{dz}. \quad (1.30)$$

Мощность, подводимая электрической дугой к поверхности анода, определяется как:

$$P_{\text{a}} = \eta U_{\text{д}} I_{\text{д}}, \quad (1.31)$$

где η — КПД дуги (доля мощности дуги, выделяемая на поверхности анода); $U_{\text{д}}$, $I_{\text{д}}$ — напряжение и ток дуги.

На поверхности анода всегда выполняется закон сохранения энергии, а именно:

$$P_{\text{a}} = q_{\text{a}} S_{\text{a.п}}, \quad (1.32)$$

где q_{a} — суммарный тепловой поток, действующий на анод.

Теплопроводность металла при температуре ниже точки плавления относительно слабо зависит от температуры металла, то же самое справедливо для температуры выше точки плавления. Однако при переходе через точку плавления теплопроводность металла уменьшается в несколько раз и, следовательно, тепловой поток, входящий в (1.32), также уменьшается, что должно приводить к увеличению площади анодного пятна ($S_{\text{a.п.}}$), и соответственно, к переходу режима контакта электрической дуги с анодом от контрагированной (температура металла ниже точки плавления) к диффузной (при температуре выше точки плавления). Следует заметить, что переход режима

привязки дуги к аноду может происходить при температуре металла ниже и выше точки плавления в зависимости от теплофизических свойств металла.

Значение падения напряжения на слое разделения зарядов U_{J} на поверхности анода и значение плотности ионного тока j_i неизвестны, однако их значения на основании сказанного выше не велики при повышенных давлениях, поэтому для определения вклада различных механизмов нагрева анода в баланс энергии проводится расчет составляющих мощности поступающей в анод. Согласно экспериментальным данным среднее значение температуры атом ионной компоненты плазмы на расстоянии 0,0004 мм от поверхности анода составляет $T_{ai} = 6000$ К и относительно слабо зависит от тока дуги, при этом теплопроводность атом–ионной компоненты плазмы составляет $\lambda = 0,2 \text{ Вт}/\text{м}^2 \text{ К}$, тогда тепловой поток на поверхность анода за счет теплопроводности $q_{\lambda} = 0,3 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Полученные данные свидетельствуют о незначительном вкладе в выделяемой на аноде мощности за счет ионной, Ленгмюровской и теплопроводности плазмы, как факторов входящих в общую мощность P_a , действующую от электрической дуги на поверхность детали. Основными составляющими мощности дугового разряда, оказывающими существенное воздействие на поверхность анода, являются ее электронная и конвективная составляющие.

1.4. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СТОЛБА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

Объектом исследования является дуга, горящая в узком межэлектродном промежутке в воде в условиях электроконтактно-дуговой резки металлов (скатая дуга). Данная дуга практически является не осесимметричной, однако, при математическом анализе ее параметров предполагается осевая симметрия, так как исключаются из рассмотрения непосредственно приэлектродные области.

В результате расчета предполагается получить следующие параметры дуги: — распределение температуры в дуге $T(r, z)$; — распределение составляющих скорости плазмы $v_z(r, z)$, $v_r(r, z)$; — распределение давления в дуге $p(r, z)$.

Плазма электрической дуги рассматривается как непрерывная среда, что позволяет использовать для расчета уравнения переноса.

Также предполагается, что отклонения от термического и ионизационного равновесия незначительны. При использовании последнего допущения необходимо проводить дополнительный анализ для определения параметров приэлектродных областей, в которых плазма отклоняется от локального термодинамического равновесия. Таким образом, проводится оценочный расчет с использованием двухмерной области, так как расчет 3-х мерных дуг является достаточно сложной, комплексной задачей.

С учетом сделанных допущений уравнения примут вид:

Уравнение баланса энергии:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z \cdot T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r \cdot T) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T}{\partial z}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T}{\partial r}\right) + \sigma(E_z^2 + E_r^2) - U_{\text{rad}}. \quad (1.33)$$

Уравнения сохранения импульса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z \cdot v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r \cdot v_z) &= 2 \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z}\right)\right) - \frac{\partial P}{\partial z} - \mu_0 j_z H_\Phi \end{aligned} \quad ; \quad (1.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z \cdot v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r \cdot v_r) &= \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \mu \frac{\partial v_r}{\partial r}\right) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z}\right)\right) - \frac{\partial P}{\partial r} - \mu_0 j_r H_\Phi \end{aligned} \quad . \quad (1.35)$$

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r) = 0. \quad (1.36)$$

Уравнения Максвелла относительно функции электрического тока χ :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \chi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r \sigma} \frac{\partial \chi}{\partial r} \right) = 0, \quad (1.37)$$

$$j_r = -\frac{\partial \chi}{\partial z}, \quad (1.38)$$

$$j_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial r}, \quad (1.39)$$

$$E_z = \frac{j_z}{\sigma}, \quad (1.40)$$

$$E_r = \frac{j_r}{\sigma}. \quad (1.41)$$

Уравнения (1.33-1.41), дополненные зависимостями переносных свойств от температуры: $\lambda(T)$, $\mu(T)$, $\sigma(T)$, $\rho(T)$, $U_{\text{rad}}(T)$, образуют замкнутую систему уравнений.

Следует отметить, что дифференциальные уравнения (1.33-1.35) имеют сходную структуру и при использовании дифференциальных операторов div и grad могут быть представлены в обобщенной форме

$$\text{div}(\rho V \phi) = \text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) + S_M, \quad (1.42)$$

ϕ	T	V_z	V_r
Γ	λ/C_p	μ	μ
S_M	$\sigma E^2 - U_{\text{rad}}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) - \frac{\partial P}{\partial z} + F_{z\text{эм}}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{\partial P}{\partial r} + F_{r\text{эм}}$

Обобщенная форма записи уравнений (1.33-1.35) позволяет использовать единую вычислительную процедуру для отыскания их численных решений. Система уравнений (1.33-1.41) образована нелинейными дифференциальными уравнениями в частных производных, поэтому для получения параметров электрической дуги по данной системе уравнений необходимо использовать приближенные методы численного анализа.

1.4.1. Результаты расчета

При расчете предполагается:

1. внутри контрольного объема и на его гранях выполняются все законы сохранения: энергии, массы, импульса и т. д.;
2. на гранях контрольного объема все свойства плазмы: $\sigma, \lambda, \mu, \rho, c_p$ принимаются постоянными, и относятся к средней по объему температуре;
3. сделанное выше предположение позволяет не усложнять дифференциальную форму записи уравнений производными от свойств плазмы: $d\lambda/dr, d\sigma/dr, dc_p/dr$ и т. д. Соответственно на гранях контрольного объема процессы тепло- и массо- обмена могут быть описаны одномерными уравнениями вида:

$$\rho v \frac{d\phi}{dz} = \Gamma \frac{d^2\phi}{dz^2} + S_M ;$$

$$\rho v \frac{d\phi}{dr} = \Gamma \frac{d^2\phi}{dr^2} + S_M ;$$

4. так как свойства принимаются постоянными на гранях объема, то уравнение для постоянных коэффициентов может быть решено аналитически;
5. аналитическое решение одномерного уравнения является в дальнейшем основой построения дискретного аналога, т. е. используется для «стыковки» на гранях контрольного объема;
6. размеры конкретного объема $\Delta z, \Delta r$ выбираются так, чтобы аналитическое решение, для которого свойства плазмы постоянны, отвечало экспериментальным результатам;
7. оценка расхождения точного решения (экспериментальным результатам) и решения полученного численно осуществляется методом минимизации неувязки.

В соответствии с принятым методом, исходное дифференциальное уравнение аппроксимируется внутри контрольного объема дискретным аналогом (линейным алгебраическим уравнением), которое получается путем формального интегрирования дифференциального уравнения по объему.

В цилиндрических координатах обобщенное дифференциальное уравнение (1.42) имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z \varphi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r \varphi) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial r}\right) + S .$$

Производится интегрирование обобщенного дифференциального уравнения по двум направлениям z , r цилиндрических координат:

$$\begin{aligned} & \int_{r_q}^{r_n} \int_{z_w}^{z_e} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z \varphi) dz dr + \int_{z_w}^{z_e} \int_{r_q}^{r_n} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r \varphi) r dr dz - \int_{r_q}^{r_n} \int_{z_w}^{z_e} \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial r}\right) dz r dr - \\ & - \int_{z_w}^{z_e} \int_{r_q}^{r_n} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial r}\right) r dr dz = \int_{z_w}^{z_e} \int_{r_q}^{r_n} r S dr dz . \end{aligned}$$

Интегрирование производится по элементарному объему

$$dV = dr dz dl = r dr dz d\alpha ,$$

где $dl = r d\alpha$, $d\alpha$ — единичный угол поворота (при наличии осевой симметрии $d\alpha = 2\pi$).

На рис. 1.8-рис. 1.10 приведены результаты расчета распределения температурного поля в столбе дуги, отображающие процесс развития дугового разряда: начало (рис. 1.8), развитие (рис. 1.9) и завершение (рис. 1.10).

При этом меняется давление, длина дуги, содержание паров железа в фиксированные моменты времени. Каждая обозначенная эквипотенциальная линия, соответствует определенной температуре плазмы.

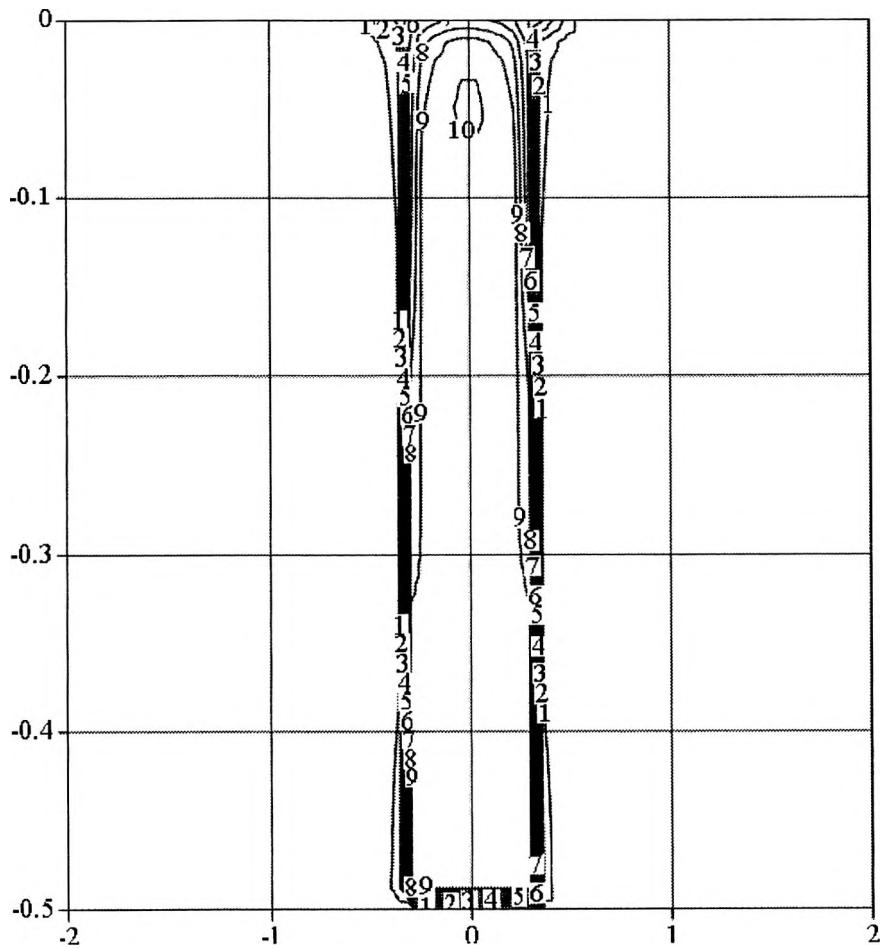


Рис. 1.8. Распределение температуры
электрической дуги $T(r, z)$ [тыс. К]:
 (давление 100 атм.,
 длина 0,5 мм,
 ток дуги 640 А,
 концентрация железа — 80 %)

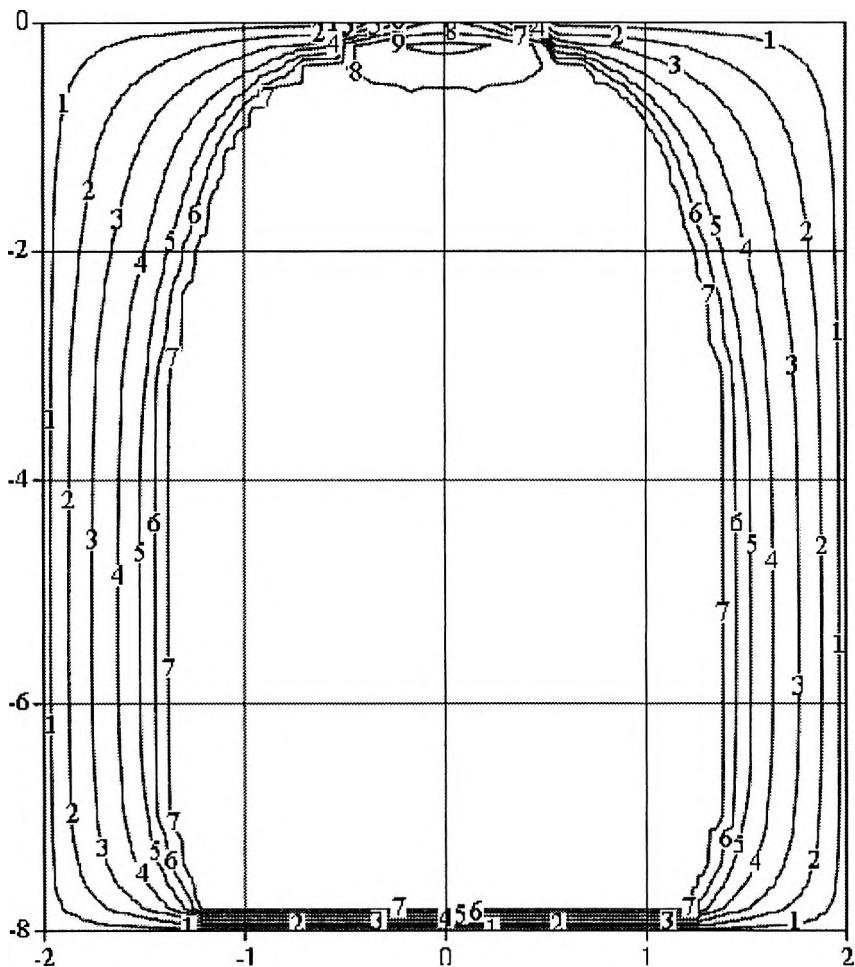


Рис. 1.9. Распределение температуры
электрической дуги $T(r, z)$ [тыс. К]
(давление 5 атм.,
длина 7,5 мм,
ток дуги 2000 А,
концентрация железа — 40 %)

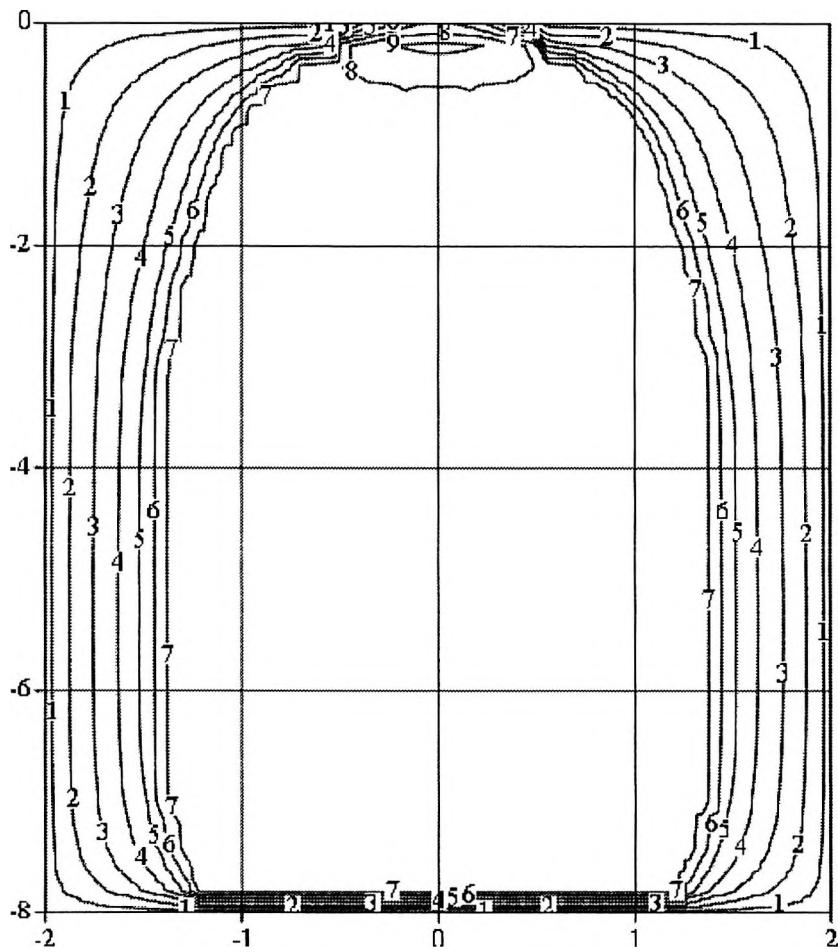


Рис. 1.10. Распределение температуры электрической дуги $T(r, z)$ [тыс. К] (давление 1 атм., длина 8 мм, ток дуги 200 А, концентрация железа — 20 %)

1.5. ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ ПЛАЗМОТРОНОВ ДЛЯ НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ

Рабочим инструментом при нанесении покрытия является струя плазмы, выдуваемая плазмотроном, в которой происходит нагрев и расплавление порошкового материала. При нанесении покрытия на защищаемые поверхности, главным показателем качества является хорошее сцепление покрытия с подложкой. Для получения хорошей адгезии нагреваемые частицы должны достичь температуры плавления за время ускорения ее в плазменной струе. Физические свойства наносимых порошков могут отличаться в несколько раз и для получения высокой адгезии необходимо иметь плазмотроны, обеспечивающие оптимальный тепловой поток для каждого типа порошка. При разработке плазмотронов для технологического процесса главной задачей является создание оптимального теплового потока (рабочего инструмента) струи плазмы и получение высокого рабочего ресурса элементов плазмотрона. Параметры плазменной струи, необходимой для создания заданного теплового потока зависят от режима работы плазмотрона и геометрии дугового канала. Рабочий ресурс элементов плазмотрона зависит от режима работы плазмотрона, от интенсивности его охлаждения, количества раз включения. Для плазмотронов 30...40 кВт, при токе 150...200 А расход плазмообразующего газа составляет 15...25 л/мин., при этом расход воды для охлаждения плазмотрона 100...140 г/с. Применение такого плазмотрона на токах 90...140 А требует уменьшения расхода плазмообразующего газа. Однако снижение расхода газа приводит к локальным перегревам элементов плазмотрона, так как ухудшаются условия стабилизации столба дуги. Увеличение расхода воды для охлаждения не всегда позволяет снизить перегрев элементов конструкции плазмотронов. Не установлена зависимость расхода газа от мощности плазмотрона. Поэтому, для разработки плазмотронов с заранее известными рабочими характеристиками (мощность теплового потока, расход газа, расход

воды и т. д.) необходима методика расчета, позволяющая связать следующие физические процессы: тепловыделение в столбе дуги, тепло-передачу от плазмы к элементам плазмотрона, формирование факела, теплопередачу внутри конструктивных элементов плазмотрона, теплопередачу в охлаждающую жидкость.

В качестве объекта исследования был выбран плазмотрон с межэлектродными вставками, применяемый для нанесения покрытий (рис. 1.11). Мощность плазмотрона достигает 40 кВт, при токе 200 А, напряжение на дуге (при использовании шести межэлектродных вставок) ~ 200 В, охлаждение водяное, плазмообразующие газ — воздух, требующий повышенной мощности источника питания из-за высокой энталпии среды. Этот плазмотрон может работать и с применением других плазмообразующих газов. Варьирование числа межэлектродных вставок позволяет менять мощность плазменной струй, и эти изменения приводят к получению другого режима работы плазмотрона (изменение расхода газа, расхода воды, напряжения на столбе дуги, температуры конструктивных элементов плазмотрона).

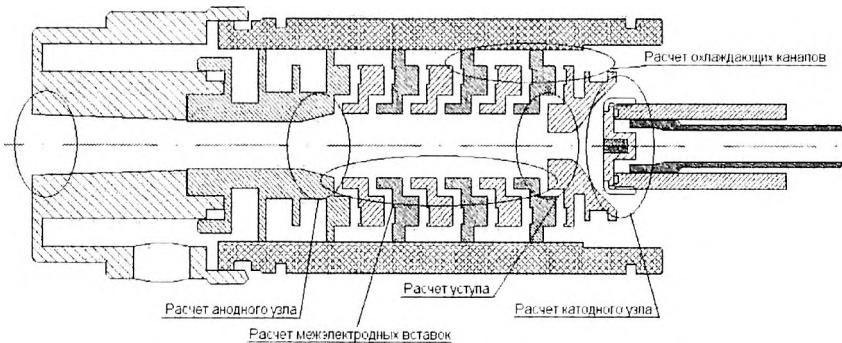


Рис. 1.11. Области решения локальных тепловых задач

В настоящее время для расчетов теплового режима элементов плазмотрона существует множество методик, которые определяют температурный режим следующих узлов: катодный узел (подвержен

разрушению больше всего), межэлектродные вставки, анодный узел, срез сопла горелки. Отсутствие комплексной методики расчета теплового состояния плазмотронов, требует проведение многочисленных экспериментов для доработки конструкции.

В рамках данной работы была поставлена задача решения создания обобщенной математической модели, включающая в себя расчет параметров горящей дуги, распределение температуры в конструктивных элементах, теплопередача от плазмы в корпус плазмотрона и теплопередача от элементов плазмотрона в охлаждающую жидкость.

Первым шагом в создании методики были получены результаты расчетов параметров плазмы во внутреннем канале плазмотрона. Для этого была решена система уравнений, описывающих физические процессы, происходящие в столбе дуги:

$$\rho c_p \left(v_z \frac{\partial T}{\partial z} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - u_{rad}, \quad (1.43)$$

$$\rho \left(v_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + v_r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + F_{Bz} + \rho g_z, \quad (1.44)$$

$$\rho \left(v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial r} + F_{Br}, \quad (1.45)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) = 0, \quad (1.46)$$

$$\frac{\partial^2 \dot{E}_\Phi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial \dot{E}_\Phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \cdot \dot{E}_\Phi = 0. \quad (1.47)$$

Представленные уравнения описывают физические процессы, происходящие в плазме:

- уравнение баланса энергии (1.43), где u_{rad} — удельная мощность излучения плазмы;
- процесс движения плазмы (1.44) и (1.45);
- уравнение (1.46) обеспечивает связь между уравнениями (1.43), (1.44) и (1.45) (закон сохранения массы);

– уравнение (1.47) описывает процесс тепловыделения в электрической дуге.

На рис. 1.12 и рис. 1.13 представлены результаты расчета температуры, и скорости плазмы внутри канала плазмотрона.

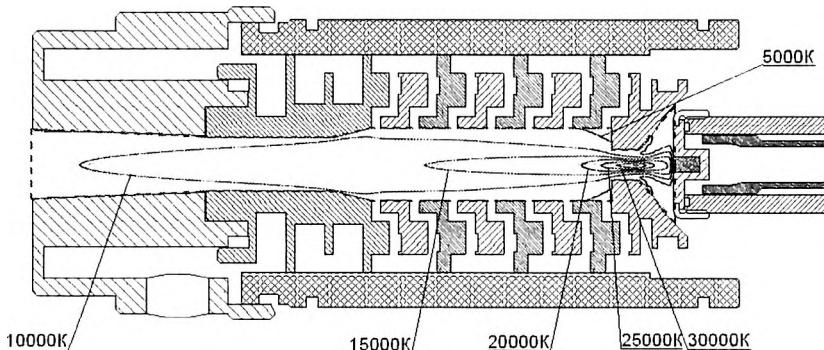


Рис. 1.12. Двухмерное распределение температуры внутри плазмотрона с шестью межэлектродными вставками

Полученные результаты расчетов используются для расчетов тепловых потоков в элементы плазмотрона. Самым слабым конструктивным элементам плазмотронов является катодный узел. Он подвержен разрушению под действием прикатодных процессов и горящей дуги ($\sim T = 30\ 000\ K$) с большой плотностью тока (до $7 \cdot 10^{11}\ A/m^2$). На рис. 1.11 представлено распределение потоков мощности, для повышения ресурса работы катода поток воды подается на охлаждение катодного узла, только после этого вода подается на охлаждение остальных элементов. Теплопередача в тело катода осуществляется за счет теплопроводности из прилегающих слоев плазмы и за счет бомбардирующих катод положительных частиц. Теплопередача внутри тела катода и других элементах плазмотрона осуществляется за счет теплопроводности, и поэтому, расчет температурного поля производится на основе закона Фурье:

$$q_\lambda = \frac{\partial}{\partial n} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right). \quad (1.48)$$

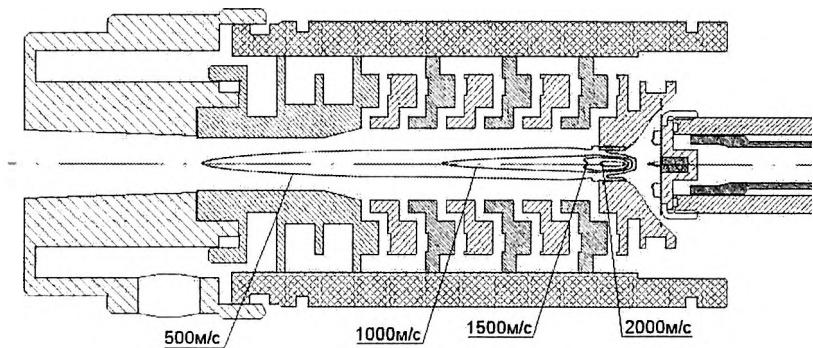


Рис. 1.13. Двухмерное распределение скорости плазмы внутри плазмотрона

Распределение температуры в конструктивных элементах плазмотрона рассчитывается так же по закону Фурье. При этом учитывается энергия, передаваемая в элементы за счет излучения плазмы, а так же энергию передаваемую, которая описывается законом Ньютона. При использовании закона Ньютона для расчета потока мощности необходимо определить коэффициент теплопередачи α , его значение определяется из экспериментальных данных.

Коэффициент теплопередачи ($\alpha = q_N / \Delta T$, где ΔT — разность температур газовой среды на расстоянии толщины динамического слоя и нагреваемой заготовки) зависит от многих факторов: энталпии газа (плазмы), плотности газа и качества обработки обдуваемой поверхности.

Дальнейшая работа будет направлена на разработку математической модели расчета температурных полей в элементах плазмотрона, расчет теплообмена между плазмой и твердой поверхностью и между твердой поверхностью и потоком жидкости. Полученные результаты будут представлены в виде программного продукта, позволяющего рассчитывать температурные режимы элементов плазмотрона.

2. МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПРИВЯЗКИ ДУГОВОГО РАЗРЯДА К ЭЛЕКТРОДАМ И ИХ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Дуговые разряды широко применяются в приложениях, связанных с эффективной передачей энергии твердым материалам, например, при их плавлении. Яркими примерами таких приложений являются дуговая сварка и плазменная резка металлов. Наряду с этим электрическая дуга используется в плазменном распылении для плавления порошкового материала и нанесения покрытий на различные поверхности. Другим примером являются прерыватели электрического тока, где дуговая плазма, возникающая между контактами прерывателя, используется для эффективной диссиляции энергии в процессе прерывания тока.

Плазма дугового разряда характеризуется широким диапазоном токов от нескольких ампер до нескольких сотен килоампер. Эти токи переносятся с твердого тела в плазму в области привязки дуги. Таким образом, данная область характеризуется специфическими физическими процессами, связанными с большими градиентами параметров плазмы.



Рис. 2.1. Дуговой разряд при сварке неплавящимся электродом
(ток разряда 200 А)

На рис. 2.1 представлена фотография дугового разряда для слу-чая, наблюдаемого в процессе сварки неплавящимся электродом, полу-ченная техникой высокоскоростной съемки. Разряд ($I_{\text{раз}} = 200 \text{ А}$) зажигался между заточенным цилиндрическим вольфрамовым элек-тродом, являющимся катодом (диаметр 4 мм), и медной пластиной, выполняяющей функции анода.

Для предотвращения плавления анод охлаждался. Расстояние между электродами (d) составляло 8 мм. Диаметр дуги изменялся от 4 мм (вблизи катода) до 10 мм (около анода). Сильный нагрев воль-фрамового катода приводит к видимому свечению его заостренной части. Изменения характеристик дугового разряда, в частности вбли-зи электродов, иллюстрируются градиентами видимого излучения.

2.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Ионизированный газ, который обладает особыми свойствами, не выражаемыми отдельными частицами, называют плазмой. Эти свой-ства проявляются вследствие дальнодействующего характера куло-новских сил, обусловливающих взаимодействие заряженных частиц, имеющих коллективный характер. Плазма обладает особыми па-раметрами электропроводности и излучения.

В плазме присутствуют свободные носители зарядов: электроны (e) и ионы различного типа (положительно A^+ и отрицательно A^- заряженные частицы; возбужденные ионы, имеющие электронное или колебательное возбуждение). Заряженные частицы ускоряются элек-трическим полем ($F = -eE$). Данный процесс является основным спо-собом передачи энергии между частицами в плазме.

Скорость электронов достигает высоких значений, а значит, при этом они обладают достаточной кинетической энергии, расходуемой в процессах: диссоциации молекул, возбуждения и ионизации элек-тронным ударом всех типов тяжелых частиц. В результате данных проце-ссов в состав плазмы помимо электронов могут входить:

- атомы;
- молекулы;

- радикалы (фрагменты молекул, имеющие неспаренный электрон на внешней электронной орбитали);
- молекулярные ионы;
- однократно заряженные атомарные ионы;
- многократно заряженные атомарные ионы
- кластеры (нейтральные или заряженные многочастичные образования, возникающие за счет сил межмолекулярного взаимодействия).

Все указанные частицы могут находиться как в основном, так и в возбужденных состояниях, имеющих как электронное, так и колебательное возбуждение.

Свойства плазмы определяются взаимодействием этих частиц, называемым также столкновениями. Заряженные частицы (электроны и ионы), принимающие участие в протекании электрического тока в разрядном промежутке, 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 \bar{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 .

В слабоионизованной, столкновительной плазме, соударения между двумя частицами играют наиболее важную роль. Непрерывные

столкновения электронов, ускоряемые электрическим полем, с атомами газа приводят к тому, что электроны перемещаются по сложным зигзагообразным траекториям.

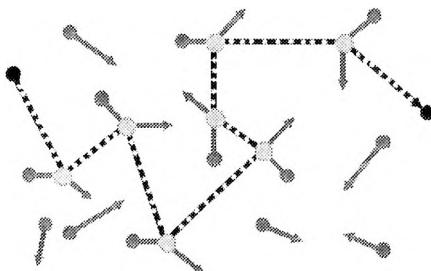


Рис. 2.2. Пример движения частицы в плазме

На рис. 2.2 приведен пример движения ансамбля (совокупности) частиц в плазме. Рассмотрим траекторию движения одной частицы, изображенной на рисунке пунктиром. В процессе движения частица сталкивается с другими компонентами плазмы, начиная двигаться в произвольном направлении, сохраняя определенную составляющую скорости, направленную вдоль действия внешнего электрического поля. В процессе столкновительного взаимодействия, обозначенном на рис. 2.2 сплошной линией, скорости частиц изменяются как по направлению, так и по величине.

Основные свойства таких столкновений могут быть представлены следующим образом. Рассмотрим частицу сорта α , движущуюся со скоростью v_α и имеющую радиус r_α , которая движется в ансамбле частиц сорта β , движущихся со скоростью v_β и имеющих радиус r_β (рис. 2.3, a). В данном случае можно рассматривать движение частицы сорта α с относительной скоростью $|v_\alpha - v_\beta|$ сквозь ансамбль неподвижных частиц сорта β (рис. 2.3, b). За временной интервал Δt частицы занимают объем $\pi(r_\alpha + r_\beta)^2 |v_\alpha - v_\beta| \Delta t$, и вероятность

столкновения для частиц α пропорциональна данному объему (V) умноженному на концентрацию n_β частиц β .

Величина $Q_{\alpha\beta} = \pi(r_\alpha + r_\beta)^2$ называется сечением столкновения, в общем случае определяется из соотношений квантовой механики. Важной характеристикой является длина свободного пути, которую частица α проходит между столкновениями с частицами β , и называемой длиной свободного пробега $\lambda = 1/(n_\beta Q_{\alpha\beta})$.

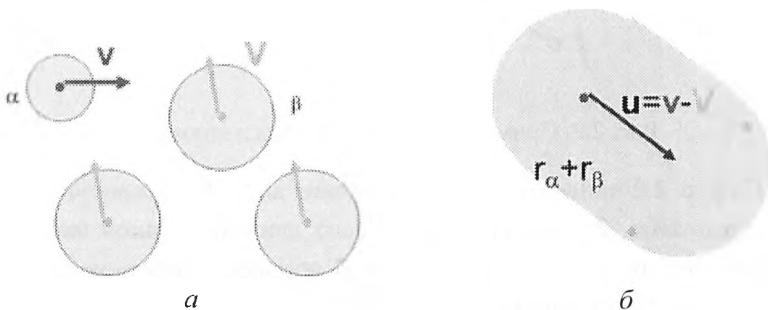


Рис. 2.3. Взаимодействие ансамбля частиц по отношению к их индивидуальным скоростям (а) или их относительной скорости (б)

Совокупность различных столкновительных процессов между частицами может быть описана с учетом законов сохранения количества частиц, импульса и энергии. В то время как импульс системы частиц до и после столкновения неизменен, число частиц может изменяться.

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

$$0.5 m_\alpha v_\alpha^2 + 0.5 m_\beta v_\beta^2 = 0.5 m_\alpha v'_\alpha^2 + 0.5 m_\beta v'_\beta^2 + \Delta W,$$

где m_α и m_β — массы сталкивающихся частиц; v_α и v_β — скорости сталкивающихся частиц до столкновения; v'_α и v'_β — скорости сталкивающихся частиц после столкновения; ΔW — изменение

внутренней энергии одной из частиц или обеих, в результате взаимодействия, разделяются на упругие и неупругие.

В качестве примера можно привести следующие процессы (табл. 2.1): ионизация электронным ударом (генерация нового электрона), диссоциация молекулы (генерация атомов или других молекул), электрон-ионная рекомбинация, прилипание с образованием отрицательного иона (гибель свободного электрона).

Другой характеристикой столкновительного процесса является сохранение кинетической энергии. Процессы, в которых суммарная кинетическая энергия частиц до и после столкновения сохраняется ($\Delta W = 0$), называют упругими соударениями. В этом случае более легкая частица в результате столкновения передает более тяжелой частице часть энергии, пропорциональную соотношению масс сталкивающихся частиц. Упругие столкновения электронов с тяжелыми частицами играют в плазме большую роль. Они отвечают за передачу энергии и импульса от электронов к другим компонентам плазмы. Кроме того данные процессы определяются диффузионную способность и подвижность электронов. Эти характеристики, в свою очередь, влияют на электрическую проводимость плазмы. Взаимодействие между заряженными частицами, так называемые кулоновские столкновения, в частности расталкивание электронов и одноименно заряженных ионов по характеру являются также упругими столкновениями, которые приводят к перераспределению энергии в плазме. Все прочие процессы называются неупругими столкновениями. В результате неупрого взаимодействия суммарная кинетическая энергия частиц претерпевает изменение пропорциональное изменению внутренней энергии частиц. Типичным примером является столкновение высокознергетичного электрона с атомом, приводящее к рождению возбужденного атома (A^* — внутри атома валентный электрон переходит на более высокий энергетический уровень). Свободный электрон теряет кинетическую энергию равную энергии возбуждения атома.

Таблица 2.1

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>	
Атом	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: $e + AB(J_1) \rightarrow e + AB(J_2)$
	<i>Атомный</i>	
	Возбуждение: $A + B \rightarrow A + B_B^*$	Упругое соударение: $A + B \rightarrow A + B$
Атом	Передача возбуждения: $A_B^* + B \rightarrow A + B^*$	Ионизация: $A + B \rightarrow e + A + B^+;$ $A_B^* + B \rightarrow e + A + B^+$
	Резонансная перезарядка: $A^{I+} + A^{II} \rightarrow A^I + A^{III+}$	Химическая реакция: $A + BC \rightarrow AB + C$
	Эффект Пеннинга: $A + e \rightarrow A_B^* + e;$ $A_B^* + B \rightarrow A + B^+$	Нерезонансная перезарядка: $A^+ + B \rightarrow A + B^+$

По аналогии электрон может ионизовать атом, теряя при этом сумму энергий ионизации атома (U_i — энергия, необходимая для вырывания валентного электрона) и кинетической энергии высвобожденного электрона.

Помимо столкновительного взаимодействия частиц следует учитывать процессы генерации и поглощения излучения в плазме. Возбужденные частицы (атомы, молекулы и ионы) находятся в этом состоянии 10^{-9} – 10^{-7} с, после чего переходят на более низкие энергетические уровни, в том числе в основное состояние, с излучением фотона. В обратных процессах излучение может поглощаться частицами, переводя их на более высокий энергетический уровень. Ионизация также может быть обусловлена поглощением излучения. В противоположном случае излучение эмитируется в результате рекомбинационных процессов в плазме.

Совокупность различных столкновительных процессов, излучения, ввода энергии в плазму за счет взаимодействия с электрическим полем, и, в конечном счете, определяет как состав плазмы, так и среднюю энергию частиц. Указанные процессы взаимосвязаны и изменяются в пространстве и времени. Возвращение возбужденных состояний в исходное и электроно–ионная рекомбинация сопровождается излучением ($h\nu_{12} = W_2 - W_1$), которое является основным процессом потери энергии в любой плазме помимо взаимодействия частиц со стенками. Описанные выше микроскопические процессы в конечном итоге отвечают за макроскопические процессы и свойства плазмы, такие как электро- и теплопроводность, омический нагрев, излучение, химические реакции, перенос энергии и импульса на стенку.

2.2. ФИЗИКА ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Дуговая плазма является особым сортом столкновительной слабоионизированной плазмы возникающей обычно при давлении равном атмосферному и выше. Атмосферное давление характеризуется сравнительно высокими концентрациями частиц, а, следовательно,

высокой частотой столкновений (v_{el}) и малой длиной свободного пробега (λ_e , λ_i). Так, например, длина свободного пробега электронов (λ_e) и ионов (λ_i) в газоразрядной плазме составляет порядка половины микрометра. Пробег до акта рекомбинации при данных условиях достигает величины около 10 мкм. Существенные изменения энергии электрона наблюдаются при пробеге порядка 100 мкм. Высокая частота столкновений между всеми компонентами плазмы приводит к перераспределению энергии между ними. В результате все компоненты плазмы имеют примерно одинаковую температуру. Температура (T) и давление (p) в плазме связаны уравнением состояния

$$p = (N + 2n_e)kT - \frac{e^3}{3} \sqrt{\frac{8\pi n_e^3}{kT}}, \quad (2.1)$$

где N — плотность нейтральных атомов; n_e — плотность электронов; k — постоянная Больцмана; e — элементарный заряд.

Последний член в уравнении (2.1) учитывает кулоновское взаимодействие между заряженными частицами. Плазма предполагается квазинейтральной, т. е. число положительно и отрицательно заряженных частиц одинаково в каждой единице объема. В простейшем случае, когда имеются только однократно заряженные положительные ионы, концентрация электронов (n_e) равна концентрации ионов (n_i). Более того, с высокой степенью точности можно принять, что ионизационные и рекомбинационные процессы находятся в равновесии в объеме и распределении возбужденных частиц, это описывается так называемым распределением Больцмана. Данное предположение приводит к тому, что плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР). В случае если плазма состоит из частиц одного сорта (например, для инертного газа), концентрация электронов n_e и ионов n_i в дуговом разряде определяется из уравнения Саха:

$$\frac{n_e n_i}{N} = \frac{2Z_i}{Z_a} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{U_{i0} - \Delta U}{kT}\right), \quad (2.2)$$

где Z_i и Z_a — статистические суммы для ионов и атомов, учитывающие наличие возбужденных состояний частиц; U_{i0} — потенциал ионизации; h — постоянная Планка; m_e — масса электрона; $\Delta U = e/\lambda_D$ — понижение порога ионизации; $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k T_e / (e^2 n_e)}$ — длина Дебая.

Из (2.2) следует, что степень термической ионизации, характерная для дуговых разрядов, экспоненциально возрастает с ростом температуры и уменьшается с увеличением давления.

Электрический ток в термической плазме переносится в основном свободными электронами ($j = en_e v = en_e b_e E$). Коэффициент, связывающий плотность тока с напряженностью поля, называется электрической проводимостью (σ) и пропорционален концентрации и подвижности электронов:

$$\sigma = e n_e b_e, \quad (2.3)$$

Согласно (2.2), концентрация электронов определяются температурой плазмы. Подвижность электронов (b_e) с достаточной степенью точности может быть аппроксимирована следующим соотношением:

$$b_e \approx \frac{e}{m_e v_e} \frac{1}{N Q_{ea} + n_i Q_{ei}}, \quad (2.4)$$

где v_e — тепловая скорость электронов; Q_{ea} и Q_{ei} — полное сечение электрон-атомных и электрон-ионных столкновений.

Как упоминалось выше, упругие соударения, учитываемые в сечениях Q , определяют подвижность плазмы и ее проводимость, которая играет существенную роль в формировании привязки разряда к электродам.

2.3. ПРОБЛЕМА ПРИВЯЗКИ ДУГИ

Рассмотрим протекание тока в области привязки дуги от стального электрода (катод) в направлении столба плазмы. Типичный вид распределения температуры и электропроводности вдоль указанного пути схематически представлен на рис. 2.4. В то время как температура электрода может достигать 3000 К, температура плазмы в столбе обычно выше 10000 К.

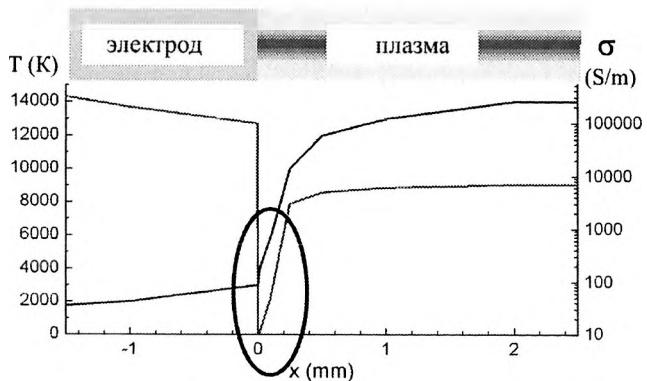


Рис. 2.4. Типичный вид распределения температуры (T) и электропроводности (σ) в области перехода от электрода к плазме разряда

Взаимодействие плазмы с относительно холодной металлической поверхностью в совокупности с процессами теплопроводности, как в электроде, так и в плазме приводит к понижению температуры плазмы вблизи электрода до величины сравнимой с температурой металлической поверхности. В предположении, что температура плазмы определяется из соотношений локального термодинамического равновесия описанных выше, электропроводность плазмы вблизи электрода окажется весьма низкой. В этом случае для протекания электрического тока требуется высокое локальное электрическое поле, что в свою очередь сопровождается высокими омическими потерями. Как было показано в ряде экспериментальных и теоретических

работах, посвященных исследованию области привязки дуги, такое приближенное описание неверно. Особые физические механизмы в приэлектродных областях приводят к отклонению от ЛТР и в конечном итоге к более высокой электропроводности по сравнению со значениями, рассчитанными для режима локального термодинамического равновесия.

2.4. ПРОЦЕССЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА

Прежде всего, рассмотрим процессы, наблюдаемые на поверхности горячего электрода под воздействием электрического поля и бомбардировки частиц поступающих из плазмы. При достаточно высокой температуре поверхность электрода эмитирует электронный поток, определяемый из уравнения Ричардсона:

$$j_{e\text{ЭЭ}} = \left(\frac{4\pi m_e e k^2}{h^3} \right) T_k^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT_k}\right).$$

Величина данного тока зависит от работы выхода ($e\varphi$) для соответствующего материала и рабочей температуры поверхности катода (T_k). В основе механизма эмиссии лежит тот факт, что средняя энергия электронов в валентной зоне возрастает при увеличении температуры поверхности. Следовательно, часть электронов, число которых повышается с ростом температуры (T_k), может преодолеть работу выхода (энергию связи в твердом теле) и покинуть твердое тело. При низких температурах под воздействием высоких электрических полей (E_k) на поверхности электрода для описания автоэлектронной эмиссии используется уравнение Фаулера–Нордгейма:

$$j_{e\text{АНЭ}} = \left(\frac{e^3 E_k^2}{8\pi h W_a} \right) T_k^2 \exp\left(-\frac{4\sqrt{2mW_a^3}}{3e\hbar E_k}\right).$$

В данном случае высокое значение внешнего электрического поля влияет на структуру электрического поля внутри твердого тела, что проявляется в понижении работы выхода.

При одновременном воздействии высокой температуры и электрического поля на поверхность электрода можно воспользоваться уравнением Ричардсона с учетом эффекта Шотки (фактор $\Delta\phi$):

$$j_{e\text{ТАЭ}} = \left(\frac{4\pi m_e e k^2}{h^3} \right) T_k^2 \frac{\chi}{\sin \chi} \exp\left(-\frac{\varphi - \Delta\phi}{kT_k} \right),$$

где $\chi = ehE_k / (2\pi kT_k \sqrt{\Delta\phi m})$; $\Delta\phi = \sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)}$ — снижение величины работы выхода электрона за счет электрического поля E ; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость в вакууме.

Далее следует учитывать взаимодействие поверхности электрода с частицами, налетающими из плазмы. Ионы, а также возбужденные атомы, формируют ток плотностью j_i в направлении электрода и вызывают так называемую вторичную электронную эмиссию, с плотностью тока j_γ , вычисляемую по формуле:

$$j_\gamma = \lambda j_i, \quad (2.5)$$

где γ — коэффициент вторичной электронной эмиссии с типичным значением порядка 0,1.

Налетающая частица, ион (A^+) или возбужденный атом (A^*), передает энергию твердому телу. В зависимости от кинетической энергии частица может внедриться в твердое тело на расстояние в несколько атомных слоев. В результате возникают осцилляции решетки, которые также влияют на структуру электрического поля в металле и способствуют выходу валентного электрона.

Электроны, возникающие в результате термоэлектронной эмиссии и вторичной эмиссии, охлаждают поверхность электрода, унося поток энергии

$$J_{\text{ем}} = (j_{\text{ем}} + j_\gamma)(W_a - \Delta\phi - \frac{5 kT_k}{2e}), \quad (2.6)$$

где T_k — температура электрода.

Уравнение (2.6) учитывает как потерю энергии, связанную с работой выхода, пониженной за счет эффекта Шотки, так и энталпию эмитируемого электрона в соответствии с температурой поверхности.

Ионы, достигающие поверхность, рекомбинируют на ней, что ведет к потоку энергии на поверхность

$$J_{\text{rec}} = j_i (U_{i0} - W_a - \frac{5 k T_e}{2 e}), \quad (2.7)$$

Освобождаемая энергия пропорциональна разности между потенциалом ионизации (U_{i0}), работой выхода (ϵ_f) и энталпийей нейтральных атомов, возникающих в процессе рекомбинации и возвращающихся в плазму. При высоких температурах электрода (T_k) следует также учитывать радиационные потери (потери за счет излучения). Для этого случая пользуются законом Стефана-Больцмана

$$J_{\text{rad}} = \sigma_k \epsilon_k(T_k) T_k^4 \quad (2.8)$$

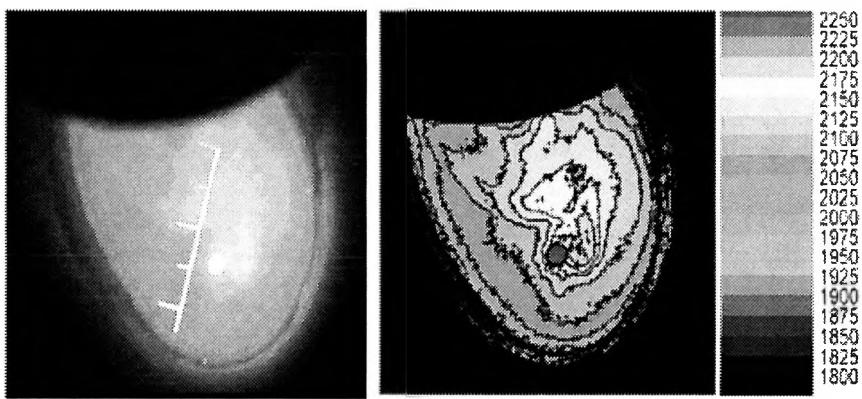
с одноименной постоянной σ_k , температурой и коэффициентом эмиссии $\epsilon_k(T_k)$, который определяется материалом.

На рис. 2.5 приведен пример сварочной ванны, полученный в результате процесса сварки неплавящимся электродом. Металлическая подложка с расплавом является анодом. Высокая температура поверхности приводит к существенному излучению и, соответственно к испарению материала.

Наконец, следует учитывать процессы испарения материала электродов при высоких температурах. Формула Ленгмюра описывает плотность потока частиц (j_{vap}) с учетом давления металлического пара (p_{vap}), зависящего от температуры,

$$j_{\text{vap}} = \frac{p_{\text{vap}}(T_k)}{4(m_{\text{vap}} k T_k / 3)^{0.5}}, \quad (2.9)$$

где m_{vap} — масса частицы испаряемого материала.



a

b

Рис. 2.5. Фотография сварочной ванны (*a*) и восстановленная из излучения температура поверхности (*b*) для случая сварки исплавляющимся электродом

Плотность потока частиц определяет энергию, уносимую с поверхности электрода, согласно формуле

$$J_{e\text{ vap}} = \frac{H_{\text{vap}} m_{\text{vap}}}{N_A} j_{\text{vap}}, \quad (2.10)$$

где N_A — постоянная Авогадро; H_{vap} — энталпия испаряемого материала.

Отношение потока испаряемых частиц к потоку электронов, возникающих в результате электронной эмиссии, $e j_{\text{vap}}(T_k) / j_{\text{em}}(T_k, E_k)$ является важным свойством электродного материала. Если данное отношение много больше единицы для всех температур (как например для Ag, Cu и Fe), то наблюдается активное испарение электрода, связанное с низкой температурой плавления.

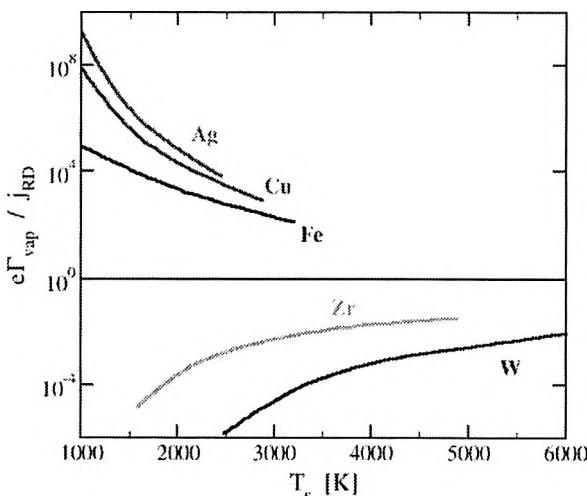


Рис. 2.6. Соотношение потока испарения и электронной эмиссии для различных материалов в зависимости от температуры поверхности

Такие электроды, работающие обычно при температурах ниже 3000 К, называются резистентными электродами. В противоположном случае, если это отношение намного меньше единицы (W и Zr), электрод выдерживает термоавтоэлектронную эмиссию без существенного плавления или испарения. Такие нерезистентные электроды обычно используются при высоких температурах (свыше 3000 К) (рис. 2.6).

2.5. СЛОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА

Термическая плазма характеризуется в общем случае квазинейтральностью ($n_i \approx n_e$), т. е. число положительных (n_i) и отрицательных (n_e) частиц равно (так, например, в случае простого атомарного газа концентрация электронов совпадает с концентрацией однозарядных положительных ионов). Однако данное равновесие нарушается, по крайней мере, в очень узкой области на границе между плазмой и стенками.

Для объяснения основных механизмов рассмотрим плазму на границе с изолированной стенкой (поверхность, не выполняющая функции электрода). Электроны и положительно заряженные ионы образуются парами в результате ионизации в объеме. Вблизи стенки каждая из частиц способна достичь поверхности прежде, чем испытает рекомбинационное столкновение в плазме. В этом случае рекомбинация происходит на поверхности, что приводит к образованию градиентов плотностей электронов и ионов.

Градиенты концентрации частиц формируют диффузионные потоки носителей зарядов в направлении стенки с соответствующими коэффициентами диффузии и плотностями потоков

$$\begin{aligned} D_e &= \frac{1}{3} v_e \lambda_e = \frac{1}{N Q_e} \sqrt{\frac{k T_e}{3 m_e}}, \\ D_i &= \frac{1}{3} v_i \lambda_i = \frac{1}{N Q_i} \sqrt{\frac{k T_i}{3 m_i}}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$j_e^D = -D_e \nabla n_e \gg j_i^D = -D_i \nabla n_i,$$

где λ_e , λ_i — длина свободного пробега и v_e , v_i — тепловые скорости заряженных частиц; Q_e , Q_i — полные сечения столкновений для электронов и ионов в газовой среде с концентрацией N ; m_i — масса иона.

Более высокая тепловая скорость электронов, обусловленная их малой массой, приводит к тому, что диффузия электронов гораздо более эффективна, чем диффузия ионов.

В результате на изолированной стенке образуется избыток электронов, а в приграничном слое плазмы избыток ионов, как это наглядно проиллюстрировано на рис. 2.7. Этот результатирующий заряд (разница между концентрациями электронов и ионов умноженная на заряд электрона) генерирует электрический потенциал U_a согласно уравнению Пуассона:

$$\Delta U_a = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e). \quad (2.12)$$

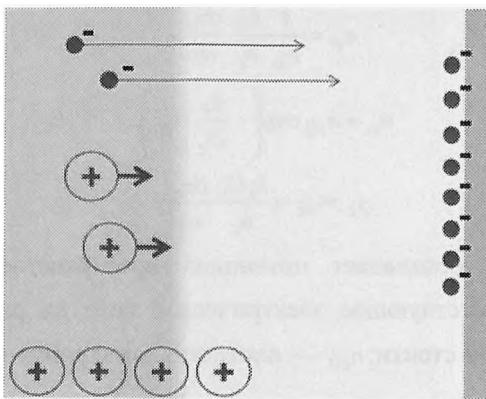


Рис. 2.7. Установление слоя пространственного заряда в плазме на границе со стенкой при наличии поверхностных зарядов на стенке

Соответствующее электрическое поле $E_a = -\nabla U$ противодействует перенаселенности зарядов обоих знаков, ускоряет ионы в направлении стенки и тормозит электроны. Возникающие дрейфовые потоки пропорциональны подвижности электронов и ионов (ср. уравнение (2.4)):

$$b_e = \frac{e \lambda_e}{m_e v_e},$$

$$b_i = -\frac{e \lambda_i}{m_i v_i}, \quad (2.13)$$

$$j_e^E = n_e b_e E_a >> j_i^E = n_i b_i E_a.$$

Однако, по аналогии с диффузией дрейф электронов в поле гораздо более эффективен, чем дрейф ионов ввиду высокой подвижности электронов. В стационарном состоянии потоки электронов и ионов в направлении изолированной стенки, обусловленные дрейфом и диффузией, должны быть равны. Слабым диффузионным потоком ионов можно пренебречь по отношению с другими потоками. Тогда поток электронов может быть приближенно описан так называемой амбиполярной диффузией

$$n_e \approx \frac{1}{E_a} \frac{D_e}{b_e} \frac{dn_e}{dx},$$

$$n_e \approx n_{e0} \exp\left(-\frac{b_e}{D_e} U_a\right),$$

$$j_e \approx j_i \approx \frac{b_i D_e}{b_e} \frac{dn_e}{dx}.$$
(2.14)

где $U_a(x)$ — обозначает потенциал пространственного заряда; $E_a(x)$ — соответствующее электрическое поле на расстоянии x от рассматриваемой стенки; n_{e0} — плотность электронов в плазме вдали от стенки.

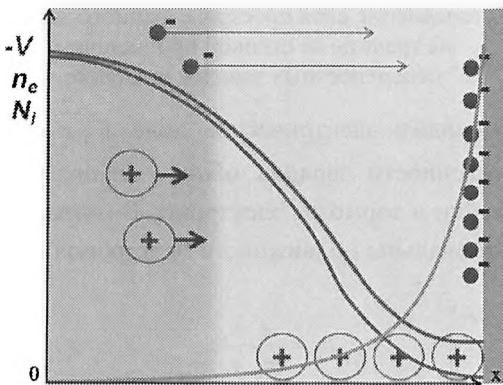


Рис. 2.8. Схематическое изображение движения носителей заряда, распределения концентраций электронов и ионов (n_e, N_i) и потенциала объемного заряда U в плазме вблизи изолированной стенки

Согласно (2.14), концентрация электронов $n_e(x)$ понижается экспоненциально с уменьшением расстояния до стенки, либо с увеличением абсолютного значения отрицательного потенциала $U_a(x)$. Схематическая иллюстрация представлена на рис. 2.8. В термической плазме потенциал пространственного заряда (т. е. разница между потенциалом плазменного столба и изолированной стенки) достигает всего лишь нескольких вольт.

Оказывается, что отклонение потенциала даже на несколько вольт достаточно для создания разности в потоках ионов и электронов по порядку величины совпадающих с типичной плотностью тока на электроде. Таким образом, качественная картина, представленная выше для изолированной стенки, верна также при рассмотрении процессов вблизи электродов, исключая случай малых отклонений потенциала, как, например, при повышенном потенциале на катоде (усиленное торможение плазменных электронов и ускорение электронов, эмитированных с поверхности), либо пониженном потенциале на аноде (для поддержания потока электронов в направлении анода).

Область вблизи электрода, в которой наблюдается отклонение от квазинейтральности и присутствует поле пространственного заряда, называют *слоем пространственного заряда*. Толщина такого слоя в термической плазме составляет всего 50-100 нм, что меньше длины свободного пробега (λ) для электрон-ионных столкновений, и намного меньше типичной длины энергетической релаксации в столкновениях заряженных частиц.

Таким образом, большинство теоретических моделей пренебрегает столкновениями в этой области и рассматривает слой пространственного заряда как бесстолкновительный. В частности можно пренебречь изменением энергии частиц в результате столкновений при прохождении этого слоя. При описании учитываются только процессы ускорения и торможения в поле пространственного заряда.

Более детальное изучение кинетики ионов и электронов не представленное в данной работе позволяет определить количественно потоки ионов и электронов, приходящих из плазмы на электрод. На границе между квазинейтральной плазмой и слоем пространственного заряда можно считать, что концентрации электронов и ионов имеют одинаковое значение n_{es} . Полагая температуру электронов на границе слоя равной T_e , то плотность потока ионов на поверхность электрода определяется выражением

$$j_i = en_{es} \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} c_\beta, \quad (2.15)$$

где c_β — константа, определяемая из модели ионной кинетики.

При высокой температуре (T_e) электроны способны диффундировать против поля пространственного заряда. Соответствующая плотность потока на электрод в этом случае вычисляется

$$j_{ebd} = en_{es} \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_s}{kT_e}\right), \quad (2.16)$$

где U_s — падение потенциала на слое пространственного заряда.

Соответственно, вклад потока электронов в охлаждение электрода (2.9), должен быть уменьшен на величину, определяемую обратной диффузией электронов. Результирующий тепловой поток выражается как

$$J_{em} = (j_{em} + j_\gamma - j_{ebd})(W_a - \Delta\phi - \frac{5}{2} \frac{kT_k}{e}). \quad (2.17)$$

2.6. СТРУКТУРА ОБЛАСТИ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ ЭЛЕКТРОДА

При описании плазмы вблизи электрода следует учитывать отклонение от ЛТР. Поскольку температура плазма вблизи электрода понижается из-за контакта с его холодной поверхностью, ионизация, рассчитанная по уравнению Саха (2.2), будет весьма слабой. Процессы ионизации должны быть гораздо более интенсивными для производства достаточного количества электронов, способных переносить ток в более холодные области. Область вблизи электродов, где происходит усиленная ионизация, называется ионизационным слоем и имеет толщину от 50 до 10 мкм, что примерно в 1000 раз больше толщины слоя пространственного заряда. Однако характерный размер области, в которой следует учитывать отклонения от локального термодинамического равновесия, еще больше и может достигать одного миллиметра и называется ЧЛТР *pre-sheath*. Конечно, указанные слои не

имеют четких границ и переход между ними плавный. Тем не менее, этим фактам пренебрегают и рассматривают упрощенную структуру плазмы вблизи электрода с учетом трех областей: I — слой пространственного заряда; II — ионизационный слой; III — слой ЧЛТР (рис. 2.9).

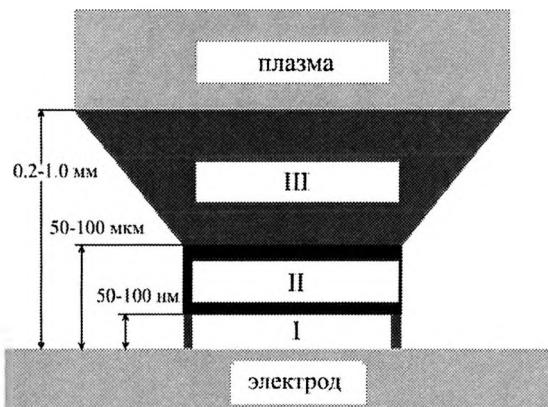


Рис. 2.9. Характерная структура плазмы в прикатодной области

В ионизационном слое и слое ЧЛТР можно считать плазму квазинейтральной, при этом столкновительные процессы, в частности ионизация электронным ударом, имеют большое значение.

Температура электронов превышает температуру ионов, а их распределение по энергиям принято считать равновесным (распределение Максвелла). Полагается, что ионы имеют температуру близкую температуре газа. Однако их распределение по энергиям отличается от максвелловского ввиду ускорения в слое пространственного заряда. Корректное теоретическое описание данных областей требует решения отдельных уравнений баланса энергий электронов, атомов и ионов, детальной модели различных столкновительных процессов, генерирующих носители зарядов, а также отдельной модели для описания кинетики ионов, т. е. их движения и распределения по энергиям.

Для иллюстрации ниже приведен пример подобной модели, а также некоторые результаты, полученные с её помощью.

Модель Римана рассматривает наиболее важные столкновительные процессы с постоянной частотой ионизации электронным ударом v_{i0} ($A + e \rightarrow A^+ + e + e$) для атома А и частотой v_{cx} для резонансной перезарядки ($A_l + A_2^+ \rightarrow A_l^+ + A_2$). Модель включает решение одномерного кинетического уравнения для ионов, гидродинамическую модель плазмы (для одной жидкости) с учетом переменного потенциала в приэлектродной области. Полученные численные результаты для ионов были аппроксимированы функциями, зависящими от соотношения температуры газа и электронов $\beta = T_h / T_e$, в результате чего были получены соотношения

$$\begin{aligned} c_\beta &= 0,9107 + 0,236\beta, \\ c_{vi} &= 0,875 + 0,6467\beta, \end{aligned} \quad (2.18)$$

для нормированного потока c_β и нормированной скорости ионов c_{vi} . В зависимости от концентрации ионов в ЛТР плазме n_i были рассчитаны концентрация ионов на границе ионизационного слоя n_s (равная концентрации электронов n_{es}) и падения напряжения U_v на слое ЧЛТР (включая ионизационный слой):

$$\begin{aligned} n_s &= \frac{n_i}{c_\beta} \sqrt{\frac{1+\beta}{1+v_{cx}/v_{i0}}}, \\ U_v &= \frac{kT_e}{e} \ln \left(c_\beta \sqrt{\frac{1+v_{cx}/v_{i0}}{1+\beta}} \right). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Также был получен тепловой поток на электрод в результате ионной бомбардировки поверхности

$$J_{kin} = j_i \left(U_s + \frac{k}{e} (0.5T_e c_{vi} + T_h) \right). \quad (2.20)$$

Следует отметить, что выражения (2.18)-(2.20) представлены для простого случая отсутствия химических реакций и однозарядных атомарных ионов. При рассмотрении смесей газов, присутствии

молекулярных компонент и многозарядных ионов можно воспользоваться соответствующими приближениями, такими как эффективные частоты столкновения и эффективная энергия ионизации.

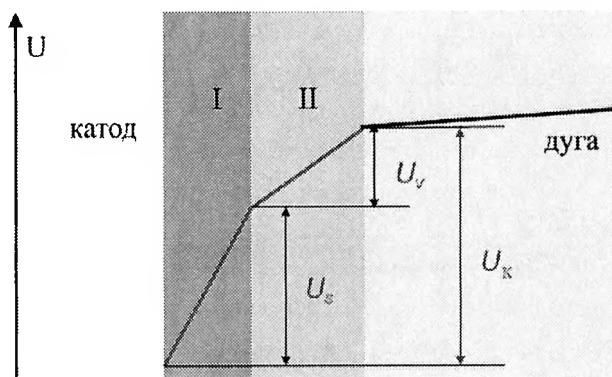


Рис. 2.10. Схематическое распределение потенциала в прикатодной плазме

Форма электрического потенциала в прикатодной области показана на рис. 2.10. Падение потенциала на слой пространственного заряда (U_s — область I) обычно составляет несколько вольт, несмотря на его малую толщину. В соответствии с (2.19) суммарное падение потенциала на слое ЧЛТР с учетом ионизационного слоя (U_v — область II) приводит к высокому значению напряженности электрического поля, превышающему величину, характерную для столбов дуги. Полное катодное падение потенциала (U_k) определяется как сумма падений потенциалов на отдельных слоях.

2.7. МОДЕЛЬ ПРИКАТОДНОГО СЛОЯ

Принимая во внимание структуру слоя приэлектродной плазмы и приведенные выше выражения для плотностей потоков частиц и энергии, можно построить модель для количественного описания взаимодействия дуговой плазмы с катодом. Основной целью такого описания является определение переноса энергии из плазмы на катод и

составление энергетического баланса при катодной плазмы в зависимости от величины катодного падения потенциала и плотности электрического тока.

Типичным примером упрощенного описания привязки плазмы является модель слоя, учитывающая баланс потоков заряженных частиц и потоков энергий на поверхности катода и на границе между слоями. Малая толщина слоя в сравнении с типичным диаметром привязки дуги к электроду позволяет воспользоваться одномерным описанием, т. е. рассмотрением потоков только в направлении перпендикулярном к поверхности электрода. Соответственно, взаимодействие с соседними областями, граничащими с областью привязки и потоки, параллельные поверхности электродов, в модели не рассматриваются. Кроме того, можно пренебречь внутренней пространственной структурой отдельных слоев (пространственного заряда, ЧЛТР). Таким образом, модель становится нульмерной и может быть применена в каждой ячейке при соответствующей дискретизации поверхности электрода.

Рассматривая отдельную ячейку на катодной поверхности, зафиксируем в качестве входных параметров модели температуру поверхности T_c , полную плотность электрического тока j_g , а также концентрацию ионов n_i ($= n_e$) и температуру T_h ($= T_e$) на пограничном участке плазменного столба в состоянии ЛТР. Полная плотность тока складывается из отдельных потоков заряженных частиц согласно выражению

$$j_g = j_i + j_{cm} + j_\gamma - j_{ebd}. \quad (2.21)$$

В (2.21) отдельные компоненты вычисляются по формулам (2.5), (2.15) и (2.16). Падение потенциала на слое пространственного заряда (U_s) и на слое ЧЛТР (U_v) рассчитываются моделью. Эти величины определяют энергетический ввод согласно закону Ома

$$J_{\text{Ohm}} = j_g (U_s + U_v). \quad (2.22)$$

Скачок температуры газа от значения T_h в плазме до значения T_k вблизи поверхности электрода рассматриваются без пространственного разрешения. Таким образом, процессы, связанные с теплопроводностью заменяются потоком энергии горячего газа на электрод, получаемым из выражения

$$J_{\text{gas}} = \frac{3N}{2} \sqrt{\frac{kT_h}{2\pi M}} k(T_h - T_k), \quad (2.23)$$

где N — плотность газа в плазме; M — масса атома газа (обычно равна массе иона).

Основным выходным параметром модели является абсолютный поток энергии на поверхность электрода. Величина данного потока определяется компенсацией всех тепловых потоков в рассматриваемой точке на поверхности электрода согласно выражению

$$J_{\text{net}} = J_{\text{kin}} + J_{\text{rec}} + J_{\text{gas}} - J_{\text{em}} - J_{\text{rad}} - J_{e \text{ var}}. \quad (2.24)$$

Формула включает в себя плотности потоков на электрод, рассчитанных в соответствии с выражениями (2.20), (2.7) и (2.23) для бомбардировки и рекомбинации ионов и нагрева газом, а также потери тепла в соответствии с выражениями (2.17), (2.8), и (2.10) в результате эмиссии электронов, излучения и испарения. Модель включает баланс энергии прикатодного слоя (с учетом слоя ЧЛТР и слоя пространственного заряда)

$$J_{\text{kin}} = J_{\text{Ohm}} + j_g \frac{5k}{2e}(T_k - T_e) + j_i U_{i0} + W_{e \text{ var}}. \quad (2.25)$$

Уравнение используется для определения электронной температуры T_e , как функции плотностей потоков, температур T_k и T_h и падения потенциала на слое.

Таким образом, для описания прикатодного слоя должны быть решены балансы (2.21), (2.24) и (2.25) с учетом соотношений (2.5), (2.9), (2.15) и (2.16) для потоков частиц, выражений (2.7), (2.8), (2.10),

(2.17), (2.20), (2.22) и (2.23) для потоков энергии, а также уравнений (2.18) и (2.19) для плотности электронов и ионов на границе слоя и падения потенциала U_v .

Данная система является нелинейной и может быть решена итеративно.

Для заданных значений T_k , T_h , N , n_e и j_g процедура решения стартует с оценочных значений для, T_e и U_s . Далее рассчитываются величины U_v и n_s , а также различные потоки. На следующем шаге проверяется выполнение балансов (2.21) и (2.25). Данный цикл повторяется для различных оценочных значений T_e и U_s до тех пор, пока балансы (2.21) и (2.25) не будут выполнены с заданной степенью точности. Последним шагом вычисляется величина J_{net} выражения (2.24).

Модель прикатодного слоя может быть использована в качестве связующего звена между моделями дуги и электрода для согласованного описания привязки дуги. Это может быть достигнуто путем итеративной процедуры, где в качестве первого шага решается ЛТР модель дуги с оценочными граничными условиями. Тепловой баланс электрода и уравнение непрерывности тока решается во всем домене. В результате становятся известными значения T_h , N , и n_e на границе плазмы, последние величины T_k и j_g . На следующем этапе применяется модель приэлектродного слоя для определения величины W_{net} . Данное значение служит входным параметром для теплового баланса электрода. Величина падения потенциала может быть включена в уравнения непрерывности тока. В случае значительного испарения поверхности электрода, поток пара может быть использован в качестве нового граничного условия для модели плазмы. Итак, оба шага должны повторяться до достижения достаточной сходимости решения.

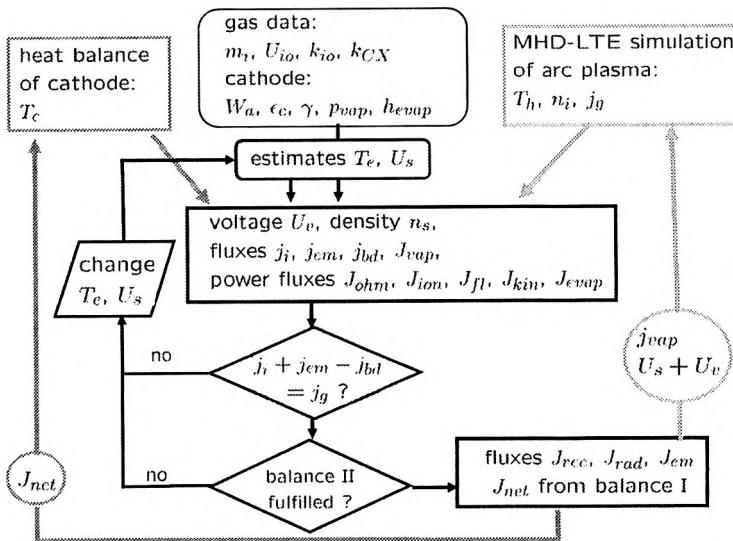


Рис. 2.11. Алгоритм решения уравнений катодной модели и включение катодной модели в полное описание электрической дуги

Алгоритм решения уравнений катодной модели и включение катодной модели в полное описание электрической дуги показан на рис. 2.11.

Балансы I и II обозначают уравнения (2.24) и (2.25) соответственно.

2.8. СТРУКТУРА ПЛАЗМЫ В ПРИАНОДНОЙ ОБЛАСТИ

По сравнению с катодной областью изучению анода в литературе уделено меньше внимания. Детальная структура прианодного слоя недостаточно ясна. Измерение анодного падения потенциала при различных условиях дают отличающиеся значения, которые могут быть как положительными, так и отрицательными. Падение напряжения в прианодном слое обычно намного меньше, чем в случае катодного слоя.

В целом элементарные процессы, протекающие на поверхности анода и в прианодной области, сходны с явлениями на катоде. Температура на поверхности анода может достигать температуры плавления (рис. 2.5). Таким образом, наблюдается как термоэлектронная эмиссия, так и испарение. Установление слоя пространственного заряда вблизи поверхности электрода является общим механизмом. Также как и вблизи катода, температура электронов выше, чем атомов, однако, толщина анодного слоя, определяемая областью с отклонениями от ЛТР, достигает 300 мкм, что превышает типичную толщину прикатодного слоя. В отличие от катода — эмиссионный ток электронов направлен против полного тока и дополнительной ионизации не требуется. Таким образом, как электронная эмиссия, так и повышенная ионизация не являются механизмами ограничивающими перенос тока.

Более детальные исследования формы потенциала в прианодной плазме показали, что в прианодной области также присутствует слой пространственного заряда, тормозящий электроны, и область аналогичная слою ЧЛТР. Таким образом, для описания прианодного слоя можно воспользоваться моделью, представленной в разделе для прикатодного слоя. Однако, как показывает сравнение расчетных и экспериментальных данных, в модели должен присутствовать дополнительный канал ввода энергии, обусловленный геометрическими эффектами, такими как сжатие (контракция) дуговой плазмы в области привязки к электроду, либо дополнительное падение потенциала для ускорения электронов в направлении анода.

Обобщенная пространственная структура плазмы вблизи анода представлена на рис. 2.12. В структуру введен дополнительный слой с падением потенциала U_{ex} (область I), приводящим к дополнительному омическому нагреву плазмы ($j_g U_{ex}$) вблизи электрода. Отметим, что остальные слои способствуют потерям энергии в плазме за счет

омического нагрева. Суммарное анодное падение потенциала U_a , получаемое из вкладов отдельных слоев, отрицательно для диффузной формы привязки при больших значениях тока и может быть положительным в случае контрагированной привязки и малых токов.

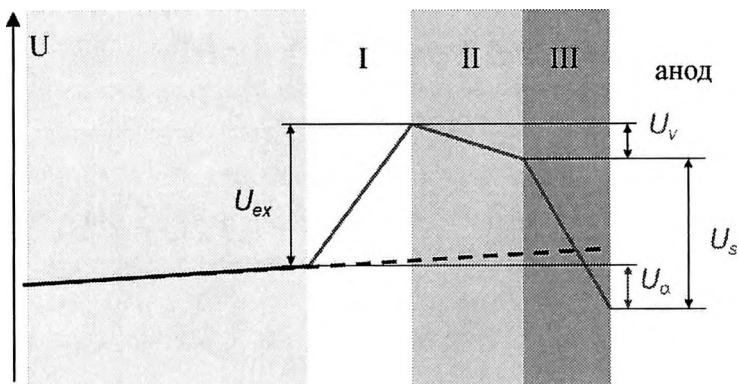


Рис. 2.12. Схематическая пространственная структура плазмы вблизи анода

Принимая во внимание структуру прианодного слоя на рис. 2.5 можно воспользоваться моделью представленной в разделе 2.6 для описания анодной области добавив в уравнение баланса энергии слоя (2.25) дополнительный омический нагрев ($j_g U_{ex}$). Значение потенциала U_{ex} может быть оценено исходя из того, что поток энергии на анод W_{net} должен быть положительным, по крайней мере, в стационарном состоянии.

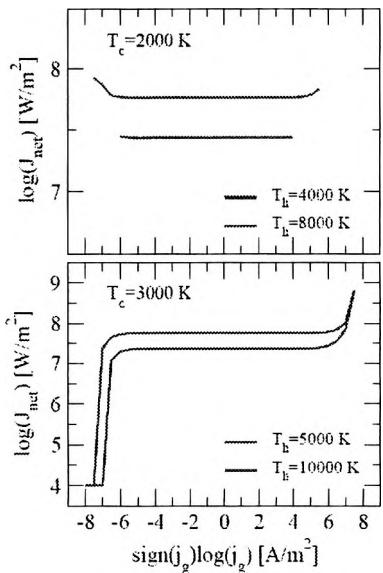
2.9. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Возможности модели прианодного слоя будут проиллюстрированы на примере результатов для теплового потока J_{net} и полного падения потенциала U_a для различных значений T_a (температура поверхности электрода), T_h (температура ЛТР плазмы в приэлектродной

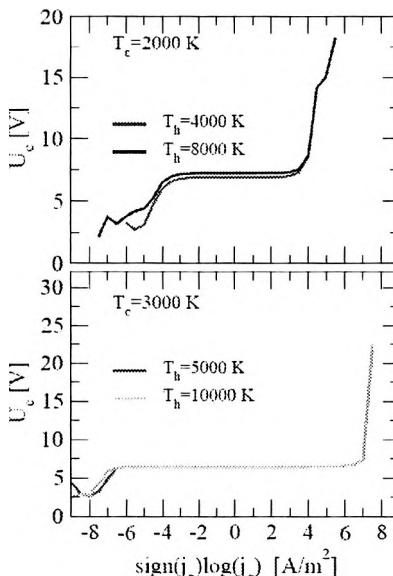
области, связанная с концентрацией атомов n_0 для заданного давления и концентрации электронов n_e на границе плазмы) и плотности электрического тока j_g . Для описания формирования области привязки дуги модель слоя должна быть приведена для областей с различной плотностью тока, включая нулевую плотность.

На рис. 2.13 представлены результаты для аргоновой плазмы атмосферного давления в случае применения стальных электродов. Модель учитывала процессы испарения железа при высокой температуре электродов. Результаты приведены для двух различных величин температуры плазмы (T_h) и двух температур электрода (T_a) при варьировании плотности электрического тока в широком диапазоне значений от (-10^8 до $+10^8$ А/м²). В этом случае область значений в левой части каждого графика на рис. 2.14 относится к анодной области, в правой части — к приватодной области, в нулевой точке — к стенкам или незадействованным областям электродов.

Как видно из рис. 2.13, указанные величины практически постоянны для плотностей тока меньшей, чем 10^6 А/м² вне зависимости от его знака. В данной области тепловой поток принимает значения между 10^7 и 10^8 Вт/м², что является результатом высоких потерь за счет теплопроводности плазмы. Падение потенциала в этом случае соответствует *space charge confinement*. Для более высоких значений тока падение потенциала на катоде быстро увеличивается, а на аноде слегка уменьшается. Область плотности тока порядка 10^7 А/м² является характерной для электродов в районе привязки дуги. В соответствии с этими изменениями тепловой поток возрастает либо убывает на несколько порядков по величине. Следует отметить, что модель слоя не дает результатов для высокой плотности тока, если температура поверхности электрода и температура плазмы малы (например, предельное значение 10^4 А/м² для параметров $T_h = 4000$ К и $T_a = 2000$ К).



a



b

Рис. 2.13. Результаты, полученные при помощи модели слоя, для теплового потока на электрод (а) и падения напряжения (б)

в зависимости от плотности электрического тока для различных температур электродов и плазмы

Для иллюстрации количественных характеристик в области привязки дуги на рис. 2.14 показаны результаты численного моделирования для типичных значений температуры плазмы и электродов, а так же плотности тока.

В левой части рисунка данные параметры представлены в зависимости от радиальной позиции привязки дуги в случае наличия вращательной симметрии. Значения рассчитаны для аргоновой дуги с плоским стальным катодом. Для расчета использовалась МГД-модель дуги.

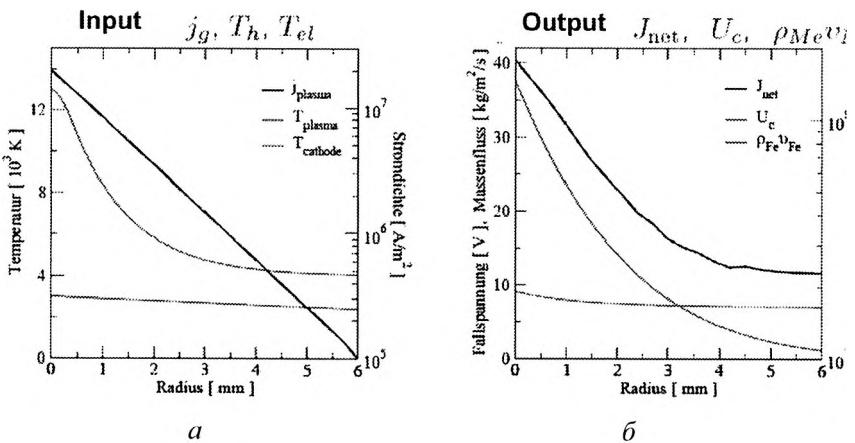


Рис. 2.14. Типичные значения температуры катода и плазмы, и плотности тока в зависимости от радиальной позиции для аргоновой дуги с плоским стальным катодом (а), поток энергий на катод, падение напряжения и плотность потока испаренного материала, рассчитанные с помощью модели слоя (б)

В правой части рисунка даны параметры, рассчитанные с помощью модели слоя: плотность потока энергии, величина падения напряжения в прикатодной области и поток испаренной стали. Существенное понижение плотности тока и температуры плазмы в радиальном направлении обычно сопровождается слабым изменением температуры поверхности электрода. Тем не менее, испарение и поток энергии значительно уменьшаются по радиусу, в то время как падение напряжения примерно постоянно в области привязки дуги.

2.10. АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ МОДЕЛИ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ

Модель аналогичная представленной в главе 1 и разделах 2.8 и 2.9 была предложена М. Бенилововым с соавторами. Ниже будут рассмотрены различия между моделями без сложного описания основ. Чтобы сравнить выражения в оригинальной работе, вклады

вторичной электронной эмиссии, излучения поверхности электрода, испарения и нагрева газом не будут учитываться.

Основным отличием между моделями является описание ионной кинетики. В работе [Benilov M. S. Marotta A.: A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs. J. Phys. D: Appl. Phys. 28, p. 1869-1882, 1995] также решается стационарное уравнение Больцмана для ионов. Однако для распределения ионов по скоростям принимается другое приближение, допускающее аналитическое решение в противовес численному решению в работе [Schmitz H.; Riemann K.-U.: Analysis of the cathodic region of atmospheric pressure discharges, J. Phys. D: Appl. Phys. 35, p. 1727-1735. 2002]. Это приводит к слегка модифицированным соотношениям для падения напряжения в слое ЧЛТР и для концентрации электронов на границе слоя (ср. уравнение (2.19)):

$$n_s = 0,8 n_i \left(2 + \frac{1}{n_i} \sqrt{\frac{kT_h}{m_i D_{i0} k_{\text{rec}}}} \right)^{-1},$$

$$U_a = -\frac{kT_e}{e} \ln \frac{n_e}{n_s},$$
(2.26)

где D_{i0} — диффузионный коэффициент ионов в нейтральном газе; k_{rec} — коэффициент рекомбинации ионов.

Далее, плотность потока ионов определяется с использованием скорости Бома, а не из уравнения (2.15):

$$j_i = e n_{es} v_{\text{Bohm}} = e n_{es} \sqrt{\frac{k(T_e + T_h)}{m_i}}.$$
(2.27)

Кинетическая энергия ионов в отличие от (2.20) определяется выражением

$$J_{\text{kin}} = j_i \left(U_s + \frac{k}{e} (0.5T_e + 2T_h) \right).$$
(2.28)

Кроме того, отношения

$$J_{\text{em}} = j_{\text{em}} (W_a - \Delta\phi - \frac{2kT_a}{e}) - j_{\text{cbd}} (W_a - \Delta\phi - \frac{2kT_e}{e}),$$
(2.29)

$$J_{\text{rec}} = j_i(U_{io} - W_a - \Delta\varphi - \frac{2kT_a}{e}), \quad (2.30)$$

используются вместо уравнений (2.17) и (2.7), а баланс энергии на границе слоя пространственного заряда принимает модифицированную форму, по сравнению с уравнением (2.25):

$$j_{\text{em}} \frac{2k(T_a - T_e)}{e} = W_{\text{Ohm}} + j_{\text{ebd}} \frac{1,2kT_e}{e} + j_i(U_{io} - U_s + 1,5U_v + \frac{3,2kT_e}{e}). \quad (2.31)$$

Несмотря на модифицированные выражения, в целом, структура модели приэлектродной области, требуемые входные данные и рассчитываемые характеристики те же, что и в разделе 2.6. Поэтому расширение модели за счет учета процессов вторичной электронной эмиссии, поверхностного излучения, испарения материала электрода и нагрев газом могут быть сделаны аналогичным образом. Алгоритм решения, представленный в разделе 2.6, применим и в данном случае для прикатодной области. Однако рассмотрение анодной области с помощью указанной модели до сих пор не представлено в литературе.

Другая модель приэлектродного слоя предложена в работе [Haidar J.: A theoretical model for gas metal arc welding and gas tungsten arc welding I., J. Appl. Phys. 84, p. 3518-3529. 1998]. Она использовалась для описания взаимодействия дуги и электрода в процессах сварки плавящимся электродом. Модель приэлектродного слоя применялась для определения передачи энергии в каплю, служившую анодом, учитывая испарение анодного материала. В отличие от моделей, рассмотренных выше, особое внимание уделялось рассмотрению слоя пространственного заряда, детальное описание слоя ЧЛТР и ионной кинетики не применялось. Таким образом, падением напряжения на слой ЧЛТР пренебрегалось. Все вышеуказанное приводит к существенному упрощению модели. Баланс плотности электрического тока на аноде рассчитывался по уравнению (2.21) с использованием уравнения для термоавтоэлектронной эмиссии. Уравнение (2.27) использовалось для определения тока ионов, но с учетом локальной концентрации ионов и температуры плазмы из ЛТР модели.

Плотность потока электронов, диффундирующих против поля, определялась не уравнением (2.16), а соотношением

$$j_{\text{ebd}} = e \left[n_{es} - \frac{j_{em}}{e} \sqrt{0,5(2kT_a - eU_s)} \right] \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \exp\left(\frac{eU_s}{kT_e}\right), \quad (2.32)$$

где U_s — падение напряжения в прианодной области, всегда имеющее отрицательное значение; T_a — температура поверхности анода.

Уравнение баланса (2.21) совместно с уравнением (2.32) применялось для определения падения напряжения U_s для заданной полной плотности тока j . В уравнении (2.32) предполагается, что электроны, эмиттируемые с поверхности, ускоряются против потока обратной диффузии и, тем самым, понижают результирующую электронную концентрацию на границе слоя. Несмотря на различные выражения для тока j_{ebd} , результирующий поток энергии на поверхность анода сходен с уравнением (2.24):

$$J_{\text{net}} = j_i(U_{i0} - U_s + \frac{5kT_a}{2e}) - j_{cm}(W_a - \Delta\varphi - \frac{2kT_a}{e}) + j_{ebd}(W_a + \frac{5kT_e}{2e}) - J_{e\text{ var}} - J_{\text{rad}} \quad (2.33)$$

Здесь малым вкладом атомов, возникающих после рекомбинации ионов на аноде и движущихся в направлении плазмы, пренебрегалось. Следует заметить, что уравнение (2.33) применялось для описания потоков заряженных частиц в поток энергии на анод. В дополнении учитывался нагрев анода нейтральными частицами вводом специального члена в уравнение переноса тепла с редуцированной теплопроводностью. В уравнении баланса плазменного столба использовалось выражение

$$J_{\text{plas}} = -j_i(U_{i0} + \frac{5kT_a}{2e}) - j_{em}(U_s - \frac{2kT_a}{e}) + j_{ebd}(U_s - \frac{5kT_e}{2e}), \quad (2.34)$$

для учета охлаждения дуги за счет наличия приэлектродного слоя в дополнении к уменьшенной теплопроводности.

В отличие от детального рассмотрения анодного слоя, катодный слой описывается грубыми приближениями, которые можно использовать только в случае процесса сварки плавящимся электродом. Сварочная ванна является катодом, и перенос тепла осуществляется как

за счет теплопроводности дуги, так и переноса материала. Дополнительно учитывался ввод энергии за счет ионов и потеря энергии на катоде в результате процессов испарения, излучения и электронной эмиссии

$$J_{\text{net}} = j_i(U_{i0} + \frac{5kT_a}{2e}) - j_{\text{em}}(W_a - \Delta\varphi - \frac{2kT_a}{e}) - J_{e\text{ var}} - J_{\text{rad}}. \quad (2.35)$$

Потери энергии в прикатодной области определяются выражением

$$J_{\text{plas}} = -j_i(U_{i0} + \frac{5kT_k}{2e}) + j_{\text{em}} \frac{2kT_k}{e}. \quad (2.36)$$

где T_k — температура на поверхности катода.

2.11. ОПИСАНИЕ ПРИВЯЗКИ ДУГИ В РАВНОВЕСНЫХ МОДЕЛЯХ

При моделировании термической плазмы процессы взаимодействия дуги и электрода, а также отклонения от равновесия в плазме в приэлектродной области часто рассматриваются в грубом приближении по сравнению с вышеперечисленными моделями, несмотря на их важность для установления привязки дуги. Для избегания проблем, связанных с низкими значениями температуры и проводимости плазмы вблизи электродов, при расчетах пользуются грубыми сетками, которые за счет большого размера ячейки обеспечивают повышенную среднюю температуру вблизи электрода.

Вместо согласованного моделирования области привязки дуги задается профиль плотности электрического тока в качестве граничного условия. Однако, в более детальных исследованиях применяется описание, включающее модель слоя аналогичную описанной выше, совместно с ЛТР моделью дуги и тепловым балансом электродов. Подобным образом были проанализированы различные моды привязки плазмы к катоду в лампах высокой интенсивности.

Пример применения модели слоя в ЛТР моделировании приведен на рис. 2.15. Здесь использовались типичные параметры процесса,

характерные для сварки плавящимся электродом. Стальная проволока со сформировавшейся каплей жидкого металла на его острие являлась анодом. В качестве катода использовалась частично расплавленная стальная пластина. Дуговой разряд горит в основном в аргоне, тем не менее, учитывалось также испарение стали. Дуга в смеси аргона и стали описывалась с помощью ЛТР модели, включающую модель обоих электродов. Дополнительно рассматривался баланс тепла стальной пластины, включая определение зоны расплава. Модель дуги и модель катода связаны через нелинейную модель слоя.

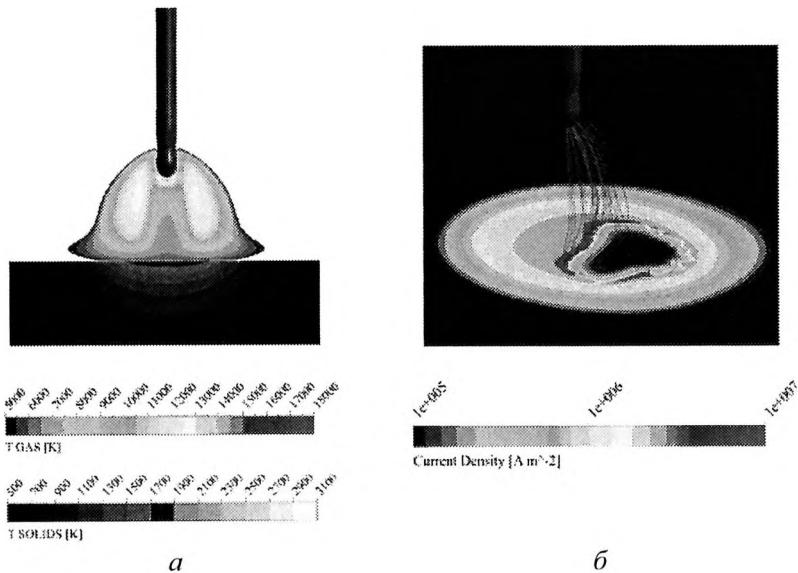


Рис. 2.15. Результаты гидродинамического моделирования дугового разряда с учетом теплового баланса на катоде и применения модели приэлектродного слоя, параметры: сварка стали плавящимся электродом при токе 250 А и испарении проволоки 1 %: распределение температуры в плазме и на катоде (а); электрический ток на поверхности катода (б)

Для решения использовалось стационарное трехмерное описание с учетом отклонений от вращательной симметрии дуги и

перемещения сварочной пластины. Результаты воздействия электрического тока на поверхность пластины показаны на рис. 2.15, б.

Наблюдаются фокусирование электрического тока вблизи границы сварочной ванны и сравнительно низкие значения тока в центре привязки дуги. Такая картина появляется в результате распределения тока и температуры дуги (рис. 2.15, а) с максимальными значениями, смещенными от центра, а также за счет повышенной электронной эмиссии и благоприятных условий для привязки дуги на границе расплава, где имеют место фазовые переходы.

Полученные результаты демонстрируют самосогласованное формирование привязки дуги на плоском катоде под действием сложных граничных условий в плазме дуги и на поверхности электрода. Следует отметить, что такое моделирование вносит существенный вклад в область описания сварочных процессов. Однако, другие важные аспекты, как, например, привязка дуги к аноду, отрыв капли и формирование сварочного шва до сих пор не учитываются в моделях ввиду требования больших ресурсов при расчетах для трехмерных моделей.

Решение нелинейной системы уравнений в модели слоя, представленной в разделе 2.7, требует большого расчетного времени, в частности, если она решается в совокупности с гидродинамической моделью плазменного столба. Самосогласованное описание привязки дуги иногда невозможно из-за низкой стабильности модели приэлектродной области для конкретного набора входных параметров в рамках итеративного поиска решения совместно с гидродинамикой.

2.12. ПРИВЯЗКА ДУГИ В НЕРАВНОВЕСНЫХ МОДЕЛЯХ

Модели дуги, избегающие приближение ЛТР, являются альтернативным способом описания привязки дуги. Такие модели автоматически включают описание слоя ЧЛТР и должны быть дополнены только моделью взаимодействия плазмы с электродом и моделью слоя пространственного заряда. Например, двухтемпературные

модели дуги, дополненные описанием анода, были применены для рассмотрения анодной привязки дуги.

Пример свободно горящей дуги в аргоне атмосферного давления к охлаждаемому медному электроду приведен на рис. 2.16-2.18. Для определения распределения температуры в аноде, для случая стационарного разряда, использовалась двумерная модель.

Описание дуги производилось с помощью двумерной гидродинамической модели. В отличие от ЛТР модели решалось два уравнение баланса, для температуры тяжелых частиц и температуры электронов, принимая во внимание, что они могут различаться. В этом случае слой ЧЛТР также включен в модель. Состав плазмы рассчитывался при учете наличия двух температур. Решение уравнений для электрического и магнитного полей выполнялось с учетом пространственного распределения потенциала в слое ЧЛТР. Теплопроводность и сохранение тока в аноде связано с моделью дуги через граничные условия, учитывающие процессы на поверхности анода, а также влияние слоя пространственного заряда. Принималось во внимание испарение анодного материала.

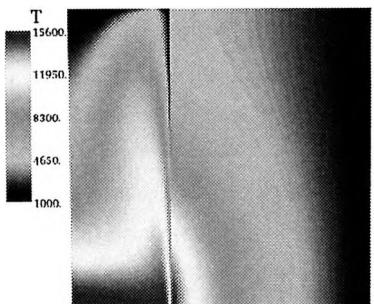


Рис. 2.16. Распределение температуры в области привязки дуги для случая свободно горящей дуги в аргоне и медного анода, ток 200 А, двух-температурная модель плазмы

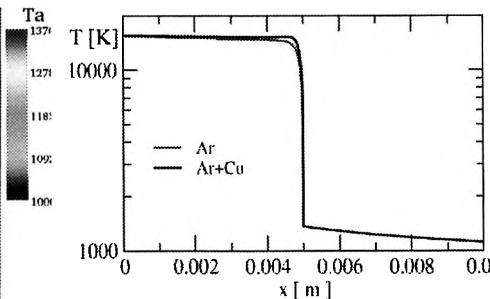


Рис. 2.17. Аксидальное распределение температуры для случая на рис. 2.16 (линия Ar); линия (Ar + Cu — смесь аргона с медью) формируется в результате испарения анода

На рис. 2.16 и рис. 2.17 изображено пространственное распределение температуры газа в дуге и переход к распределению к температуре анода при токе 200 А. Учет испарения меди приводит лишь к небольшому изменению профиля температуры.

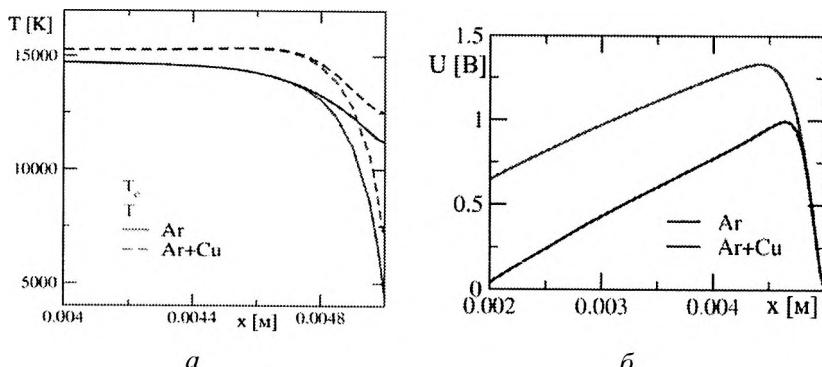


Рис. 2.18. Сравнение распределения температуры газа и электронов (а) и электрического потенциала (б) для дуги, горящей в чистом аргоне и аргоно-медной смеси (условия соответствуют рис. 2.17)

Детальное пространственное распределение температуры вблизи анода представлено на рис. 2.18. Наблюдаются существенное различие температуры электронов и газа на расстоянии до 0,2 мм от анодной поверхности. Высокая электронная температура обеспечивает требуемую электрическую проводимость для переноса тока в анод. В случае присутствия паров меди обе температуры несколько выше и их максимальное значение наблюдается на расстоянии примерно 0,3 мм от поверхности анода. В модели также рассчитывается распределение электрического потенциала вблизи анода (рис. 2.18).

Наблюдается максимум потенциала на расстояниях порядка 0,4-0,5 мм от анода. В зависимости от концентрации меди наблюдается отрицательное падение потенциала порядка 1,0-1,4 В. Отрицательное падение потенциала в данном случае соответствует диффузной привязке дуги.

В одной из последних работ была представлена модель сварочной дуги с неплавящимся электродом, включающая согласованный расчет катодного падения потенциала. В дополнение к представленной модели, описанной выше, неравновесная модель дуги учитывает не только различные температуры газа и электронов, но и отклонения от ионизационного равновесия (2.2), а также отклонение от распределения Больцмана по возбужденным состояниям. Помимо отдельных уравнений баланса для температуры газа и электронов, в рамках гидродинамической модели решалась система уравнений баланса для различных возбужденных состояний. Такая плазмохимическая модель была разработана для аргона и обеспечивает более точное описание ионизации плазмы не только в столбе, но и в более холодных регионах на границе, а также в области привязки дуги (слой ЧЛТР на границе с катодом и с анодом). Другим преимуществом является связь с моделью приэлектродных областей, представленная в 2.6, но приведенная без учета слоя ЧЛТР. Модель приэлектродного слоя рассматривает процессы на поверхности электрода и определяет падение напряжения на слое пространственного заряда. Неравновесная модель в дуге и модель приэлектродного слоя были связаны с описанием электродов (распределение температуры и плотности тока).

В качестве примера на рис. 2.19 приведены результаты для процесса сварки неплавящимся электродом в аргоне при токе 200 А. Материалом катода являлся вольфрам, анодом служила охлаждаемая медная пластина на расстояние 8 мм от катода. Температура электронов и газа сопоставимы в столбе дуги.

В граничных областях, в частности вблизи поверхности электродов, температура электронов заметно превышает температуру газа. Рассчитанное распределение температуры вольфрамового катода весьма реалистично (ср. с рис. 2.1) благодаря точному описанию результирующего потока энергии на катод, полученного из (2.24).

Отличия в температуре медной пластины по сравнению с результатами, представленными на рис. 2.16, обусловлены меньшей толщиной пластины, а также более реалистичной модели дуги в целом. Полное падение напряжение между катодом и анодом составляет 18 В, что сравнимо с результатами измерений. Модель предсказывает падение напряжения на слое пространственного заряда величиной в 9,5 В.

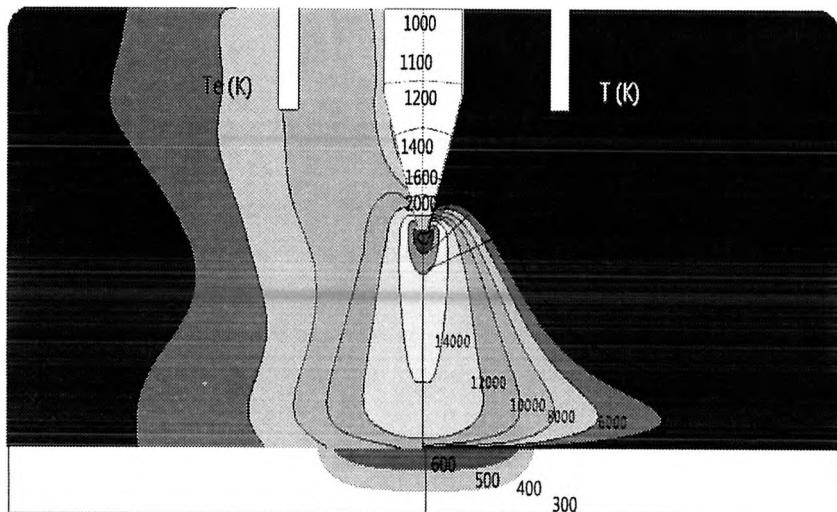


Рис. 2.19. Распределение температуры электронов (слева),
газа (справа) и
электродов (шкала серого цвета)
для процесса сварки неплавящимся электродом
при токе 200 А,
рассчитанные по неравновесной
гидродинамической модели

Расширение модели такого типа с целью учета эрозионных процессов на электродах и динамики привязки пятна для трехмерного случая является объектом дальнейших исследований.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ВАКУУМНОЙ ДУГЕ

Вакуумно-дуговой разряд — это сильноточный, самостоятельный разряд, развивающийся в замкнутом объеме в парах материала катода. Эмиссионным центром разряда является катодное пятно, характеризующееся малыми размерами и являющееся источником первичных электронов и основанием столба дуги. Высокая температура в пятне обуславливает интенсивное распыление (разрушение) материала катода и высокую концентрацию паров металла. Существование и перемещение катодного пятна трактуются как нестационарные, стохастические процессы возникновения и отмирания эмиссионных центров (*emission center or explosive center*).

Катодное пятно включает в себя различные в физическом отношении области: на поверхности катода формируется эмитирующий участок, к которому прилегает бесстолкновительный слой пространственного заряда, локализующего катодное падение напряжения и обеспечивающего передачу энергии ионам, далее расположены области ионизации и формируемого плазменного потока. Энергии ионов, попадающих на катод, должно быть достаточно для разогрева катода в месте существования разряда до температуры, обеспечивающей как необходимое распределение свободных электронов по энергиям в теле катода, так и воспроизведение необходимого количества испаряемого материала.

Из условий существования вакуумно-дугового разряда с интегрально-холодным катодом процессы эмиссии, зависящие от температуры в катодном пятне и напряженности электрического поля, носят преимущественно авто- и термоавтоэлектронный характер.

В настоящее время катодное пятно вакуумно-дугового разряда, существующее на интегрально-холодном катоде, относится к физическим объектам, которые не имеют своей законченной теории.

Затруднения, встречающиеся при изучении катодного пятна, объясняются малыми его размерами и высокой скоростью перемещения при постоянно изменяющихся параметрах системы, в которой оно находится. Характерным явлением для катодных пятен является их перемещение в противоположном силе Ампера направлении (*retrograde motion*). Эффект деления яркосветящейся области и быстрого хаотического ее перемещения впервые наблюдали в 1903 году Штарк и Райх.

Для области катодного пятна, на материале катода характерны быстрые фазовые переходы из твердого состояния в жидкое, газообразное и плазменное. При этом также следует различать: плотную неидеальную, умеренно разряженную и бесстолкновительную плазму. Для описания взаимодействия интенсивного потока заряженных частиц с поверхностью катода необходимо решать систему уравнений, содержащую уравнения движения для заряженных частиц и уравнения механики сплошной среды.

Многофакторность рассматриваемого физического процесса и комбинированная взаимосвязь между отдельными параметрами обуславливают сложность его математического моделирования (рис. 3.1).

Процессы в дуговом разряде подразделяются:

- на генерационные, протекающие в катодном пятне (в расплавленном слое жидкого металла) и оказывающие воздействие, как на поверхность катода, так и на параметры плазмы;
- в прикатодной области, определяющие условия генерации, динамику развития и перемещения катодных пятен;
- в зоне транспортировки — в межэлектродном пространстве, начиная от области с сильно неидеальной низкотемпературной плазмой.

При создании математической модели, адекватно описывающей протекание реального физического процесса, необходимо учитывать взаимосвязь процессов, протекающих в плазме разряда, с процессами,

определяющими температуру в катодном пятне и среднюю температуру катода.

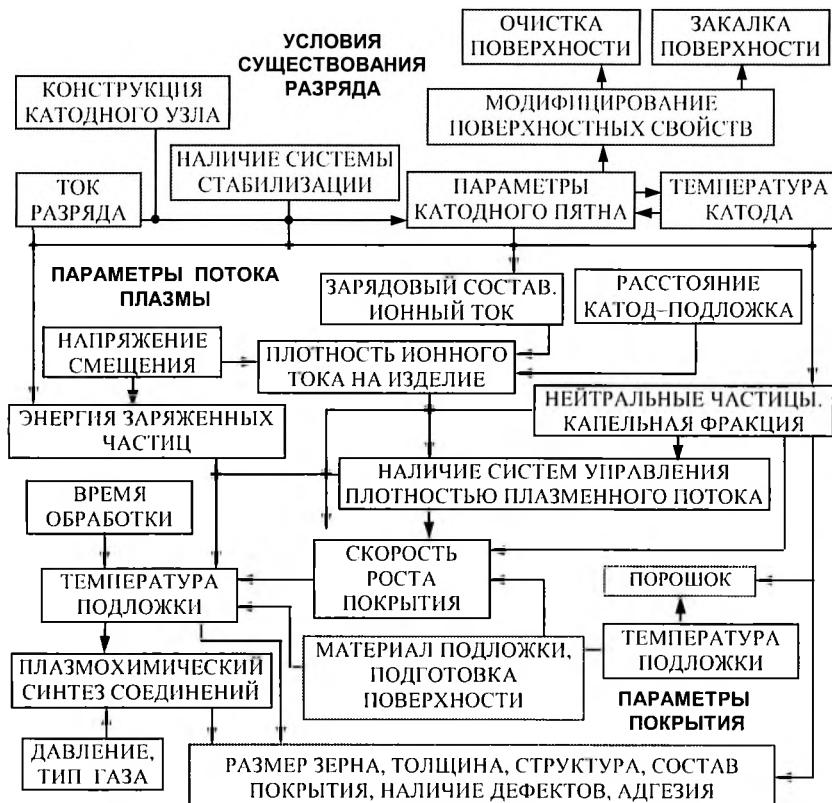


Рис. 3.1. Схема взаимосвязи параметров, определяющих область применения вакуумно-дугового разряда на интегрально-холодном катоде

Для описания физических процессов, протекающих на катоде и в прикатодной плазме вакуумно-дугового разряда, используется система уравнений:

– уравнение для плотности тока $j = j_e + j_i - j_{e\text{об}}$, где j_e — ток, обеспечиваемый электронной эмиссией из катодного пятна, при этом

рассматривается термоавтоэлектронная эмиссия; j_i , $j_{\text{соб}}$ — плотности тока ионов и электронов, попадающих на поверхность катода из плазмы;

— уравнение Маккоуна для напряженности электрического поля, создаваемого у поверхности катода:

$$E_k^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \frac{U_k^{1/2}}{(2e/m_e)^{1/2}} j_a \left(\frac{j_i}{j_e} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} - 1 \right);$$

— уравнение баланса энергии в зоне генерации

$$j_e \left(U_k + \frac{kT_{k,n}}{e} \right) = j_i \left(U_i + \frac{kT_{k,n}}{e} \right) + (j_e + j_i) \beta \frac{kT_{k,n}}{e},$$

где $T_{k,n}$ — температура в катодном пятне; U_i — потенциал ионизации материала катода; T_{pl} — температура плазмы;

— баланса тепла на поверхности катода

$$q(r) = -j_e \varphi + j_i (U_k + U_i - \varphi) + j_{\text{соб}} \left(\varphi + \frac{kT_{pl}}{e} \right) - \epsilon \sigma T_k^4,$$

где φ — работа выхода материала катода;

— уравнения для определения температуры катода.

Однако при решении рассматриваемой модели могут быть заданы лишь исходные физические константы материала катода и разрядный ток I_{pl} . Падение напряжения на разрядном промежутке определяется из экспериментальных данных. Для расчета прикатодного падения напряжения, до настоящего времени отсутствует даже корректная постановка задачи, так как ее решение связано с расчетом слоя объемного заряда. При этом неизвестными остаются: $D_{k,n}$ — изменяющийся размер катодного пятна, так как из-за непрерывного перераспределения параметров, определяющих процессы токового переноса, его граница весьма условна; j_e — плотность тока; I_e — доля электронной составляющей тока; α — степень ионизации плазмы, колеблющаяся от 10 до 100%; n_e — концентрация заряженных

частиц, изменяющаяся от 10^{17} до 10^{20} см^{-3} ; E — напряженность электрического поля у поверхности катода; T_e , T_i — температура электронов (1,0–2,0 эВ) и ионов (0,5–2,0 эВ); $T_{\text{к.п.}}$, $T_{\text{к}}$ — температура в катодном пятне и катода.

В процессе развития дугового разряда на поверхности катода наблюдаются эмиссионные центры различных типов, отличающиеся во времени подвижностью, взаимосвязью и эмиссионными свойствами.

3.1. КАТОДНОЕ ПЯТНО

В вакуумно-дуговом разряде с интегрально-холодным катодом температуры катода недостаточно для протекания тока за счет термоэлектронной эмиссии, и разряд существует на рабочей поверхности в катодном пятне (рис. 3.2, а). Основной проблемой при описании разряда является вопрос о его существовании. В работах Г. А. Месяца, определяющая роль для функционирования разряда отводится взрывным процессам, а Г. А. Любимов и В. И. Раховский считают, что взрывные процессы важны при инициировании разряда и несущественны для его поддержания. Ими отмечается, что на стадии горения дугового разряда, при плотности тока 10^{11} А/м^2 и характерных значениях падения напряжения на разрядном промежутке 20...30 В, взрывные процессы исключены.

Следует отметить, что с повышением температуры катода данный тип разряда способен перейти в разряд с диффузной привязкой на катоде (разряд с горячим катодом), характеризующийся невысоким напряжением горения, низким уровнем шумов как тока, так и напряжения и хорошей однородностью ионного потока (рис. 3.2, б). Для поддержания такой формы разряда необходимо, чтобы плотность тока, отбираемого с катода $j_{\text{k}} = I_{\text{раз}} / S_{\text{k}}$, превышала некоторый критический уровень $j_{\text{kкр}}$, являющийся функцией теплофизических характеристик материала катода.

Таким образом, вакуумно-дуговой разряд с интегрально-холодным катодом следует рассматривать с точки зрения переходного этапа при развитии дугового разряда с горячим катодом. Представляется, что температура является фактором, определяющим режимы работы катода и генерации потока плазмы. Поэтому даже при условии стабилизации параметров разряда, по мере распыления материала катода — с изменением его температуры, происходят существенные изменения, как на самом катоде, так и в генерируемом плазменном потоке.

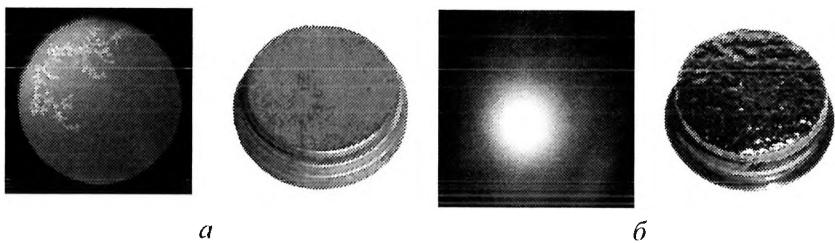


Рис. 3.2. Вакуумно-дуговой разряд на интегрально-холодном катоде (*а*) и разряд со всей рабочей поверхности (*б*)

Катодное пятно состоит из нескольких активно эмитирующих участков с размерами много меньшими, чем размеры самого пятна. Модель катодного пятна, формирующаяся на гипотезе о токовых ячейках, позволяет объяснить физические процессы, протекающие в дуговых разрядах.

Для того чтобы катод оставался в заданном тепловом режиме, катодные пятна перемещаются по его поверхности с достаточно высокой скоростью. В этом случае при локализации зоны горения вакуумно-дугового разряда на ограниченной площади рабочей поверхности катода говорят о некоторой интегральной температуре поверхности, которая устанавливается при условии перемещения катодного пятна.

Трудности в определении плотности тока в катодном пятне связаны с тем, что прямое измерение плотности тока невозможно из-за

малых размеров его отдельных фрагментов, а также высокой скорости перемещения. Катодные пятна являются принципиально неустойчивыми плазменными образованиями и характеризуются некоторым среднестатистическим временем жизни. Б. Джутгер, наблюдающий изменения в структуре катодного пятна, выделил отдельные существующие фрагменты свечения для различных условий в интервале от 5 до $20 \cdot 10^{-8}$ с. Конечное время жизни катодного пятна на одном месте и его перемещение приводят к флуктуации катодного падения напряжения. Оценка минимальной плотности тока по автографам катодного пятна дает $(1\text{--}2) \cdot 10^{11}$ А/м².

3.1.1. Разряд на неочищенной поверхности катода

В первоначальный момент времени на неочищенной поверхности катода возникает неуправляемый, хаотично перемещающийся и очень быстро охватывающий всю поверхность разряд.

Наличие поверхностных примесей и дефектов даже при малой их концентрации оказывает значительное влияние на термоэмиссионные свойства металлов и приводит к заметному разбросу значений работы выхода (более 0,1 эВ). Данные условия существенно облегчают поддержание развивающегося разряда, способного существовать при более низком значении разрядного тока, чем основной разряд с материала катода.

Данное предположение подтверждается, например, таким известным и часто используемым способом облегчения зажигания разряда и удержания катодных пятен на рабочей поверхности, как нанесение на поверхность катода тонкого графитового слоя. При работе же с тугоплавкими материалами, у которых стационарный дуговой разряд поддерживается при токах не ниже 150 А, нанесенное на рабочую поверхность тонкое графитовое покрытие способствует возникновению кратковременного первоначального разряда при меньших токах. После распыления пленки разряд на рабочей поверхности катода вновь не возбуждается.

Разрядный ток определяет количество пятен одновременно существующих на рабочей поверхности катода. На тонкопленочных покрытиях, ток, замыкающийся на каждое катодное пятно, может поддерживаться током всего лишь в несколько ампер, отчего и наблюдается увеличение одновременно существующих пятен.

Появление на рабочей поверхности катода высокоскоростных и неуправляемых светящихся образований связано с частичным осаждением положительно заряженных частиц на поверхности загрязнений, являющихся в большинстве случаев тонкими диэлектрическими пленками. В этом случае образуются двойные электрические слои с высокой напряженностью электрического поля.

Рассматривая двойной слой упрощенно как плоский конденсатор с зарядами, сосредоточенными на его обкладках, для напряженности поля в пределах слоя можно записать $E = \sigma / \epsilon_0$, где σ — поверхностная плотность зарядов, определяемая поверхностной концентрацией поляризованных или ионизованных атомов пленки.

Пробой такого слоя хотя бы в одной точке инициирует лавину подобных пробоев. В результате на рабочей поверхности катода, в зонах загрязнений, появляются неуправляемые высокоскоростные поверхностные разряды, удаляющие диэлектрические пленки, но не вызывающие глубоких эрозионных процессов на материале катода. Описанный механизм формирования разряда на неочищенной поверхности катода объясняет существование подобного разряда при значительно меньших токах по сравнению с обычным его значением для выбранного материала катода.

Эмиссию электронов с тонких слоев диэлектриков, вызываемую электрическим полем, первым наблюдал в 1936 году Малтер, при этом было отмечено, что данная эмиссия не зависит от природы подложки.

На рис. 3.3 представлены фотографии рабочей поверхности, полученные с помощью растрового электронного микроскопа JSM 35CF в Z-контрасте (рис. 3.3, *а, б*) и в топологическом контрасте (рис. 3.3, *в, г*).

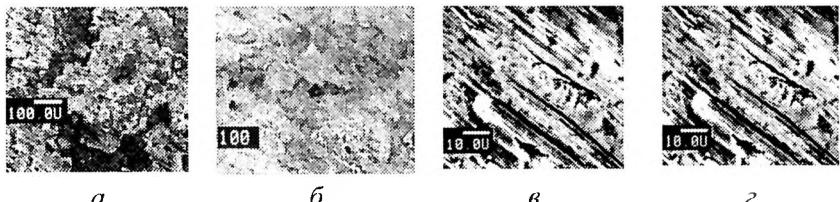


Рис. 3.3. Рабочая поверхность катода: *а, в* – до и *б, г* – после очистки;
а, б – в Z-контрасте и *в, г* – в топологическом контрасте

Явно выраженные зоны загрязненных участков, присутствующие на поверхности катода до начала работы испарителя, приведены на рис. 3.3, *а*. Результаты воздействия предварительного комбинированного разряда, возникающего в первоначальный момент времени и обеспечивающего очистку поверхности, отражает рис. 3.3, *б*.

Поверхность катода, представленная в топологическом контрасте до (рис. 3.3, *в*) и после (рис. 3.3, *г*) существования на ней разряда, позволяет оценить характер его воздействия на рельеф поверхности. На рис. 3.3, *г* хорошо видны результаты воздействия разряда, характеризующиеся наличием поверхностных оплавленных зон и одновременным отсутствием глубоких эрозионных процессов с материала катода. После очистки рабочей поверхности, при последующих токовых импульсах, данный тип разряда не наблюдается, а формируется дуговой разряд с материала катода.

При толщине пленочного катода более 1,5 мкм размеры кратеров, значения тока и падения напряжения практически совпадают с соответствующими величинами для дуг на массивном катоде.

3.1.2. Разряд с поверхности материала катода

Движущееся пятно — точечный источник тепла (жидкая частица, нагретая до эмиссионной температуры), разогревает катод по пути перемещения и в зависимости от температуры оставляет на поверхности характерные следы разрушений (рис. 3.4).

Внутренняя структура катодного пятна состоит из значительно-го числа одновременно существующих ячеек – эктонов с размерами порядка нескольких микрометров и менее. Время существования эмиссионной ячейки составляет 10^{-7} – 10^{-9} с. При распаде одних ячеек возникают другие как внутри пятна, так и вне его границ.

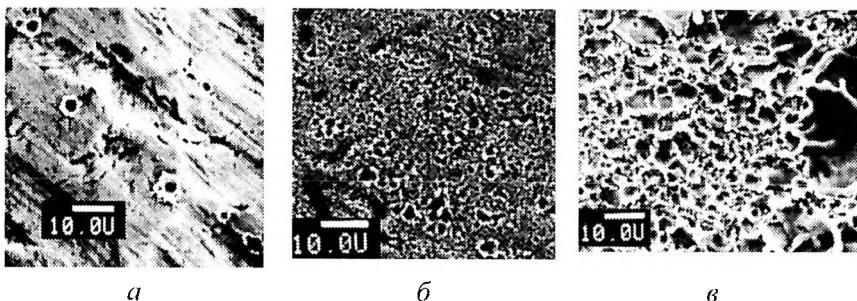


Рис. 3.4. Следы, оставляемые катодными пятнами на рабочей поверхности катода (масштаб $10.0\text{ U} = 10$ мкм):
а — холодный катод; б — температура катода 800 К;
в — температура поверхности 1000 К

При движении катодное пятно (во все последующие моменты времени) всегда перемещается на менее прогретый участок катода, поэтому его скорость определяется уровнем подводимой мощности и временем достижения в катодной ячейке рабочей температуры испарения. Время, затрачиваемое на разогрев поверхности, зависит от начальной температуры в точке нахождения катодного пятна.

При этом следует учитывать, что при определении температуры материала, находящегося в различных фазах с подвижной границей, требуется также находить законы фазовых переходов с учетом выделяющейся (или поглощаемой) при этом теплоты.

Для непрерывно перемещающегося по рабочей поверхности эмиссионного центра, возникновение пятна на новом месте обеспечивается горячим пятном и накладывающимися внешними факторами.

Здесь следует особо подчеркнуть, что при движении катодного пятна следует учитывать следующие процессы:

- эмиссию электронов из существующего эмиссионного центра;
- формирование в токовом канале в плазме, со стороны максимума индукции магнитного поля, избыточного числа заряженных частиц;
- разогрев нового участка поверхности катода (при этом существенны процессы, связанные с изменением размеров катодного пятна);
- эмиссия материала (испарение слоя вещества, в котором происходит изменение фазового состава);
- уменьшение мощности, подводимой к старому эмиссионному центру, и его остывание;
- выравнивание температур в эмиссионных центрах;
- переход эмиссионного центра на подготовленный участок.

Характер перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода изучался на вакуумно-дуговом устройстве протяженной конструкции (рис. 3.5), работающем в импульсном режиме и формирующем направленный ленточный поток плазмы.

Внешнее магнитное поле, создаваемое соленоидом 1, обеспечивало удержание катодного пятна 7 в рабочей зоне на рабочей поверхности протяженного цилиндрического катода 2 при его перемещении от поджигающего электрода 6 в сторону токового ввода 3 до дугогасящего экрана 4. Частота следования токовых импульсов определяется временем прохождения катодными пятнами (τ) расстояния от поджигающего электрода 6 до дугогасящего экрана 4.

В процессе работы было установлено, что при токе разряда 200 А максимальное время прохождения катодными пятнами рабочего участка водоохлаждаемого циркониевого катода длиной 0,45 м и диаметром 0,06 м превышало 100 мс. При этом сокращение длительности токовых импульсов связано с увеличением температуры катода (рис. 3.6).

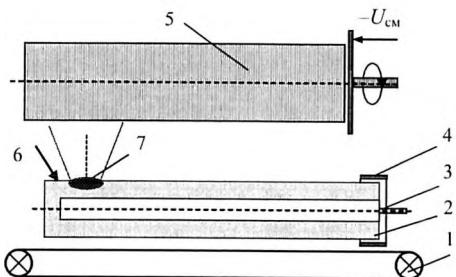


Рис. 3.5. Вакуумно-дуговой источник плазмы протяженной конструкции:
 1 – магнитная система; 2 – катод;
 3 – токовый ввод; 4 – дугогасящий экран;
 5 – обрабатываемое изделие;
 6 – поджигающий электрод;
 7 – катодное пятно

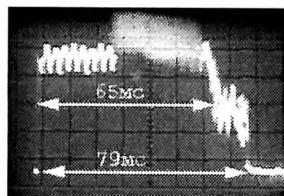
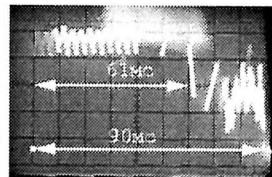


Рис. 3.6. Изменение длительности токовых импульсов в процессе работы испарителя, наблюдаемое при повышении температуры катода

Катодное пятно смещается в сторону максимума индукции магнитного поля $\Sigma \vec{B}_{\max} = \vec{B}_{\text{пл}} + \vec{B}_{\text{кат}}$, создаваемого токовым каналом плазменного потока ($I_{\text{пл}}$) и током, протекающим по телу катода ($I_{\text{кат}}$) (рис. 3.7, а). На элементарную частицу, находящуюся в плазменном потоке, действует сила Лоренца и сила электрического поля: $\vec{F}_r = e[\vec{v}_z \times \vec{B}]$, $\vec{F}_z = e[\vec{v}_r \times \vec{B}]$, $\vec{F}_E = e\vec{E}$.

Для расчета траекторий движения электронов, выходящих из катодного пятна, используются следующие расчетные выражения:

$$a_z = \frac{\vec{F}_z}{m_e} + \frac{\vec{F}_E}{m_e} = \frac{e[\vec{v}_r \times \vec{B}]}{m_e} + \frac{e\vec{E}_E}{m_e}, \quad a_r = -\frac{\vec{F}_r}{m_e} = \frac{e[\vec{v}_z \times \vec{B}]}{m_e},$$

$$\vec{v}_z = \vec{v}_{0z} + a_z \Delta t, \quad \vec{v}_r = \vec{v}_{0r} + a_r \Delta t,$$

$$z = z_0 + \vec{v}_z \Delta t, \quad y = y_0 + \vec{v}_y \Delta t,$$

m_e — масса заряженной частицы (электрона); \vec{F}_L — проекция силы Лоренца на оси z и r ; \vec{v} — проекция скорости движения заряженной частицы на оси z и r ; \vec{v}_0 — проекция скорости движения заряженной частицы на оси z и r в предыдущий момент времени; a — ускорение заряженной частицы по оси z и r ; Δt — шаг по времени; z — положение заряженной частицы на оси z ; z_0 — проекция положения заряженной частицы на ось z в предыдущий момент времени; y_0 — положение заряженной частицы на оси r ; r_0 — проекция положения заряженной частицы на ось r в предыдущий момент времени.

Результаты расчета, характеризующие условия существования катодных пятен на рабочей поверхности, представлены на рис. 3.7, *б* и *в*.

В процессе перемещения катодного пятна наблюдается трансформация его размеров, изменяющая условия эмиссии электронов.

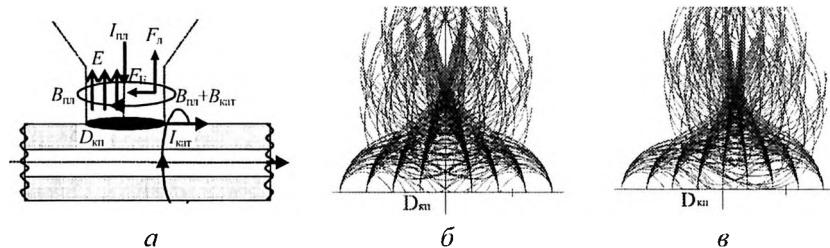


Рис. 3.7. Моделирование движения электронов из области катодного пятна:

а — математическая модель расчета с учетом силы Лоренца; расчет траекторий движения электронов из катодного пятна без учета (*б*) и с учетом (*в*) тока, протекающего по катоду

Ввиду того, что первые токовые импульсы имеют большую длительность, для регистрации перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода использовалась видеокамера формата VHS.

Стандарты телевидения имеют чересстрочную развертку: в одной секунде 25 кадров и 50 полей (половинокадров) с четными и нечетными строками. В компьютерном мониторе развертка построчная и в одну секунду отображается 25 полных кадров. При обработке видеоряда с аналоговой видеокамеры компьютер преобразует каждые два поля в один кадр. Поэтому на компьютерном мониторе отображается кадр с двумя зафиксированными моментами наблюдаемого движения: первый момент соответствует нечетному полу, а второй — четному.

Если при по кадровом рассмотрении учитывать только те кадры, на которых начало совпадает с возникающим токовым импульсом, то непрерывно следующие друг за другом кадры видеоряда дают представление о характере перемещения катодных пятен по рабочей поверхности.

В результате обработки видеоматериала была получена покадровая развертка изображения, позволяющая наблюдать трансформацию катодных пятен во времени и оценивать скорость их перемещения по рабочей поверхности с точностью до 20 мс — времени отображения одного поля.

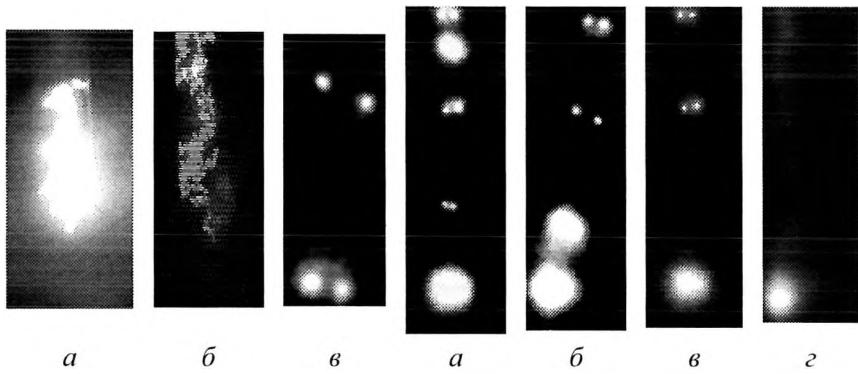


Рис. 3.8. Зафиксированные моменты перемещения катодных пятен, полученные при использовании различных светофильтров

Рис. 3.9. Изменение характера перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода, связанное с изменением его температуры

Съемка осуществлялась при фиксированных величинах тока разряда и внешнего магнитного поля, но с применением различных светофильтров. На рис. 3.8 представлены наблюдаемые зафиксированные кадры: с сильной засветкой (рис. 3.8, а) и с классической траекторией перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода (рис. 3.8, б). На рис. 3.8, в представлен кадр с зафиксированными моментами перемещения выделенных катодных пятен по рабочей поверхности для нечетного (вверху) и четного (внизу) полей. Временной интервал между пятнами равен 20 мс.

На рис. 3.9 представлено изменение характера движения катодных пятен по рабочей поверхности при увеличении температуры катода. Первый токовый импульс длительностью $\tau = 80$ мс, зафиксированный на холодном катоде, соответствует трем кадрам видеоряда (рис. 3.9, а).

Групповое катодное пятно, наблюдаемое внизу кадра, связано с его задержкой у дугогасящего экрана, что при используемой частоте видеосъемки, не позволяет, к сожалению, точно определить момент достижения пятном дугогасящего экрана. Задержка катодных пятен в области дугогасящего экрана иногда превышает оптимальное время пробега в 1,5-2,0 раза. Данные условия приводят к неравномерной эрозии материала катода.

Катодное пятно, перемещающееся по рабочей поверхности катода в сторону токового ввода, представляет собой точечный источник тепла, нагревающий катод вдоль пути своего перемещения. Тепло распространяется в основном в направлении, перпендикулярном оси симметрии катода. Непрерывное перемещение катодных пятен по ограниченной рабочей поверхности катода, независимо от начального распределения температуры, приводит к установлению на ней некоторой средней равновесной температуры, определяемой диаметром и длиной катода, а также условиями его охлаждения.

По мере повышения температуры катода количество фиксируемых моментов движения катодных пятен за один импульс

сокращается. Рис. 3.9, б сложен из двух кадров и имеет три момента перемещения ($\tau = 60$ мс). При этом четко видно, как в процессе движения изменяются геометрические размеры пятен. Два момента перемещения ($\tau = 40$ мс) отражены на рис. 3.9, в. Один момент перемещения ($\tau = 20$ мс, один кадр), при этом отчетливо виден след, оставляемый катодным пятном (рис. 3.9, г). Учитывая, что расстояние от поджигающего электрода до дугогасящего экрана 0,4 м, получаем возрастание скорости прохождения катодными пятнами рабочего участка катода с 5 до 20 м/с. При этом также возрастает скорость прохождения катодными пятнами начального (у поджигающего электрода) менее прогреваемого участка.

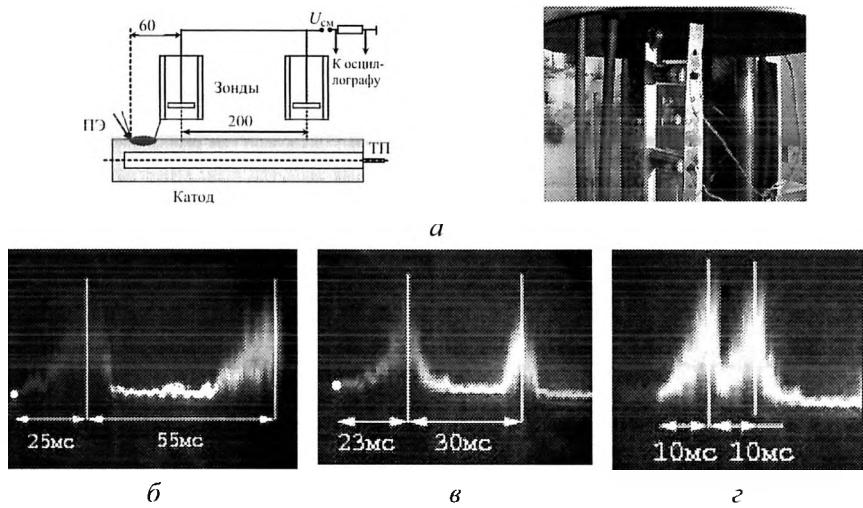


Рис. 3.10. Зондовая схема измерения скорости перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода во времени (а) и осциллограммы изменения тока во времени (б–г)

Перемещение катодных пятен исследовалось с помощью зондовой схемы (рис. 3.10). С этой целью по высоте катода, на определенных расстояниях от поджигающего электрода до дугогасящего экрана были размещены зонды 5 с фиксированной приемной поверхностью. Конструкция зондов и их расположение обеспечивали регистрацию

максимума ионной составляющей плазменного потока на экране осциллографа при условии совпадения перемещающихся катодных пятен с приемной поверхностью электрических зондов.

На рис. 3.11 представлены осциллограммы токовых импульсов в зависимости от температуры циркониевого катода.

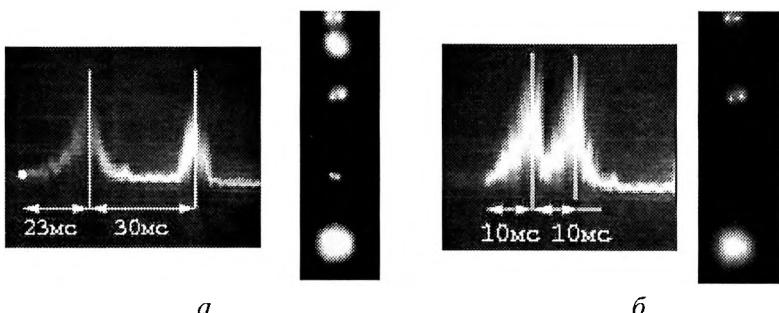


Рис. 3.11. Изменение скорости перемещения катодных пятен по рабочей поверхности, связанное с изменением температуры катода

Наблюдаемое на всех фотографиях плавное нарастание тока на отрезке от поджигающего электрода до первого зонда характеризуется хаотическим перемещением катодных пятен на начальном участке и связано с прогревом катода. С ростом температуры катода шумовые составляющие сигнала на осциллограммах уменьшаются, а направленная скорость перемещения катодных пятен по рабочей поверхности увеличивается.

При перемещении катодного пятна наблюдается трансформация его размеров. Катод в области катодных пятен подвержен интенсивному разрушению. Поддержание разряда невозможно ниже рабочей температуры в катодном пятне, определяемой теплофизическими свойствами материала катода. Этим же объясняется порог потока энергии в катодное пятно. В этом случае количество ионов, образующихся в зоне ионизации и являющихся основным источником энергии в пятне, не может быть больше количества испаренных атомов, а

изменение размеров катодного пятна приводит к изменению степени ионизации плазменного потока. В свою очередь, при малых размерах катодного пятна задаваемый уровень температуры достигается за более короткий промежуток времени, чем в пятнах более крупного размера. Кроме этого, уменьшение размеров катодного пятна и изменение плотности ионного тока оказывают влияние на напряженность электрического поля.

Изменение размеров пятна приводит к изменению напряженности, плотности эмиссионного и ионного токов, баланса энергии в зоне генерации, баланса тепла на поверхности катода и уравнений для определения температуры катода, что влечет за собой изменение параметров генерируемого плазменного потока.

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 при испарении эмиссионного катода в процессе его разогрева. Последующая ионизация испарившихся атомов приводит к созданию у поверхности катода слоя плотной неравновесной плазмы. Сильное электрическое поле в пограничной области вызывает как дополнительное усиление электронной эмиссии, так и изменение суммарного теплового потока в катод и температуры катодных пятен.

Таким образом, плотность эмиссионного тока и тип существующей эмиссии определяются температурой в катодном пятне $T_{\text{к.п}}$ и напряженностью электрического поля E , создаваемой у поверхности катода: $j_e = f(T_{\text{к.п}}, E)$. В свою очередь, напряженность электрического поля зависит от следующих величин $E = f(U_k, r_{\text{k.п}}, j_i / j_e)$, где U_k – падение потенциала в области пространственного заряда; $r_{\text{k.п}}$ – радиус катодного пятна; j_i / j_e – соотношение плотностей ионного и электронного токов, определяемое из уравнения Маккоуна.

3.1.3. Генерация капельных образований

Особенностью генерации из катодного пятна является наличие в плазменном потоке капельных образований. Эмиссия капельной фазы является следствием выброса (*splashing*) расплавленного материала из эрозионных кратеров под действием давления плазмы (рис. 3.12).

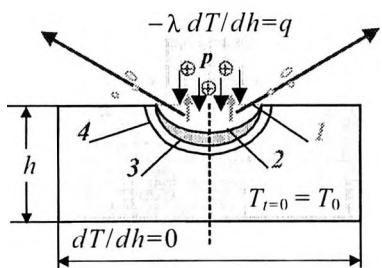


Рис. 3.12. Модель воздействия теплового потока на поверхность:

- 1 — начальное положение катодного пятна на поверхности;
- 2 — нижняя граница при кипении;
- 3 — нижняя граница жидкой фазы;
- 4 — граница прогрева катода до температуры эмиссии

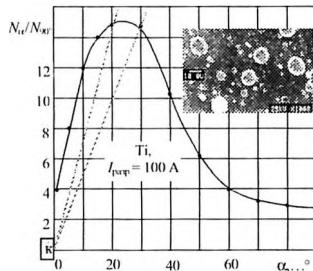


Рис. 3.13. Пространственное распределение капельной фракции в рабочем объеме испарителя с фотографией поверхности (10.0U = 10 мкм)

Наличие в продуктах эрозии капельной фракции объясняется образованием в катодном пятне расплавленной зоны и формированием на поверхности катода эрозионных кратеров. В этом случае над катодным пятном наблюдается высокая концентрация паров металла электрода, создающая сплошной спектр излучения, характерный для дуг высокого давления. Давление, оказываемое на поверхность лунки жидкого металла, в зоне действия катодного пятна можно оценить как

$$p = Fj = \frac{I_i}{I_{\text{раз}}} \frac{m_i v_i}{2\xi e} j ,$$

где F — действующая на катод сила реакции плазменной струи, приведенная к единице тока дуги; j — плотность тока; ξ — среднее зарядовое число.

Получаемые значения давления с хорошей степенью точности совпадают с результатами прямых измерений, что служит доказательством того, что сила, действующая на катод, обусловлена в основном ионной составляющей плазменного потока.

Под действием этого давления, происходит разбрзгивание металла, и образуются жидкокометаллические струи и капли, попадающие в рабочий объем. Распределение эмитируемых капельных образований по специфическим параметрам (размер, угол наклона траекторий, скорость) существенно зависит от конструкции и режимов работы вакуумно-дугового источника плазмы. Распределение по размерам аппроксимируется по экспоненциально спадающей (после максимума) функции $f(r) = Q \exp(-\alpha r)$, где Q — количество электричества через катод; α — константа свойств материала катода. Максимум углового распределения плотности потока частиц соответствует направлению примерно $10\text{--}30^\circ$ к рабочей поверхности катода (рис. 3.13).

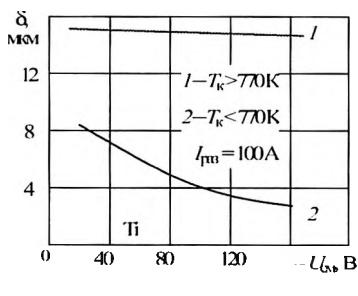
Минимальный размер капель в импульсных и стационарных вакуумных дугах оценивается как $5\text{--}20$ нм, в то время как для катодов из легкоплавких материалов в стационарных дугах размер капель может достигать значений в десятки микрон (рис. 3.13).

Для различных материалов катода капельная фракция эрозии тем больше, чем ниже температура плавления материала и чем выше рабочая температура катода.

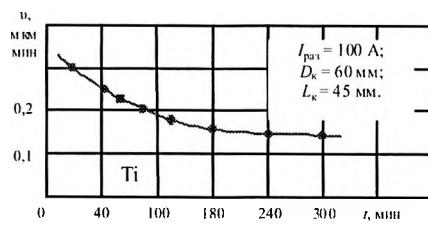
Скорость, сообщаемая жидкому металлу, а, следовательно, и каплям,двигающимся под малыми углами к поверхности, под действием давления p и при отсутствии потерь на трение, определяется следующим образом: $v_{к.п} = (2p/\rho)^{1/2}$ и лежит в пределах $10\text{--}10^2$ м/с. В межэлектродном пространстве нормальная составляющая скорости капельных образований может заметно увеличиться за счет момента, передаваемого им ионами, движущимися в плазменном потоке. Этим, в частности, можно объяснить то, что с уменьшением размеров

частиц угол наклона их вектора скорости к поверхности катода увеличивается.

С ростом рабочей температуры катода в потоке увеличивается процентное содержание нейтрального пара и капельных образований, что подтверждается зависимостями скорости роста наносимого покрытия от отрицательного напряжения смещения, задаваемого на подложку, полученными при различной длине катода: $4 \cdot 10^{-2}$ и $2 \cdot 10^{-2}$ м (рис. 3.14, а) и, соответственно, при различной его температуре. При толщине катода $4 \cdot 10^{-2}$ м задаваемое смещение не оказывает влияния на скорость роста формируемого покрытия, так как в потоке преобладают капельные образования. Таким образом, количественный состав капельных образований связан с изменением в процессе работы интегральной температуры катода (рис. 3.14, б).



а



б

Рис. 3.14. Зависимость скорости роста наносимого покрытия от длины катода:
1 — $4 \cdot 10^{-2}$ м; 2 — $2 \cdot 10^{-2}$ м (а) и
по мере выработки катода (б)

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_{\min} для данного материала ($I_{\text{раз}} \geq I_{\min}$), зависящее от теплофизических свойств материала катода.

Существует минимальный пороговый ток на одно пятно, а, следовательно, и дуги в целом. Благодаря положительной вольтамперной характеристике (ВАХ) вакуумная дуга может нормально функционировать и при столь малых токах, при которых ее поддержание обеспечивается единственным катодным пятном. При дальнейшем уменьшении тока дуговой разряд погасает. 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 $T_{\text{пл}}\lambda^{1/2}$.

Данное значение I_{\min} , 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 вольтамперных характеристик вакуумно-дугового разряда является возрастание падения напряжения с увеличением тока, что связывают с увеличением падения напряжения на прианодном слое.

3.2. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ РАБОТЫ КАТОДА

Результатом локализации энергии с высокой плотностью в малых объемах и выделения ее за времена от наносекунд до единиц микросекунд являются сложные физико-химические процессы, протекающие на поверхности твердого тела и приводящие к изменению структурного и фазового составов поверхностного слоя. Данные изменения влияют как на динамику развития катодных пятен, так и на процессы в разрядном промежутке вакуумно-дугового разряда.

3.2.1. Математическое моделирование катодного пятна

Катод нагревается в области катодных пятен за счет выделения энергии ионов, складывающейся из их кинетической энергии, приобретенной в области катодного падения и равной произведению катодного падения U_k на заряд иона, и потенциальной энергии, выделившейся при нейтрализации. Полнота передачи кинетической энергии зависит от коэффициента аккомодации иона и от разности температур падающей частицы и атомов поверхности, которая по возможности должна быть минимальна. В области катодных пятен пары металла контактируют с разогретой поверхностью катода, поэтому можно считать, что соответственные коэффициенты равны единице:

$$W_k = eU_k\alpha_1,$$

где α_1 — коэффициент аккомодации иона.

Для передачи потенциальной энергии ион должен нейтрализоваться. Электрон, необходимый для нейтрализации, должен быть извлечен из катода. Поэтому в случае однозарядного иона потенциальная энергия, переданная катоду, будет определяться выражением

$$W_n = e(U_i - \Phi_{\phi})\alpha_2,$$

где U_i — потенциал ионизации; Φ_{ϕ} — эффективная работа выхода электрона с учетом эффекта Шотки; α_2 — коэффициент аккомодации иона, превратившегося в нейтральный атом.

Процесс нейтрализации иона можно рассматривать, как процесс прямой, или двухступенчатой Оже-нейтрализации. В первом случае электрон из зоны проводимости металла переходит непосредственно в основное состояние иона, нейтрализуя его. При этом избыточная энергия отдается другому электрону, находящемуся в зоне проводимости, который в благоприятном случае может выйти из металла. Подробное рассмотрение показывает, что во всех случаях, когда потенциал ионизации атома (U_i) больше работы выхода (ϕ), то вероятность нейтрализации близка к единице.

При условии совпадения энергетического метастабильного уровня иона с энергией какого-то уровня в зоне проводимости может идти процесс двухступенчатой Оже-нейтрализации. В этом случае электрон из зоны проводимости совершает переход на метастабильный уровень, в результате чего возникает метастабильный атом. Затем другой электрон из зоны проводимости переходит в основное состояние атома, сообщая метастабильному электрону свою избыточную энергию. Двухступенчатая нейтрализация возможна только в случае $U_i > \phi + W_{\text{мет}}$, где $W_{\text{мет}}$ — энергия метастабильного уровня относительно нулевого уровня, за который принимается энергия электрона в континууме металла.

При расчете теплового баланса следует учитывать возможность попадания высокоэнергетических электронов на поверхность катода. Если средняя энергия электронов плазмы порядка величины kT_e , то можно считать, что они полностью отражаются от внешней части потенциального барьера слоя объемного заряда, и, следовательно, электронами плазмы в слое объемного заряда ($j_{e\text{об}}$) и их потоком на поверхность можно пренебречь.

Мощность, выделяющуюся на катоде P_k , выражают через полную мощность, вкладываемую в разряд, и коэффициент катодной мощности h_k :

$$P_k = h_k I_{\text{раз}} U_k = h_k I_{\text{раз}} (\xi U_{i\text{cp}}), \quad (3.1)$$

где ξ — среднее зарядовое число; U_{icp} — средний потенциал ионизации.

Значение коэффициента катодной мощности h_k (табл. 3.1) зависит от многих факторов, включая и такие, как работа выхода материала катода (ϕ), температура электронов (T_e), прикатодное падение напряжения (U_k).

Таблица 3.1

Значения коэффициента катодной мощности для металлов

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

Мощность, подводимая к катоду (3.1), 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 $e\phi_{\text{эфф}}$, учитывающей снижение потенциального барьера за счет эффекта Шотки $\Delta\phi = \sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)}$:

$$j_{\text{ТАЭ}} = A_0 T_k^2 \exp\left(-\frac{e\phi - \Delta\phi}{kT_k}\right),$$

где A_0 — постоянная Ричардсона; T_k — температура катода; φ — работа выхода.

Мощность, затрачиваемая на испарение материала катода, может быть выражена через скорость эрозии:

$$P_{\text{исп}} = W_{\text{исп}} \left(\frac{dn_{\text{исп}}}{dt} \right) = W_{\text{исп}} \left(\frac{\mu I_{\text{раз}}}{m_a} \right),$$

где $W_{\text{исп}}$ — удельная энергия, затрачиваемая на испарение материала катода, пересчитанная на один атом; $dn_{\text{исп}}/dt$ — скорость испарения; $\mu I_{\text{раз}}$ — масса материала, уносимая с поверхности катода в единицу времени; μ — коэффициент электропереноса, кг/Кл: 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 — $0,62 \cdot 10^{-7}$; m_a — масса атома.

Коэффициент электропереноса μ определяется уменьшением массы катода на значение Δm за промежуток времени t при установленном значении $I_{\text{раз}}$. С ростом переносимого заряда и уменьшением диаметра катода μ увеличивается, 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.

Мощность, расходуемая на излучение, определяется по закону Стефана–Больцмана:

$$P_{\text{изл}} = S_k \sigma \epsilon (T_k^4 - T_0^4),$$

где S_k — излучающая поверхность катода; σ — постоянная Стефана–Больцмана; ϵ — интегральный коэффициент излучения; T_k и T_0 — температуры катода и окружающей среды соответственно.

Имея значения указанных мощностей, можно оценить мощность, которую необходимо отвести от катода системой охлаждения

$P = P_{\text{к}} - P_{\text{исп}} - P_{\text{изл}}$. Для расчета температуры в тепловом источнике воздействия, моделирующем катодное пятно, можно использовать следующее значение мощности

$$\frac{S_{\text{к}}}{L_{\text{к}}} \lambda (T_{\text{к}} - T_0) = P_{\text{к}} - P_{\text{исп}} - P_{\text{изл}},$$

где $L_{\text{к}}$ — длина катода; λ — коэффициент теплопроводности материала катода.

Катодное пятно как тепловой источник воздействия на поверхность катода моделируется в форме круга радиусом R (рис. 3.15).

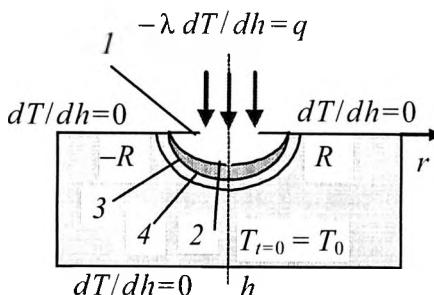


Рис. 3.15. Модель воздействия теплового потока на поверхность:

- 1 — начальное положение катодного пятна на поверхности;
- 2 — нижняя граница при кипении;
- 3 — нижняя граница жидкой фазы;
- 4 — граница прогрева катода до температуры эмиссии

Полагая, что плотность электрического тока, протекающего через поверхность катодного пятна, одинакова во всех точках области, и пренебрегая краевыми эффектами в первом приближении, интенсивность распределения мощности теплового источника можно считать равномерной по пятну. Таким образом, в пределах катодного пятна тепловой поток, подводимый из разряда и взаимодействующий с поверхностью, постоянен для любого момента времени $-\lambda(dT/dh)_{h=0} = q$ ($-R \leq r \leq R$), а вне его — равен нулю. Катод по

отношению к эффективному размеру источника тепла является полу- бесконечным телом, поэтому на удалении от поверхности тепловой поток равен нулю, а температура постоянна $(dT/dh)_{h=0} = 0$ ($-\infty \leq r \leq -R$ и $R \leq r \leq \infty$); $(-R \leq r \leq R)$; $(dT/dh)_{h=\infty} = 0$; $T_{h=\infty} = T_0$. В исходном состоянии температура поверхности катода одинакова во всех точках: $T_{t=0} = T_0$.

Решение задач теплопроводности встречает большие математические трудности. Методы теории подобия дают возможность на основе анализа краевых задач перейти от обычных физических величин к безразмерным величинам комплексного типа. Для определения безразмерных величин нет необходимости в завершенном аналитическом решении, а достаточно располагать дифференциальными уравнениями и формулировкой конкретных краевых задач. С этой целью температура тела в произвольной точке с координатами (x, y, z) в момент времени t представляется в виде функции $T = T(x, y, z)$ и для решения используется основное дифференциальное уравнение теплопроводности, связывающее временные и пространственные изменения температуры тела, записанное в прямоугольной системе координат:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c\rho} = a\nabla^2 T + \frac{q_v}{c\rho}, \quad (3.2)$$

где $a = \lambda/c\rho$ — коэффициент температуропроводности; λ , c , ρ — теплофизические параметры материала: теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность материала соответственно; q — объемная плотность теплового потока.

Уравнение (3.2) — дифференциальное уравнение теплопроводности или уравнение Фурье. Коэффициент температуропроводности a является физическим параметром вещества, и из (3.2) следует, что изменение температуры во времени для любой точки тела пропорционально его величине.

При решении следует различать три вида величин: независимые переменные — время (t) и пространственные координаты x, y, z ; зависимую переменную — температура (T); постоянные, задаваемые при постановке задачи, — λ, c, ρ .

Так как в основное дифференциальное уравнение температура входит под знаком производной, то отсчет температуры можно проводить от любой фиксированной для данного процесса температуры T^* . В случае — если начальное распределение температуры характеризуется постоянной величиной $T_0 = \text{const}$, то именно эта температура выбирается в качестве исходной T^* . В этом случае безразмерная избыточная температура θ определяется выражением $\theta = T/T^*$, или $\theta = (T - T^*)/T^*$.

Для рассматриваемой задачи теплового воздействия и выбранных начальных граничных условий распределение температуры от поверхности в глубину тела можно представить в следующем виде:

$$T_{\max} = T_0 + \theta \frac{qR}{\lambda},$$

где θ — функция, характеризующая степень отклонения температуры от ее максимального значения.

Критерий относительной избыточной температуры имеет вид

$$\theta = 2\sqrt{\text{Fo}} \left[\text{ierfc}\left(\frac{0,5\eta}{\sqrt{\text{Fo}}}\right) - \text{ierfc}\left(0,5\sqrt{\frac{\eta^2 + 1}{\text{Fo}}}\right) \right],$$

где $\text{Fo} = \alpha t / R^2$ — критерий тепловой гомохромности Фурье, сопоставляющий скорость изменения внешней обстановки и скорость развития процесса внутри тела, обусловленный его толщиной и коэффициентом температуропроводности α ; t — время воздействия теплового источника; $\eta = h/R$ — безразмерная координата, изменяющаяся от 0 до 1; ierfc — интегральная форма функции ошибок Гаусса.

На поверхности тела в центре пятна, где $\eta = 0$, функция принимает следующий вид:

$$\theta = 2\sqrt{Fo} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\operatorname{erfc}\left(\frac{1}{2\sqrt{Fo}}\right) \right].$$

Используя расчетные выражения для табулированной функции ошибок Гаусса

$$i\operatorname{erfc}(u) = [(\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-u^2)] - u \operatorname{erfc}(u),$$

где erfc — дополнительная функция ошибок, определяемая через неэлементарную функцию ошибок $\operatorname{erf}(u) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^u \exp(-t^2) dt$, возни- кающую в теории дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\operatorname{erfc}(u) = 1 - \operatorname{erf}(u) = (2/\sqrt{\pi}) \int_u^\infty \exp(-t^2) dt,$$

$$i\operatorname{erfc}(u) = [(\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-u^2)] - u[1 - \operatorname{erf}(u)] = [(\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-u^2)] - u + u \operatorname{erf}(u),$$

получим

$$\theta = 2 \frac{\sqrt{Fo}}{\sqrt{\pi}} \left[1 - \exp(-1/4\sqrt{Fo}) \right] + \left[1 - \exp(1/2\sqrt{Fo}) \right].$$

Для расчета теплового режима на глубине, равной радиусу теплового источника воздействия ($h = R$) — $\eta = 1$, для безразмерной температуры было получено следующее выражение:

$$\begin{aligned} \theta &= 2\sqrt{Fo} \left| i\operatorname{erfc}(0,5/\sqrt{Fo}) - i\operatorname{erfc}(0,707/\sqrt{Fo}) \right|, \\ \theta &= 1,129\sqrt{Fo} \exp(-0,25/\sqrt{Fo}) [1 - \exp(-0,25/\sqrt{Fo})] + \\ &\quad + 0,414 + [\operatorname{erf}(0,5/\sqrt{Fo}) - \sqrt{2}\operatorname{erf}(0,707/\sqrt{Fo})]. \end{aligned}$$

Расчет теплового режима на глубине h , равной диаметру $2R$ теплового источника воздействия $h=2R$ ($\eta=2$),

$$\begin{aligned}\theta &= 2\sqrt{\text{Fo}} [\text{ierfc}(1/\sqrt{\text{Fo}}) - \text{ierfc}(\sqrt{5}/2\sqrt{\text{Fo}})], \\ \theta &= 1,129\sqrt{\text{Fo}} \exp(-1/\sqrt{\text{Fo}})[1 - \exp(-0,25/\sqrt{\text{Fo}})] + \\ &\quad + 0,414 + [2\text{erf}(1/\sqrt{\text{Fo}}) - \sqrt{5}\text{erf}(0,707/\sqrt{\text{Fo}})].\end{aligned}$$

При $t \rightarrow \infty$ поле предельного состояния процесса распространения тепла при неподвижном поверхностном источнике температура на поверхности достигает своего максимального значения:

$$T_{\max} = T_0 + \frac{qR}{\lambda}.$$

На глубине, равной радиусу источника $h=R$, когда $t \rightarrow \infty$, температура не превышает значения 0,41 от максимальной температуры на поверхности в центре источника, т. е.

$$(T - T_0)_{h=R} < 0,4 \frac{qR}{\lambda}.$$

На глубине, равной диаметру $h=2R$, температура не превышает 0,24 от своего максимального значения:

$$(T - T_0)_{h=2R} < 0,24 \frac{qR}{\lambda}.$$

Изотермические поверхности в этом случае — сферы с центром в точечном источнике. Температура изменяется обратно пропорционально расстоянию от источника тепла и определяется мощностью источника и коэффициентом теплопроводности материала катода.

Таким образом, в каждый момент времени при любых условиях существования дугового разряда необходим определенный промежуток времени для достижения в катодном пятне рабочей температуры. При этом при условии ненулевой начальной температуры катода время достижения заданной температуры сокращается.

Таким образом, показано, что для обеспечения необходимого тока эмиссии из катодного пятна, при условии его перемещения на менее прогретый участок, требуется определенное время для достижения заданной температуры. При этом с увеличением температуры катода это время сокращается, что способствует увеличению скорости прохождения катодными пятнами рабочего участка катода.

3.2.2. Термовой режим протяженного катода

В вакуумно-дуговых источниках плазмы протяженной конструкции (рис. 3.16, *a*) используются массивные охлаждаемые металлические катоды *1*, поэтому процессы установления стационарного распределения температуры в объеме металлического тела весьма длительны и составляют десятки секунд, что эквивалентно сотни токовым импульсам.

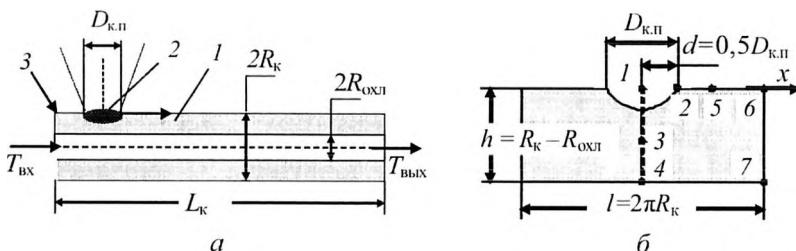


Рис. 3.16. Модель теплового расчета протяженного катода

Частота следования импульсов в каждом конкретном случае определяется временем прохождения катодным пятном *2* рабочего участка катода от поджигающего электрода *3*, до дугогасящего экрана *4*, $\tau = L_{\text{кат}} / v_{\text{кп}}$.

При перемещении по рабочей поверхности катода источника тепла с большой скоростью основная нагреваемая область располагается узкой полосой вдоль пути его перемещения, и чем выше его скорость, и частота следования импульсов, тем более вытянуты получающиеся изотермы и тем более они сдвинуты в уже пройденную область.

Основное же тепло при этом распространяется в направлении, перпендикулярном оси перемещения источника.

С увеличением температуры катода возрастает скорость прохождения катодными пятнами рабочего участка ($v_{к.п}$) и наблюдается их трансформация с увеличением геометрических размеров.

Простые численные оценки показывают, что за один импульс выделяемой энергии недостаточно для существенного повышения температуры катода. Длительная работа испарителя и непрерывное перемещение катодных пятен по фиксированной поверхности катода, независимо от начального распределения, приводят к установлению на ней некоторой температуры предельного состояния, определяемой геометрическими размерами катода и условиями его охлаждения.

Для расчета средней температуры в зоне нагрева катод представили в виде плоской пластины шириной $l = 2\pi R_k$, соответствующей внешней длине окружности катода, и толщиной $h = R_k - R_{охл}$ (рис. 3.16, б). На одну из поверхностей пластины на участке, ограниченном размерами катодного пятна $D_{к.п} = 2d$, воздействует тепловой поток $q = -\lambda(\partial T / \partial h)$. Вектор \bar{q} направлен в сторону уменьшения температуры, тогда как градиент температуры направлен в сторону ее увеличения. Знак «минус» отражает противоположность направлений векторов плотности теплового потока и температурного градиента.

Противоположная поверхность охлаждается теплоносителем по закону Ньютона. Потери тепла через остальные поверхности считаем пренебрежимо малыми:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0;$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = q \text{ при } 0 \leq x \leq \Delta; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = q \text{ при } \Delta \leq x \leq l;$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0; \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=l} = 0; \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=h} + \alpha T \Big|_{y=h} = 0,$$

где T — текущая температура в любой точке пластины, взятая относительно температуры теплоносителя; α — коэффициент теплоотдачи, представляющий собой плотность теплового потока между теплоносителем и стенкой при разности температур 1 К.

Получаемое методом разделения переменных аналитическое решение последнего уравнения удобно для анализа относительно толстых пластин, у которых возмущение температурного поля слабо зависит как от критерия Био, так и толщины пластины:

$$\theta = \frac{1}{Bi} + (\beta - \eta) + \frac{2}{\pi^2 \epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\epsilon)}{n^2} \frac{\operatorname{ch}[n\pi(\beta - l)]}{\operatorname{ch}(n\pi\beta)} \frac{n\pi + Bi \cdot \operatorname{th}[n\pi(\beta - \eta)]}{n\pi \cdot \operatorname{th}(n\pi\beta) + Bi} \cos(n\pi\zeta), \quad (3.3)$$

где θ — безразмерная температура; $Bi = \alpha l / \lambda$ — критерий подобия процессов нестационарной теплопроводности Био, характеризующий связь между полем температуры в твердом теле и условиями теплоотдачи его поверхности; $\eta = y/l$, $\zeta = x/l$ — текущие относительные координаты точек в пластине; $\beta = h/l$ — относительная толщина; $\epsilon = d/l$ — относительная ширина зоны нагрева.

Критерии Fo и Bi называются определяющими критериями, состоящими из независимых переменных и условий однозначности, а функция θ — определяемой.

Первые два слагаемых описывают развитое тепловое состояние пластины, которое возникло бы при равномерном растекании теплового потока по всей поверхности.

Третий член, содержащий сумму ряда, определяет возмущение температурного поля относительно предельного состояния.

Решая исходное уравнение методом конечного косинусо-интегрального преобразования Фурье

$$T_{FC} = \int_0^h T(x, y) \cos \frac{\mu_n}{h} y dy,$$

получаем более сложную форму, соответствующую двум различным функциям, справедливым только для определенных условий:

— горячего участка $0 < \zeta \leq \epsilon$, $0 < \eta \leq \beta$:

$$\theta^* = 1 + Bi^*(1 - \eta/2) - 2Bi^* \sum_1^{\infty} D_n \frac{sh(\mu_n/\beta)(1-\zeta)}{sh(\mu/\beta)} ch(\mu_n/\beta)\zeta \cdot \cos(\mu/\beta)\eta;$$

— холодного участка $\varepsilon \geq \zeta \leq 1$, $0 < \eta \leq \beta$:

$$\Theta^* = 2Bi^* \sum_1^{\infty} D_n \frac{sh(\mu_n/\gamma)}{sh(\mu/\beta)} ch(\mu_n/\beta)(1-\zeta) \cdot \cos(\mu/\beta)\eta,$$

$$D_n = \frac{\mu_n^2 + Bi^{*2}}{\mu_n^2(\mu_n^2 + Bi^{*2} + Bi^*)},$$

где μ_n — корни трансцендентного уравнения $\mu \operatorname{tg} \mu = Bi^*$, $Bi^* = \alpha h / \lambda$;
 $\theta^* = T\alpha/q = \theta Bi\varepsilon$; $Bi^* = Bi\beta$; $Bi\varepsilon = Bi^*\gamma$.

Для расчета максимальной температуры поверхности нагреваемой пластины, при условии охлаждения противоположной стороны T_{\min} , используем $\zeta = 0$, $\eta = 0$ и $\zeta = 0$, $\eta = \beta$:

$$T_{\max} = \theta_1 \frac{qd}{\lambda};$$

$$\theta_1 = \frac{1}{Bi} + \beta + \frac{2}{\pi^2 \varepsilon} \sum_1^{\infty} \frac{\sin(n\pi\varepsilon)}{n^2} \frac{n\pi + Bi \cdot \operatorname{th}(n\pi\beta)}{n\pi \cdot \operatorname{th}(n\pi\beta) + Bi};$$

$$T_{\min} = \theta_2 \frac{qd}{\lambda};$$

$$\theta_2 = \frac{1}{Bi} + \frac{2}{\pi\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\varepsilon)}{n} \frac{1}{ch(n\pi\beta)} \frac{1}{n\pi \cdot \operatorname{th}(n\pi\beta) + Bi}.$$

Для оценки температуры катода было осуществлено калориметрирование водяного потока. При объемном расходе воды $v_{H2O} = 2 \text{ л / мин}$. разность между температурой холодной воды на выходе системы и на входе в установившемся режиме составила $\Delta T = 276,2 \text{ К}$, откуда мощность, рассеиваемая на катоде $P = \Delta T v_{H2O} / 14,3$, составила $38,63 \text{ Вт}$, удельная тепловая нагрузка на поверхность охлаждения равнялась $4,4 \text{ Вт}/\text{см}^2$, $\alpha = 0,2 \text{ Вт} / (\text{см}^2 \cdot {}^\circ\text{C})$.

Расчет производился для ленточного потока задаваемой ширины. Полагая, что пятно имеет форму круга, а плотность электрического тока, протекающего через поверхность катодного пятна, одинакова во всех точках области, при расчете использовались следующие соотношения:

– для толстой пластины:

$$\theta_1 = \frac{1}{Bi} + \beta + \frac{2}{\pi} \left[1 - \ln \pi \epsilon + (\ln \pi - 1) \epsilon^{2.1} \right];$$

– при малых ϵ (большая концентрация):

$$\theta_1 = \frac{1}{Bi} + \beta + \frac{2}{\pi} (1 - \ln \pi \epsilon),$$

где β — относительная толщина; ϵ — относительная протяженность зоны нагрева.

Температура в рабочей зоне катода в точке $T_1 = \theta_1 (qd / \lambda)$ при выбранных условиях не превышает 570 К.

Для нахождения температуры в других точках моделируемой пластины используем выражения, полученные на основе точного обобщенного решения (3.3).

Легко показать, что температура на краю источника θ_2 (точка 2, рис. 3.16, б) может быть рассчитана при малых ϵ ($\epsilon < 0.5$) по аналогичным выражениям, как и для θ_1 , только в этом случае при расчете используется величина 2ϵ . При расчете температуры в точке на краю источника шириной ϵ толстая пластина $\beta = (h/l) > 0.4$ при малых ϵ использовалось следующее выражение:

$$T_2 = \frac{qd}{\lambda} \left[\frac{1}{Bi} + \beta + \frac{2}{\pi} (1 - \ln 2\pi\epsilon) \right].$$

Температура в центре нагреваемой пластины, где $\eta = 0.5h/l = 0.5\beta$; $\zeta = 0$, рассчитывалась по формуле

$$T_3 = \frac{qd}{\lambda} \left[\frac{1}{Bi} + \frac{\beta}{2} + \frac{2}{\pi^2 \epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\epsilon)}{n^2} \frac{\operatorname{ch}(n\pi\eta)}{\operatorname{ch}(n\pi\beta)} \frac{n\pi + Bi \cdot \operatorname{th}(n\pi\eta)}{n\pi \cdot \operatorname{th}(n\pi\beta) + Bi} \right].$$

Температура охлаждаемой поверхности в точке 4 определяется как

$$T_4 = \frac{qd}{\lambda} \left[\frac{1}{Bi} + \frac{2 \sin(n\pi\varepsilon)}{\pi\varepsilon} \left(\frac{1}{\pi \sin \beta + Bi \operatorname{ch}(\pi\beta)} \frac{e^{-2\pi\beta} \cos(\pi\varepsilon)}{\pi + 0,5Bi} \right) \right].$$

Температура в точке 5, расположена посередине пластины с нагреваемой стороны, $\eta=0$; $\xi=0,5$ для толстых пластин $\beta>0,4$ рассчитывалась по формуле

$$T_5 = \frac{qd}{\lambda} \left(\frac{1}{Bi} + \beta + \frac{2}{\pi^2\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\varepsilon)}{n^2} \cos \frac{n\pi}{2} \right).$$

При расчете температуры на краю пластины, в точках 6 и 7 использовались выражения:

$$T_6 = \frac{qd}{\lambda} \left(\frac{1}{Bi} + \beta - \frac{2}{\pi} [\ln 2 + (1-\varepsilon^2)^{1/2} + (\ln \pi - 1)\varepsilon^{3/2} - 1] \right),$$

$$T_7 = \frac{qd}{\lambda} \left[\frac{1}{Bi} - \frac{2 \sin(n\pi\varepsilon)}{\pi\varepsilon} \left(\frac{1}{\pi \sin \beta + Bi \operatorname{ch}(\pi\beta)} \frac{e^{-2\pi\beta} \cos(\pi\varepsilon)}{\pi + 0,5Bi} \right) \right].$$

Предложенный метод расчета позволил получить распределение температуры на поверхности катода, при этом максимальная температура в рабочей зоне (точка 1) не превысила 700 К.

В процессе работы испарителя с ростом температуры катода скорость направленного перемещения катодных пятен по рабочей поверхности увеличивается. Объяснить данный эффект можно следующим образом: основным типом эмиссии из катодного пятна считается термоавтоэлектронная, которая зависит от температуры катода и напряженности электрического поля, возникающего в прикатодном слое. При условии, что катодное пятно во все моменты движения, после возбуждения, находится в движении и всегда перемещается на менее прогретый участок катода. В этом случае для поддержания горения разряда мощность, подводимая непосредственно к испаряющейся поверхности, должна быть затрачена на нагрев катода в катодном пятне до температуры, необходимой для поддержания тока за счет того или иного типа эмиссии. Время, затрачиваемое на разогрев катода, будет определяться исходной температурой катода и подводимой мощностью.

3.3. ПРИАНОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

После формирования катодное пятно перемещается на ту часть поверхности катода, где обеспечиваются наиболее благоприятные условия замыкания разряда на поверхность анода (рис. 3.17). Характер формирования плазменного потока из катодного пятна вакуумной дуги предопределяет его расширение в область анода в направлении, перпендикулярном, прежде всего, поверхности катода, на которой оно сформировано.

При конструировании анода учитывается тот факт, что плазменный поток из катодного пятна разлетается, имея определенные угловые характеристики, и то, что ионы обладают значительной направленной скоростью, а энергия направленного движения для многозарядных ионов при этом может достигать 100 эВ. Поэтому для нормального поддержания дугового разряда в вакууме необходимо обеспечить эффективные условия замыкания электронного тока на анод.

Минимальное расстояние между электродами определяется областью локализации дугового разряда и условиями эффективного замыкания электронного тока с катода на анод. Распределение напряженности электрического поля в подобной системе определяется напряжением на электродах, удельной проводимостью плазмы и пространственным распределением объемного заряда в приэлектродных областях.

Общее падение напряжения на дуге ($U_{\text{дуг}}$) складывается из катодного падения напряжения (U_{k}), падения напряжения в дуговом столбе ($U_{\text{ст}}$) и анодного падения напряжения (U_{a} — разности потенциалов между краем области, невозмущенной анодными явлениями положительного столба и анодом): $U_{\text{дуг}} = U_{\text{k}} + U_{\text{a}} + U_{\text{ст}}$.

При условии однородности дугового столба $U_{\text{ст}}$ определяется как произведение напряженности электрического поля E на длину канала дуги l : $U_{\text{ст}} = EI$. В вакуумно-дуговых источниках плазмы,

применяемых для формирования покрытий, расстояние между катодом и анодом ($L_{k,a}$) достигает 0,5 м. Для эффективной же очистки поверхности катодными пятнами и стабильного горения разряда, расстояние между электродами не превышает нескольких сантиметров.

В случае недостаточной приемной поверхности анода, непосредственно контактирующей с плазмой, электронный ток насыщения будет не в состоянии обеспечить замыкание тока дуги на анод, что приводит к нестабильной работе испарителя.

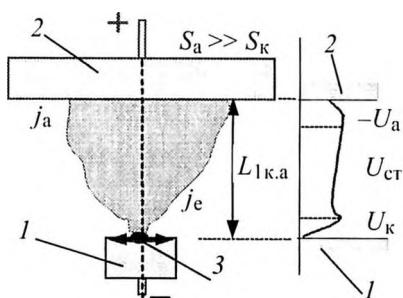


Рис. 3.17. Вакуумно-дуговой источник плазмы для напыления покрытий ($S_a >> S_k$):

1 – катод; 2 – анод;

3 – катодные пятна на рабочей поверхности катода; и распределение напряжения в разрядном промежутке

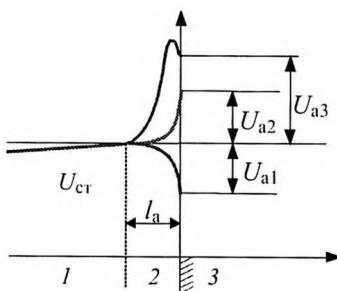


Рис. 3.18. Распределения потенциала в анодной области:

U_{a1} — отрицательное анодное падение; U_{a2} — положительное анодное падение (у анода слой отрицательного объемного заряда); U_{a3} — положительное анодное падение между электродами

Приэлектродный слой объемного заряда — прианодное падение напряжения (U_a) регулирует поступление заряженных частиц и имеет как положительный, так и отрицательный знаки (рис. 3.18), а его значение в зависимости от режима работы и геометрии анода изменяется в широких пределах:

$$U_a = -\frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_e}{j_a}, \quad (3.4)$$

где $j_e = 0.25en\sqrt{8kT_e/\pi m_e}$ — плотность хаотического тока электронов из плазмы на анод; $j_a = I_{\text{раз}}/S_a$ — плотность разрядного тока на анод (S_a — приемная поверхность анода).

Как видно, знак прианодного падения напряжения (U_a) зависит от температуры электронов (T_e), соотношения токов j_e/j_a и может принимать как положительное, так и отрицательное значение.

Отрицательное падение реализуется при условии $j_e S_a > I_{\text{раз}}$ ($j_e > j_a$) и обеспечивается при $I_{\text{раз}}$ (для всех рассматриваемых далее случаев считаем, что $I_{\text{раз}} = \text{const}$) и развитой поверхности анода ($S_a \gg S_k$, рис. 3.17), к которой прилегает плотная, сильно ионизованная плазма. Данные условия применяются в вакуумно-дуговых источниках плазмы применяемых для нанесения покрытий и работающих с отрицательным анодным падением (-3)–(-1) В. В противном случае возрастает уровень мощности, выделяющейся на аноде. В этом случае хаотический электронный ток из плазмы тормозится потенциальным барьером, а ионный ток проходит на анод свободно, понижая перед ним концентрацию заряженных частиц. При этом полагается, что поверхностная ионизация (эмиссия ионов с анода) отсутствует.

При выборе приемной поверхности анода необходимо, чтобы выполнялось следующее условие:

$$S_a \geq \frac{4I_{\text{раз}}\omega_e\tau_e}{\pi e n_e \sqrt{8kT_e/\pi m_e}}. \quad (3.5)$$

Наличие поперечного магнитного поля оказывает существенное влияние на диффузный ток электронов из плазмы на анод:

$$j_{\text{диф}} \approx j_{e0} \frac{\pi}{\omega_e \tau_e} \exp\left(-\frac{eU_a}{kT_e}\right),$$

где $\omega_e \tau_e$ — параметр Холла для электронов; $\omega_e = eB/m_e$ — циклотронная частота для электронов (B — индукция магнитного поля); τ_e — среднестатистическое время между соседними столкновениями.

Время между столкновениями частиц τ_{ei} при электронно-ионном взаимодействии в плазме можно определить, зная их длину свободного пробега (λ_{ei}), которая для частиц со средней тепловой энергией $m_i \vartheta^2 / 2 = 3kT_e / 2$ и с учетом различной зарядности ионов составляет:

$$\lambda_{ei} = \frac{4\pi\epsilon_0^2}{\xi^2 e^4} \frac{9}{\ln \Lambda} \frac{(kT_e)^2}{n\xi},$$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм столкновений.

Кулоновский логарифм, будучи логарифмом большого числа, медленно меняется с изменением аргумента. 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 от 10 до 20.

Длина свободного пробега частиц пропорциональна квадрату температуры и обратно пропорциональна плотности плазмы. Появление кулоновского логарифма есть проявление дальнего действия электрического поля заряженных частиц. Время между столкновениями зависит от массы частиц:

$$\tau_{ei} = \frac{4\pi\epsilon_0^2}{e^4} \frac{(3kT_e)^{3/2}}{n \ln \Lambda} m_e^{1/2}.$$

При расчете длины свободного пробега учитывается рассеяние электронов ионами с различной степенью зарядности $n\xi$.

Знак и значение анодного падения напряжения (U_a) зависят от формы и величины приемной поверхности анода 2 (рис. 3.19), расстояния между электродами ($L_{k,a}$), степени разрежения в вакуумной камере, присутствия газовой среды и тока разряда ($I_{раз}$).

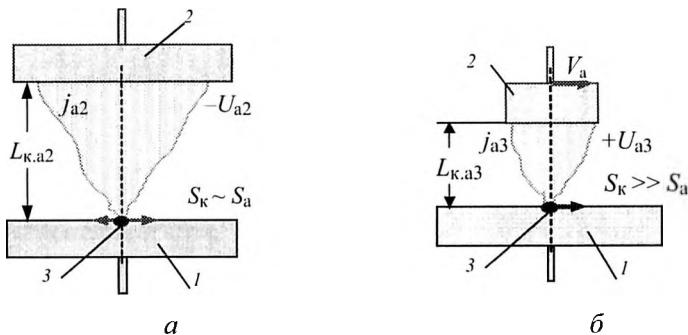


Рис. 3.19. Вакуумно-дуговое устройство для обработки поверхности изделий катодными пятнами (3) дугового разряда в вакууме:

1 — катод; 2 — анод;

$S_a \approx S_k$ (а); $S_a \ll S_k$ (б); $L_{k,a1} = L_{k,a2} \gg L_{k,a3}$

С уменьшением площади анода ($S_k \geq S_a$) при $I_{\text{раз}}$ и соответствующем изменении плотностей токов j_e и j_a эта оболочка вначале исчезает (при этом $I_a = j_e S_a$, а $U_a = 0$), а затем заменяется на электронную. Изменение знака анодного падения потенциала происходит в том случае, если приемная поверхность анода S_a уменьшается ($S_k \gg S_a$), а плотность тока j_a становится равной или больше j_e ($j_e S_a < I_{\text{раз}}$). При положительном анодном падении ионы не только не способны продвинуться к аноду, но их концентрация еще и увеличивается.

Данный режим работы применяется для обработки электропроводящих поверхностей материалов дуговым разрядом в вакууме с целью удаления поверхностных загрязнений и оксидных пленок, а также закалку поверхностного слоя. Основная задача при этом заключается в перемещении катодных пятен по рабочей поверхности. Возможность реализации данного способа представляется весьма привлекательным из-за его существенных преимуществ по отношению к химическим или механическим способам и в первую очередь из-за его абсолютной экологической безопасности.

В режиме очистки на загрязненных участках рабочей поверхности катода существует самостоятельный, хаотично и быстро перемещающийся разряд. Количество одновременно существующих катодных пятен определяется током разряда ($I_{раз}$), степенью и типом поверхностных загрязнений.

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.

К увеличению положительного анодного падения напряжения ведут процессы (рис. 3.20), которые снижают генерацию положительных ионов или ускоряют удаление их из объема анодного пространства:

- снижение электронной температуры в анодной области;
- снижение давления и плотности присутствующего газа;
- увеличение разрядного тока;
- усиление электрического поля в плазме у анода малых размеров.

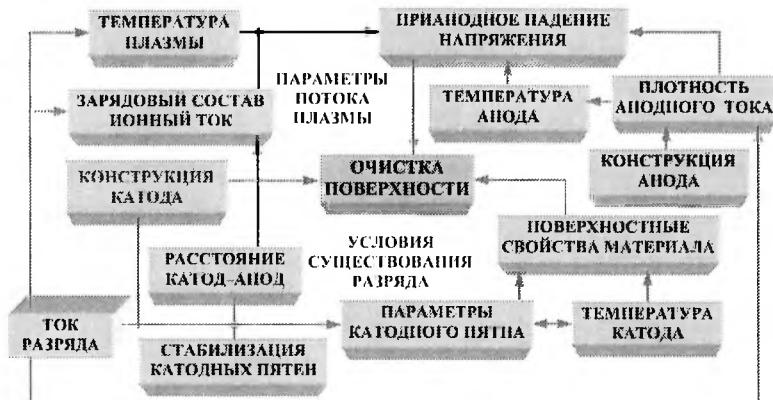


Рис. 3.20. Факторы, оказывающие влияние на прианодное падение напряжения

После возбуждения — катодное пятно 3, перемещаясь во внешнем электрическом (\vec{E}) и собственном магнитном (\vec{B}) полях, удерживается на той части поверхности катода 1, на которой существует минимальное напряжение горения разряда, т. е. в области с минимальным расстоянием анод-катод ($L_{\text{к.а}}$), и обеспечиваются наиболее благоприятные условия для замыкания тока разряда на поверхность анода.

Таким образом, перемещение катодных пятен 3 по обрабатываемой поверхности (S_{k}) определяется исключительно местом взаиморасположения анода относительно катода, а зона перемещения катодных пятен ограничивается геометрическими размерами приемной поверхности анода S_{a} .

Перемещение катодных пятен по обрабатываемой поверхности происходит хаотически и поэтому уменьшение приемной поверхности анода 2 ограничивает поверхность их существования площадью, эквивалентной $\sim S_{\text{a}}$ (рис. 3.19). Этот факт повышает как скорость нарастания температуры на обрабатываемом участке катода, так и скорость удаления загрязнений с поверхности.

Время нахождения анода относительно обрабатываемой поверхности определяется плотностью теплового потока (q), выделяющегося в катодных пятнах. В результате этого катодные пятна 3 (температура в которых превышает температуру кипения материала, на котором они существуют) обеспечивают как испарение поверхностного слоя (слоя загрязнений), так и разогревают обрабатываемую поверхность до температур, при которых в областях, близлежащих к их местоположению, наблюдается химическое разложение диэлектрических пленок и отслаивание окалины. При рассмотрении тепловых задач, искомыми величинами являются распределение температуры в катоде, изменение глубины прогреваемого слоя и закон изменения во времени фазовых переходов. При рассмотрении воздействия перемещающегося катодного пятна на обрабатываемую поверхность при наличии процессов плавления, кристаллизации и сублимации

тепловое решение сводится к задаче с подвижной границей (задача Стефана).

При условии перемещения анода 2 со скоростью V_a (см. рис. 3.19, б) относительно катода 1 на обрабатываемой поверхности в этом же направлении будет наблюдаться и смещение катодных пятен 3. Скорость перемещения анода V_a относительно катода 1 определяется из условий существования разряда на катоде: ток разряда ($I_{раз}$) и физико-химические свойства поверхностного слоя.

Технологии очистки металлических поверхностей могут быть востребованы при реставрации различных емкостей и трубопроводов газообразных и жидких сред. Особую важность эта технология приобретает при работе с экологически опасными веществами, так как в ряде случаев удается в плазменном потоке разложить их на менее опасные составляющие.

Воздействие катодного пятна дугового разряда на поверхность проявляется в частичном сглаживании поверхности. Обработанная поверхность приобретает вид, характерный для воздействия потоков высококонцентрированной плазмы на поверхность металла. Использование предлагаемого способа стабилизации катодных пятен позволяет при фиксации анода относительно катода, на последнем формируется достаточно четкая граница обработки поверхности.

Анод является коллектором заряженных частиц. Мощность, выделяющаяся на аноде, определяется вкладом электронов со скоростью 10^6 м / с , ионов со скоростью 10^4 м / с , а также за счет энергетического воздействия со стороны плазмы, связанного с ее излучением и с конденсацией нейтральных атомов, хотя коэффициент конденсации при этом не всегда равен единице. Все эти составляющие вносят вклад в энергию, поступающую на поверхность анода, которая должна быть сбалансирована тепловым отводом вглубь анода, обратным излучением в разряд и испарением с поверхности анода. Полный баланс на поверхности анода можно представить в следующей форме:

$$q_a + j_e^s \Phi = j_{i0} \left(U_a + U_i - \Phi + 2 \frac{k\Delta T_i}{e} \right) + j_{e0} \left(\Phi + 2 \frac{k\Delta T_e}{e} \right) \exp \left(- \frac{eU_a}{kT_e} \right) + q,$$

где q_a — тепловой поток, снимаемый с анода за счет охлаждения; j_e^s — плотность тока электронов эмиссии с анода; j_e, j_i — хаотические плотности электронного и ионного токов эмиссии; $\Delta T_i, \Delta T_e$ — разности между температурами ионов и электронов плазмы и температурой анода; q — тепловой поток, поступающий из плазмы на электрод благодаря излучению и наличию нейтральных атомов.

Для приближенного расчета выделяемой мощности можно использовать выражение

$$P_a = I_a \left(\frac{2kT_e}{e} + \Phi + U_a \right), \quad (3.6)$$

где P_a — мощность, выделяющаяся на аноде; I_a — ток разряда, достигающий анода; Φ — работа выхода электрона из материала анода; $2kT_e/e$ — средняя кинетическая энергия электронов, приходящих из плазмы в анодную область; U_a — величина прианодного скачка потенциала.

Таким образом, предлагаемая технология обработки поверхностей с помощью дугового разряда в вакууме повышает качество, производительность и эффективность процесса, и самое главное она соответствует экологическим требованиям к современному производству.

Таблица 3.2

Значения коэффициента анодной мощности для металлов

Металл	Mo	W	Cu	Ti	Zr	Ni
h_k расчет:	0,7	0,7	0,67	0,47	0,44	0,5
эксперимент:	0,77	0,75	0,74	0,51	0,47	0,51

При отрицательном значении U_a в уравнение (3.6) 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 количество. Значения для коэффициента анодной мощности приведены в табл. 3.2.

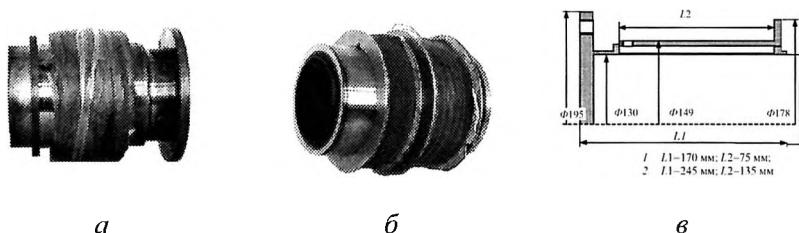


Рис. 3.21. Аноды вакуумных дуговых источников плазмы коаксиальной конструкции с внешней магнитной системой:
а — один стабилизирующий соленоид;
б — стабилизирующий и фокусирующий соленоиды;
в — конструкции анодов

На рис. 3.21 приведены типичные конструкции анодов для катодных узлов с диаметром катода 60...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.

Эффекты фокусировки и ускорения плазменного потока в рабочем объеме при наличии магнитного поля с компонентами B_r и B_z проявляются из-за наличия у анода электрического поля E_z и возникновения фокусирующей $F_r = j_\varphi B_z$ и ускоряющей $F_z = j_\varphi B_r$ сил. С микроскопической точки зрения ускорение ионов в плазме осуществляется продольным электрическим полем E при условии замагниченности и дрейфа электронов ($\omega_e \tau_e >> 1$).

3.4. УПРАВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЕМ КАТОДНЫХ ПЯТЕН

Вакуумно-дуговой разряд является устойчивым, если на рабочей поверхности катода поддерживается динамическое равновесие между процессами распада и последующим возникновением новых эмиссионных центров. Время жизни отдельной ячейки катодного пятна является величиной случайной, поэтому и продолжительность горения дуги также оказывается случайной величиной. О стационарном горении дуги 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 флюктуаций, связанных с колебаниями разрядного тока. Уменьшение тока дуги ведет к уменьшению постоянной составляющей с сопутствующим ростом амплитуды шумов.

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 вакуумных дуговых генераторов плазмы с интегрально-холодным катодом. Одним из видов стабилизации является стабилизация катодных пятен приемной поверхностью анода (см. рис. 3.19).

Одиночное катодное пятно хаотически перемещается по поверхности катода. Характерное движение катодных пятен во внешнем магнитном поле противоречит правилу Ампера. На любой проводник с током, находящийся в магнитном поле, действует сила,

поверхностная плотность которой связана с плотностью тока и магнитной индукцией 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 (рис. 3.22). 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 это связано 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.

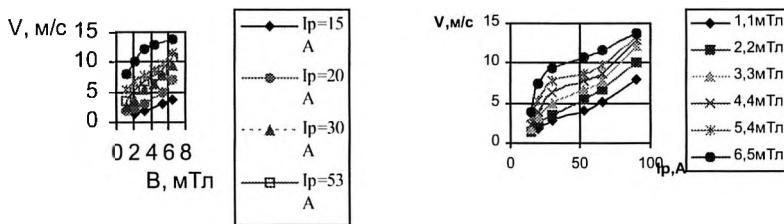


Рис. 3.22. Влияние магнитного поля на скорость движения катодных пятен от величины внешнего магнитного поля (экспериментальные данные)

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, складывающейся 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).

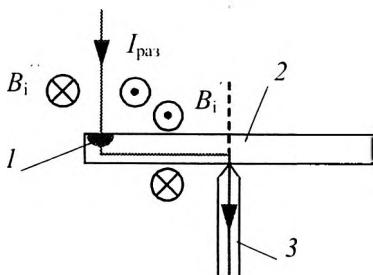


Рис. 3.23. Картина формирования магнитного поля на поверхности плоского катода с центральным токовым вводом:

1 — катодное пятно, 2 — катод,
3 — токовый ввод

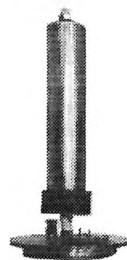


Рис. 3.24. Протяженный катод

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. 3.23) 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.

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, работающему в импульсном режиме, влияние оказывает магнитное поле токового канала в плазме и тока, протекающего по катоду (рис. 3.24). 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 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 разряда в целом. В этом случае стационарное поддержание разряда возможно при токах вдвое меньших, чем в автостабилизованных источниках. При наложении внешнего магнитного поля 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: $B_{\Sigma} = B_{r\text{соб}} + B_{r\text{вн}}$, где $B_{r\text{соб}}$ и $B_{r\text{вн}}$ — 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.

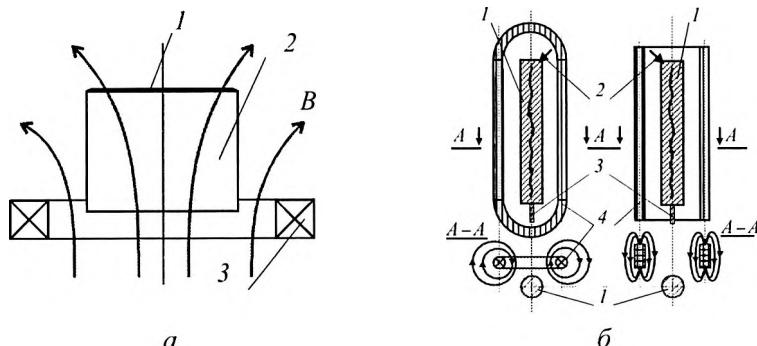


Рис. 3.25. Схемы стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности:

а — торцевого катода

(1 — рабочая поверхность, 2 — катод,
3 — магнитная система стабилизации);

б — протяженного катода

(1 — катод; 2 — поджигающий электрод;
3 — токовый ввод; 4 — магнитная система стабилизации)

Так в источниках с коаксиальной системой электродов используется внешняя магнитная система, создающая достаточно сильное магнитное поле, силовые линии которого пересекают поверхность под острым углом α . В этом случае при индукции магнитного поля 10^2 Тл удержание катодных пятен осуществляется на рабочей — торцевой поверхности конического или цилиндрического катода (рис. 3.25, *а*).

В устройствах с протяженной конструкцией катодного узла, накладываемое магнитное поле (рис. 3.25, *б*), своей ортогональной составляющей индукции магнитного поля удерживает катодные пятна 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 участках движения.

Так наложение внешнего магнитного поля уже величиной в несколько миллисекунд упорядочивает характер перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода и сокращает время пробега ими рабочего промежутка.

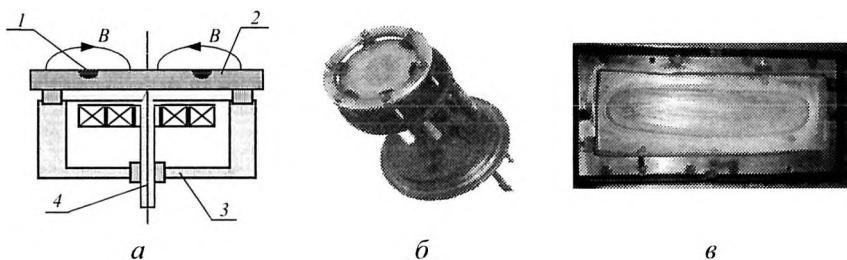


Рис. 3.26. Конструкция (а) и
вакуумно-дуговые устройства (б, в)
с арочной системой стабилизации катодных пятен:

- 1 — катодное пятно; 2 — катод;
- 3 — система магнитной стабилизации;
- 4 — токовый ввод

Простым и надежным способом стабилизации катодных пятен является использование магнитного поля арочной конфигурации (рис. 3.26). 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.

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, которые в настоящее время не имеют еще отработанных конструкционных 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. Формируемое магнитное поле представляет собой набор «арок» от отдельно взятых магнитов, при этом 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.

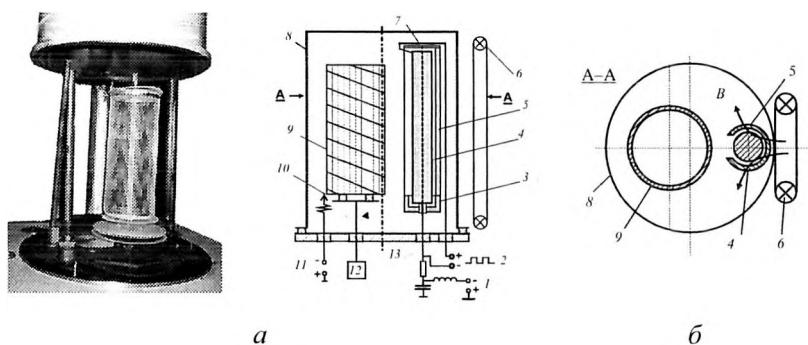


Рис. 3.27. Рабочий объем (*а*) и система стабилизации катодных пятен (*б*) вакуумно-дугового источника плазмы протяженной конструкции с сеткой мощной генераторной лампы:
 1 — источник питания дуги; 2 — блок инициирования разряда;
 3 — дугогасящий экран; 4 — катод; 5 — экран; 6 — магнитная система;
 7 — поджигающий электрод; обрабатываемое изделие;
 8 — вакуумная камера, анод; 9 — деталь; 10 — планетарный механизм;
 11 — источник отрицательного смещения; 12 — двигатель;
 13 — токовый ввод

На рис. 3.27 представлена конструкция протяженного источника плазмы, работающего в импульсном режиме и формирующего направленный ленточный поток.

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 4, дугогасящего экрана 3, произвольно расположенного со стороны токового ввода 13, анода 8 и протяженной магнитной системы 6, ориентированной вдоль катода и установленной с противоположной стороны относительно генерируемого потока плазмы. Экран 5 формирует на поверхности катода: от поджигающего электрода 7 до дугогасящего экрана 3, прямолинейный участок рабочей поверхности, с которой и происходит эрозия плазмообразующего материала. Экран выполнен в виде тонкостенного цилиндра из немагнитного материала, который электрически изолирован от катода и при горении разряда находится под плавающим потенциалом.

При работе на поверхности катода 4 у поджигающего электрода 7 формируются катодные пятна, которые в магнитном поле петлевой обмотки перемещаются к токовому вводу 13.

При попадании катодных пятен в зазор между катодом 4 и дугогасящим экраном 3 дуговой разряд погасает. 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. 3.27, б.

Разрядный ток ($I_{раз}$) технологического устройства выбирается из конструктивных особенностей источника плазмы (тип катода, наличие магнитной системы стабилизации катодных пятен, расстояние между катодом и анодом) и условия стабильного существования

разряда. Каждый материал характеризуется теплофизическими свойствами и своим значением минимально критического тока ($I_{\text{кр}}$), способным поддерживать разряд.

При токе $I_{\text{раз}}$ удаление загрязнений с рабочей поверхности катода приводит к возникновению разряда, неуправляемого внешним магнитным полем, и выходу катодных пятен на нерабочие участки; а при разогреве массивного тела катода и выходе испарителя в рабочий режим — не все токовые импульсы достигают дугогасящего экрана, что приводит к неравномерной эрозии материала катода.

Отсчет длительности токовых импульсов осуществлялся от момента срабатывания инициирующего электрода 7, вырабатывающего в процессе работы импульсы (U_{init}) с заданной частотой.

В режиме очистки (момент времени $t_0 - t_1$) на загрязненных участках рабочей поверхности катода возникает самостоятельный, хаотично и быстро перемещающийся разряд, охватывающий всю поверхность.

Наличие поверхностных дискретных пленок даже при малой их концентрации оказывает значительное влияние на термоэмиссионные свойства металлов и приводит к заметному разбросу значений работы выхода (более 0,1 эВ). Данные условия существенно облегчают поддержание развивающегося разряда, способного существовать при более низком значении разрядного тока, чем основной разряд с материала катода. Поэтому в промежутке времени ($t_0 - t_1$), соответствующем режиму очистки рабочей поверхности катода, ток разряда ($I_{\text{оч}}$) выбирается меньше минимально критического тока для материала катода $I_{\text{оч}} < I_{\text{кр}}$.

После удаления поверхностных загрязнений, при последующих попытках возбуждения разряда, при токе $I_{\text{оч}}$, разряд на рабочей поверхности катода не возникает. Для разряда, существующего в парах материала катода, необходимо увеличение тока, как минимум, до значения $I_{\text{кр}}$.

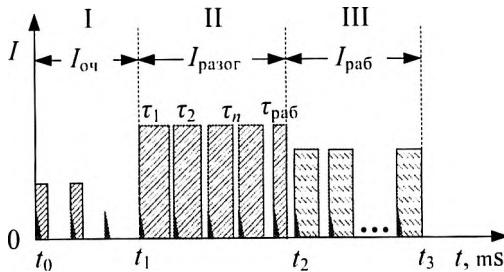


Рис. 3.28. Диаграммы работы испарителя:
 I — режим очистки ($t_0 - t_1$);
 II — режим выхода в рабочий режим ($t_1 - t_2$);
 III — рабочий режим ($t_2 - t_3$)

В режиме разогрева катода первые токовые импульсы имеют большую длительность, но по мере увеличения температуры катода — их длительность уменьшается с $\tau_1 \approx 100 \text{ ms}$, достигая своей оптимальной величины $\tau_{раб} \approx 20 \dots 25 \text{ ms}$.

Таким образом, увеличение тока разряда в интервале времени ($t_1 - t_2$) приводит к сокращению времени установления основного дугового разряда с материала катода (рис. 3.28). Для этого ток разряда выбирается из условия $I_{разог} > I_{раб}$. В установившемся режиме в промежутке времени ($t_2 - t_3$), устанавливается режим напыления покрытия III при токе $I_{раб}$.

Плазменный источник с радиально расходящимся плазменным потоком (рис. 3.29) позволяет увеличить количество обрабатываемых изделий.

Принцип действия вакуумного дугового источника плазмы основан на управлении движением катодных пятен с помощью внешнего магнитного поля, создаваемого протяженной магнитной системой, выполненной в виде спирали. Отрицательный полюс источника питания дуги в этом случае подключен через балластное сопротивление к токовому вводу протяженного катода, а положительный полюс подключен к вводу магнитной системы со стороны поджигающего электрода,

другой ввод которой заземлен и имеет потенциал анода. Магнитная система изготовлена из медной трубы и обеспечена водяным охлаждением.

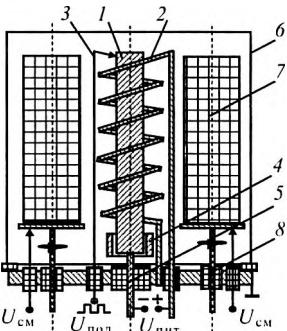


Рис. 3.29. Вакуумно-дуговой источник плазмы, формирующий радиально-расходящийся плазменный поток: 1 — катод; 2 — спиральная магнитная система; 3 — поджигающий электрод; 4 — дугогасящий экран; 5 — токовый ввод, 6 — вакуумная камера, анод; 7 — обрабатываемое изделие; 8 — планетарный механизм вращения; $U_{пит}$ — источник питания дуги; $U_{см}$ — источник смещения; $U_{под}$ — источник, вырабатывающий инициирующие импульсы

плотности ионного тока вдоль оси катода, а упорядоченный характер движения катодных пятен обеспечивает получение покрытия, равномерного по высоте обрабатываемых изделий.

Индукция и структура магнитного поля оказывают влияние не только на стабилизацию катодных пятен на рабочей поверхности катода, но и на такие параметры разряда как разрядный ток вакуумной дуги, состав плазменного потока и на пространственное распределение заряженных частиц в рабочем объеме.

Время существования разряда определяется временем перемещения катодных пятен от поджигающего электрода до дугогасящего экрана. Движение катодных пятен в этом случае носит упорядоченный характер за счет локализации их на рабочей поверхности катода под аркой магнитного поля, созданного спиральной магнитной системой при протекании по ней тока дугового разряда. При попадании катодных пятен в зазор дугогасящего экрана дуговой разряд прекращается, и система возвращается в исходное состояние.

Расчет распределения витков соленоида позволяет достичь равномерного распределения

В зависимости от направления протекания тока в соленоиде удается управлять движением катодного пятна и формировать плазменные потоки различной геометрии.

3.5. ПЛАЗМЕННЫЙ ПОТОК В РАБОЧЕМ ОБЪЕМЕ

Масс-спектрометрический анализ состава потока плазмы показал, что 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. 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 до 30–50 % для меди и серебра и 15–25 % для кадмия и цинка.

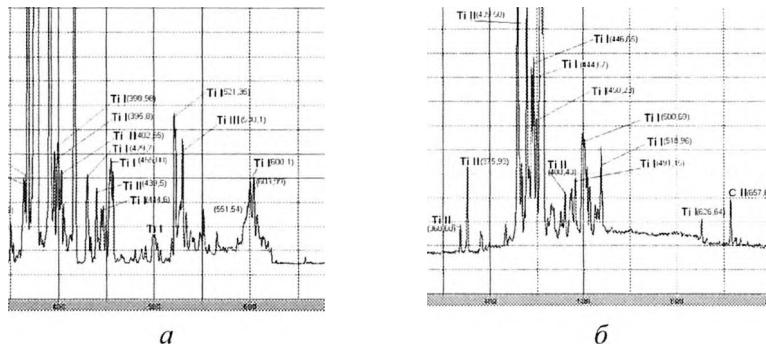
Приведенные значения заряда свидетельствуют о наличии в продуктах эрозии катода ионов различной степени зарядности (табл. 3.3). В основном это одно-, двух- и трехзарядные ионы. При этом, чем более тугоплавким является материал (за исключением графита), тем выше средний заряд его ионов в плазме вакуумной дуги.

Таблица 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

Для определения состава плазменного потока использовался эмиссионный спектральный анализатор на базе модернизированной одномерной ПЗС-линейки TCD 1304, имеющей 3648 пикселей размером 8×200 мкм. Исследуемый диапазон излучения лежит в диапазоне длин волн 220-950 нм с разрешением 1,5 нм. Время записи спектра изменялось от 0,01 до 10 с. В качестве эталона использовался спектр излучения ртутно-кварцевой ламы низкого давления. Для обработки данных использовалась программа ASPECT 2100.

Участки спектра дугового разряда в видимом диапазоне, представленные на рис. 3.17, получены в области подложки при токе разряда 80 А: *а* — разряд горит на титановом катоде в вакууме при давлении $7,8 \cdot 10^{-3}$ Па; *б* — на титановом катоде в парах бензола при давлении $8,7 \cdot 10^{-2}$ Па. На спектрограммах отмечены линии возбужденных нейтральных атомов (TiI), однозарядных (TiII) и двухзарядных (TiIII) ионов титана, а также однозарядных ионов углерода (CII).



фиксируются в диапазоне от 429,97 (Ti^+) до 518,96 (Ti) нм с наиболее интенсивными линиями для нейтральных атомов Ti – 453,47 нм и однозарядных ионов Ti^+ – 453,39 нм. Из зафиксированных линий углерода наиболее интенсивная линия соответствует однозарядному иону C^+ : 657,63 нм.

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.

Особенностью вакуумно-дугового разряда является то, что полный ионный ток составляет 6-10 % от значения тока разряда. На основании этого считают, что ионный ток составляет 8 % разрядного тока, а аппроксимацию вида $I_i \approx 0,08 I_{\text{раз}}$ можно использовать практически во всех случаях, связанных с рассматриваемой формой разряда.

В вакуумно-дуговых источниках плазмы коаксиальной конструкции из-за наличия внешнего аксиально-симметричного магнитного поля распределение плотности заряженных частиц в рабочем объеме неоднородно, причем максимум распределения находится на оси системы. При токе разряда более 100 А 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 обусловливающего фокусировку плазменного потока, вследствие чего диаграмма его направленности сужается. Степень сужения диаграммы пропорциональна току дуги.

Для построения картины процессов, протекающих в рабочем объеме вакуумно-дугового источника плазмы, и определения концентрации, температуры и скорости заряженных частиц использовался зондовый метод Ленгмюра (рис. 3.31, а).

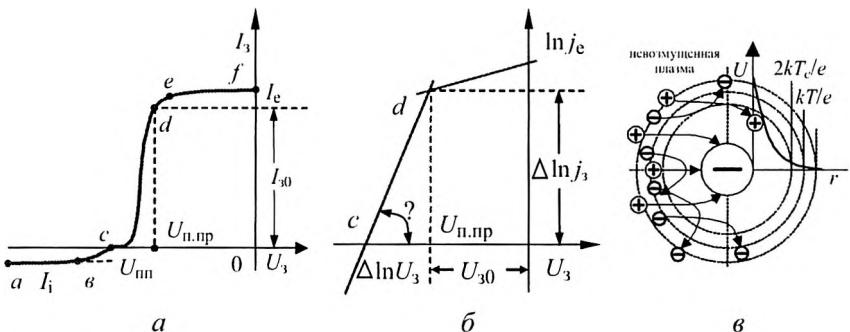


Рис. 3.31. Зондовая характеристика в плазме вакуумно-дугового разряда (а) и методика ее обработки (б)

В этом случае в разрядный промежуток помещался металлический электрод малых размеров (электрический зонд), на который задавался потенциал U_3 относительно одного из электродов (функции опорного электрода может выполнять как катод, так и анод, либо специально введенный опорный зонд), и снималась зависимость тока, поступающего на зонд, от приложенного напряжения $I_3 = f(U_3)$. Электрический ток на зонд складывается из токов электронов и положительно заряженных ионов: $I = I_e + I_i$.

Тепловая скорость электронов v_e , определяющая электронный ток насыщения на зонд, превышает направленную скорость плазменного потока v_{pl} , поэтому ход электронной ветви ВАХ не отличается от зависимости, получаемой в неподвижной плазме. Однако при этом следует учитывать, что наличие внешнего магнитного поля приводит к сдвигу точки плавающего потенциала зонда $U_{pl} = (kT_e/e) \ln(m_i/m_e)$.

Наблюдаемые изменения происходят не из-за изменения потенциала плазмы, который в условиях термодинамического равновесия не зависит от величины магнитного поля и равен химическому потенциальному, а за счет уменьшения падения напряжения на призондовом слое. Таким образом, температуру электронов можно определить

стандартным способом по углу наклона экспериментальной зондовой зависимости:

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\Delta U_3}{\Delta \ln j_3} = 11600 \frac{\Delta U_3}{\Delta \ln j_3},$$

где ΔU_3 — напряжение, вызвавшее приращение электронного тока; $\Delta \ln j_3$ — приращение логарифма электронного тока.

Для определения концентрации электронов можно использовать соотношение $n_e = 4,03 \cdot 10^{15} j_e / \sqrt{T_e}$.

Ионный ток насыщения в неподвижной плазме определяется значением ионно-звуковой скорости (v_{is}), которая, в свою очередь, меньше скорости распространения плазменного потока ($v_{n.p.}$). По этой причине ионная ветвь зондовой характеристики в потоке движущейся плазмы по току насыщения отличается от таковой для неподвижного плазменного образования. При диагностике плазменного потока ионная ветвь зондовой характеристики также зависит как от формы зонда, так и от ориентации его в пространстве.

Анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных указывает на значительные расхождения при выборе величины приемной поверхности цилиндрического зонда. Для получения достоверных результатов экспериментально изучались особенности взаимодействия плазменного потока с цилиндрическими объектами, диаметр которых варьировался в широких пределах. Было получено, что за преградой образуется свободная от плазмы область, а плазменный поток расширяется со скоростью, определяемой (v_{is}) (рис. 3.32, а). Угол при вершине треугольной области α можно определить из соотношения $\operatorname{tg} \alpha \approx v_{is} / v_{n.p.}$.

Анализ шлифов поперечного сечения исследуемых образцов показал, что покрытие формируется исключительно на поверхности, обращенной к источнику плазмы (рис. 3.32, а). Получаемая толщина наносимого покрытия δ пропорциональна косинусу угла ϕ между

вектором скорости потока и внешней нормалью к поверхности: $\delta = \delta_0 \cos \varphi$, где δ_0 — толщина покрытия на участке, ортогональном вектору $v_{\text{п.п.}}$.

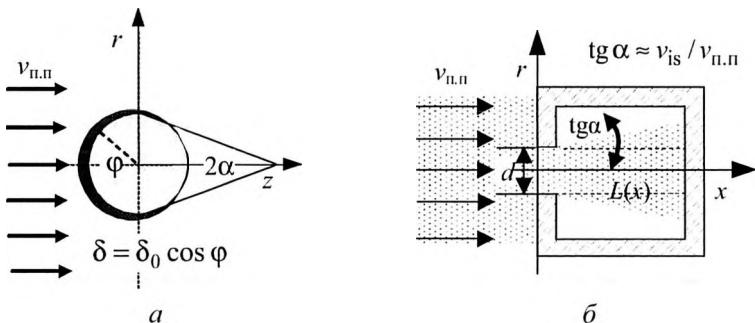


Рис. 3.32. Взаимодействие плазменного потока с преградой:
 a — цилиндрической формы;
 b — при проникновении потока в цилиндрическую полость

Исходя из того, что толщина покрытия (δ) связана с осаждением ионов из плазмы наносимого материала, то величина δ пропорциональна плотности ионного тока на различные участки обрабатываемой поверхности. В этом случае эффективной приемной поверхностью зонда для ионов является площадь его продольного сечения, определяемая произведением $S_i = 2r_i L_3$, где r_i и L_3 — радиус и высота приемной поверхности зонда. Для электронов приемная поверхность зонда будет определяться выражением $S_e = \pi r_i L_3$. Эти соотношения справедливы, если толщина пограничного слоя существенно меньше диаметра зонда и $v_{is} \ll v_{\text{п.п.}}$. Данное обстоятельство учитывается при определении концентрации ионов в потоке, а также при вычислении $v_{\text{п.п.}}$ по данным, получаемым из зондовых измерений:

$$n_i = 4I_{i0}(r_3 L_3)^{-1}(\sqrt{kT_e/m_i})^{-1}; n_e = 4I_{e0}(r_3 L_3)^{-1}(ev_e)^{-1};$$

$$v_{\text{п.п.}} = 0,5 I_{i0}(r_3 L_3)^{-1}(en_e)^{-1},$$

где I_{e0} , I_{i0} — токи насыщения электронов и ионов на зонд.

В табл. 3.4 представлены значения скорости распространения плазменного потока, генерируемого вакуумно-дуговым источником плазмы коаксиальной конструкции диаметром 60 мм, полученные предложенным зондовым методом. Данные результаты находятся в хорошем соответствии с литературными источниками.

Таблица 3.4
Скорость распространения плазменного потока

Материал	Al	Ti	Cu	Zr	Mo
$v_{\text{п.п.}}$, м / с	$1,3 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$

Ситуация в плазменном потоке видоизменяется при взаимодействии его с преградой произвольной формы. Для изучения вопросов взаимодействия заряженной компоненты плазменного потока с плоскостью, произвольно ориентированной в пространстве, использовался макет с плоской приемной поверхностью, одна из сторон которого была электрически изолирована.

Макет устанавливался на вал электродвигателя, что обеспечивало изменение условий взаимодействия потока с приемной поверхностью. На зонд задавался отрицательный потенциал, обеспечивающий ионный ток насыщения. Сигнал, формируемый ионами, поступающими из плазмы на поверхность, в зависимости от ее ориентации относительно вектора скорости плазменного потока, регистрировался осциллографом и фиксировался самопищущим прибором (рис. 3.33, а).

Для сглаживания шумов, связанных с колебаниями тока вакуумной дуги, сигнал на осциллограф подавался через интегрирующую цепочку. Влияние ориентации поверхности в потоке разреженной металлической плазмы на ионный ток представляется в виде суммы двух составляющих:

$$I_i(\alpha) = I_{i0} + I_{in} \cos \alpha = 0,5 S e n_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} + e n_e v_{\text{п.п.}} S \cos \alpha.$$

Величина I_{i0} не зависит от ориентации поверхности относительно плазменного потока и связана лишь с выходом ионов из плазмы с ионно-звуковой скоростью $v_{is} = \sqrt{kT_e/m_i}$.

Взаимодействие приемной поверхности с плазменным потоком целесообразно представить отношением ионного тока на нее при угле $\alpha \neq 0$ к зафиксированному значению тока при $\alpha = 0$. На основании выражений для n_i и $v_{n,n}$, отношение $I_i(\alpha)/I_i(\alpha=0)$ записываются в следующем виде:

$$\frac{I_i(\alpha)}{I_i(\alpha=0)} = \frac{(0,5v_{is}/v_{n,n}) + \cos\alpha}{(0,5v_{is}/v_{n,n}) + 1}.$$

Полученные результаты представлены на рис. 3.33, *a*, где также приведены экспериментальные результаты измерений ионного тока при различных углах ориентации приемной поверхности (рис. 3.33, *б*).

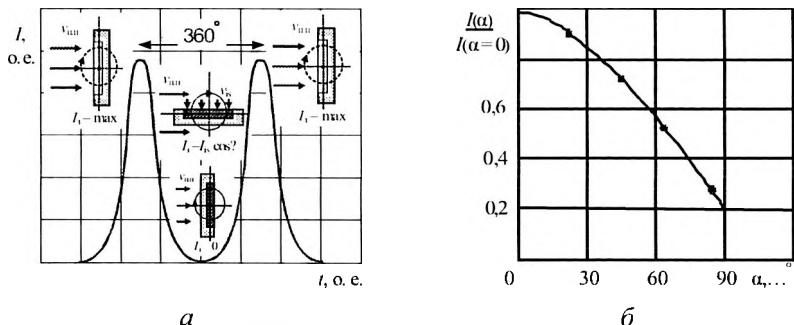


Рис. 3.33. Осциллограмма ионного тока насыщения на плоский зонд, вращающийся в потоке плазмы (*а*); влияние ориентации поверхности зонда на ионный ток насыщения (*б*)

Для автоматической диагностики параметров плазменного потока использовалась схема на базе микроконтроллера PIC16F877, управляющего ключевыми элементами электрической схемы: мультиплексором, широтно-импульсным модулятором и блоком питания.

Сигнал, последовательно снимаемый с гребенки из 10 плоских зондов, расположенных на расстоянии 15 мм друг от друга, обрабатывался микроконтроллером и через интерфейс RS232 (COM port) передавался на персональный компьютер.

Результатами обработки ВАХ, снимаемых с зондов, являлись: их полулогарифмическая часть, плотность заряженных частиц, электронная температура и скорость плазменного потока.

3.6. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗОНЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

В вакуумно-дуговых источниках плазмы управляющие свойства магнитного поля в зоне транспортировки плазменного потока зависят, прежде всего, от геометрии силовых линий. В процессе работы генерируемый плазменный поток заполняет весь рабочий объем. При условии замагниченности электронов, когда параметр Холла, равный произведению циклотронной частоты (ω_e) на характерное время их столкновений (τ_e), значительно превышает единицу, отрицательно заряженная компонента движется по силовым линиям магнитного поля.

Для рассматриваемых вакуумно-дуговых источников плазмы, формирующих плазменный поток в магнитном поле с индукцией $3 \cdot 10^4$ Тл, при температуре электронов порядка 3 эВ и концентрации заряженных частиц $2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$, данные условия соблюдаются.

Таким образом, выбор формы и значение индукции магнитного поля обусловлен конструкцией используемого вакуумно-дугового устройства, а также требованиями, предъявляемыми к наносимому покрытию и типу обрабатываемого изделия.

Магнитная система является сложным комплексным узлом, служащий для обеспечения максимально возможной эффективности управления движением плазменного потока за счет формирования задаваемого пространственного распределения магнитного поля.

Проектирование магнитных систем в первую очередь ставит задачу определения и получения в заданной области необходимой картины распределения магнитного поля. Точность расчета составляющих индукции магнитного поля определяет точность производимого расчета траекторий движения заряженной компоненты плазменного потока.

На рис. 3.34 представлена магнитная система коаксиального вакуумно-дугового источника плазмы, включающего стабилизирующий 1 и фокусирующий 2 соленоиды и часто используемый на практике дополнительный соленоид 3, устанавливаемый на оси системы в вакуумной камере для перераспределения плотности ионного тока в области обрабатываемых изделий.

Цилиндрические катушки создают аксиально-симметричное магнитное поле, в связи с чем решение задачи превращается в двухмерную, т. е. индукция магнитного поля в этом случае имеет лишь две составляющие: радиальную B_r и осевую B_z , которые зависят от координат r и z .

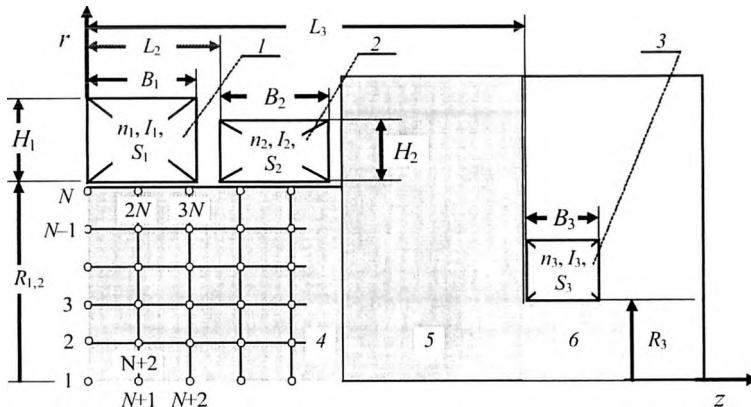


Рис. 3.34. Магнитная система
вакуумно-дугового источника плазмы:
1, 2, 3 — стабилизирующий, фокусирующий и
дополнительный соленоиды

В рассматриваемых вакуумно-дуговых устройствах создаваемое магнитное поле имеет существенную пространственную неоднородность из-за использования на достаточно протяженном участке соленоидов с различной геометрией, а заряженные компоненты движутся на значительном расстоянии от оси.

Для решения рассматривают элементарные токовые кольца радиусом r' (рис. 3.35) с сечением $dz'dr'$ и с постоянной плотностью тока $jdz'dr'$. Составляющие вектора индукции магнитного поля в некоторой точке пространства, определяемые по закону Био–Савара:

$$H'_r(r,z) = I \frac{(z - z')}{4\pi} r' \int_0^{2\pi} \frac{\cos\alpha}{r_0^3} d\alpha; \quad H'_z(r,z) = I \frac{r'}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r' - r \cos\alpha}{r_0^3} d\alpha,$$

где $r_0 = \sqrt{(z - z')^2 + r'^2 + r^2 - 2rr'\cos\alpha}$ — расстояние от точек контура до точек наблюдения; z, r — координаты точки наблюдения; z', r' — координаты токового канала соответственно; α — тороидальный угол.

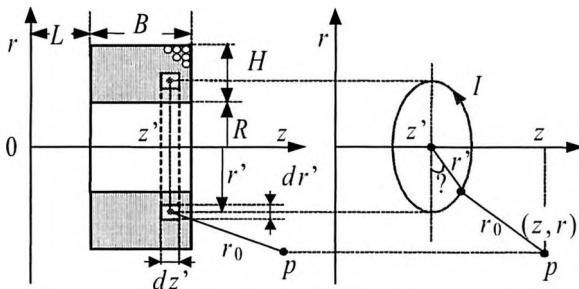


Рис. 3.35. Сечение соленоида радиусом R и составляющие вектора напряженности магнитного поля линейного кругового тока I в цилиндрической системе координат

Геометрические размеры соленоида имеют следующие обозначения: B — длина катушки, H — толщина обмотки, R — внутренний радиус, L — расстояние от катушки до начала координат или плоскости начала расчета. Для решения магнитостатической задачи

используется цилиндрическая система координат (r, φ, z) . Расчет магнитного поля, имеющего осевую симметрию, можно отнести к категории задач с известным математическим алгоритмом.

В соответствии с принципом наложения искомое поле соленоида находят путем интегрирования предложенных выражений по всему объему токового кольца. Таким образом, радиальная составляющая поля цилиндрической катушки имеет вид

$$B_r(r, z) = \frac{j\mu_0}{4\pi} \int_R^{R+H} r' \int_0^{2\pi} \cos \alpha \int_L^{L+B} \frac{z - z'}{r_0^3} dz' dr' d\alpha.$$

После интегрирования по переменной z' выражение можно записать следующим образом:

$$B_r(r, z) = \frac{j\mu_0}{4\pi} \int_R^{R+H} r' \sum_{v=1}^2 (-1)^{v+1} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \alpha}{\sqrt{(z - z')^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \alpha}} d\alpha dr',$$

где $z'_1 = L + B$, $z'_2 = L$.

Интеграл по переменной α приводит к эллиптическим интегралам: используя новую переменную β , определяемую через соотношение $\alpha = \pi - 2\beta$, имеем

$$\cos \alpha = \cos(\pi - 2\beta) = \cos \pi \cos \beta - \sin \pi \sin \beta = 2 \sin^2 \beta - 1, \quad d\alpha = -2d\beta$$

и, следовательно:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \alpha d\alpha}{\sqrt{(z - z_v')^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \alpha}} &= - \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{2(2 \sin^2 \beta - 1) d\beta}{\sqrt{(z - z_v')^2 + (r^2 + r')^2 - 4rr' \sin \beta}} = \\ &= \frac{4}{\sqrt{(z - z_v')^2 + (r + r')^2}} \int_0^{\pi/2} \frac{2 \sin^2 \beta - 1}{\sqrt{1 - k_v^2 \sin^2 \beta}} d\beta, \end{aligned}$$

где $k_v = \sqrt{4rr' / [(z - z_v')^2 + (r + r')^2]}$.

В свою очередь,

$$\int_0^{\pi/2} \frac{2 \sin^2 \beta - 1}{\sqrt{1 - k_v^2 \sin^2 \beta}} d\beta = \left(\frac{2}{k_v^2} - 1 \right) K(k_v) - \frac{2}{k_v^2} E(k_v) = \frac{2}{k_v^2} \left[\left(1 - \frac{k_v^2}{2} \right) K(k_v) - E(k_v) \right],$$

где $K(k_v^2) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{\sqrt{1 - k_v^2 \sin^2 \beta}}$ и $E(k_v^2) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k_v^2 \sin^2 \beta} \cdot d\beta$ — полные эллиптические интегралы, соответственно, первого и второго рода, являющиеся функциями параметра k_v .

Используя данные преобразования, получаем окончательное выражение для радиальной составляющей индукции магнитного поля катушки:

$$B_r(r, z) = j \frac{\mu \mu_0}{2\pi r} \int_R^{R+H} \sum_{v=1}^2 (-1)^{v+1} \sqrt{(z - z'_v)^2 + (r + r')^2} \left[\left(1 - \frac{k_v^2}{2} \right) K(k_v^2) - E(k_v^2) \right] dr'. \quad (3.7)$$

Выражение для осевой составляющей индукции магнитного поля соленоида получается следующим образом. Воспользовавшись соотношением для радиальной составляющей, и, составив выражение $B_z(r, z)$ для искомого поля, и после интегрирования его по переменной z' получаем:

$$\begin{aligned} B_z(r, z) &= \frac{j \mu \mu_0}{2\pi} \int_R^{R+H} r' \int_0^{2\pi} (r' - r \cos \alpha) \int_L^{L+B} \frac{1}{r_0^3} dz' d\alpha dr' = \\ &= \frac{j \mu \mu_0}{2\pi} \int_R^{R+H} r' \sum_{v=1}^2 (-1)^{v+1} \int_0^{2\pi} \frac{-(z - z'_v)(r' - r \cos \alpha)}{r_0^3 (r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \alpha)} d\alpha dr'. \end{aligned}$$

Использовав переменную β и формулу для модуля k_v , выражение для осевой составляющей перепишем в виде:

$$B_z(r, z) = j \frac{\mu \mu_0}{2\pi r} \int_R^{R+H} \sum_{v=1}^2 (-1)^{v+1} \frac{(z - z'_v) k_v r' \pi/2}{(r + r') \sqrt{rr'}} \int_0^{\pi/2} \frac{\left(\frac{2r}{r + r'} \sin^2 \beta - 1 \right)}{(1 - h \sin^2 \beta) \sqrt{1 - k_v^2 \sin^2 \beta}} d\beta dr', \quad (3.8)$$

где $h = 4rr' / (r + r')^2$.

Интеграл от 0 до $\pi/2$ раскладывается на эллиптические интегралы по переменной β . В этом случае окончательное выражение для осевой составляющей индукции магнитного поля катушки имеет вид:

$$B_z(r, z) = j \frac{\mu_0}{2\pi r} \int_R^{R+H} \sum_{v=1}^2 (-1)^v \frac{(z - z'_v)}{\sqrt{(z - z'_v)^2 + (r + r')^2}} \left[K(k_v^2) + \frac{r' - r}{r' + r} \Pi(h, k_v) \right] dr',$$

где $\Pi(h, k_v) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{(1 + h \sin^2 \beta) \sqrt{1 - k_v^2 \sin^2 \beta}}$ — полный эллиптический интеграл третьего рода.

Таким образом, расчет составляющих индукции магнитного поля соленоида (3.7) и (3.8) сводится к задаче численного интегрирования лишь по одной переменной z' .

Входная информация для расчета, содержит описание геометрии соленоидов: B — длина, R — внутренний радиус, H — толщина намотки, L — расстояние до начала координат и их электрических параметров: j — плотность тока в соленоидах, выбирается с учетом степени заполнения обмотки медью.

При расчете необходимо предусмотреть возможность разбиения расчетной области на подобласти, в каждой из которых расчет производится с различным шагом как по оси z , так и по оси r . Данное обстоятельство связано с движением плазменного потока вдоль оси z на различных участках (рис. 3.34): на первом — транспортировка осуществляется в полости цилиндрического анода, и граница расчета определяется его внутренним диаметром; на втором — граница расчета определяется геометрическими размерами вакуумной камеры; на третьем участке — определена внутренним диаметром дополнительного соленоида 3. Расчет осуществляется только в области, ограниченной геометрией системы, исключая границы области.

Расчет производится в каждой точке, определяемой шагом по координате z для данной точки r . Окончательный результат находится после сложения (при этом обязательно учитывается полярность включения соленоидов) результатов расчета для точки с координатами z и r для всех используемых магнитных источников (рис. 3.36).

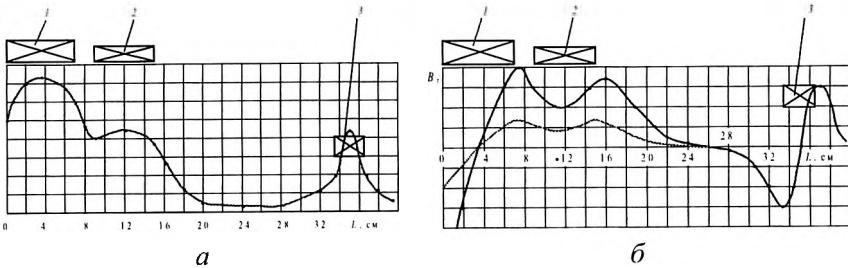


Рис. 3.36. Распределение составляющих индукции магнитного поля в рабочем объеме испарителя:
а — аксиальной; б — радиальной

При расчете использовались комплекс программ *Elcut* и пакет прикладных программ *Matlab*. В первой программе непосредственно производился расчет магнитного поля. В результате проведенной работы были получены распределения осевой и радиальной магнитной индукции в расчетной области. Далее данные были перенесены в *Matlab*, где были построены графики в виде двумерного распределения и графики B_z и B_r .

Также рассматривалась модель с аналогичными начальными условиями в программном комплексе *MathCad*. В результате проведенной работы были получены распределения осевой и радиальной магнитной индукции в расчетной области.

3.7. ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Направление разрядного тока совпадает с силовыми линиями магнитного поля. Электронная температура при этом застабилизирована на относительно невысоком уровне, а из-за совпадения направления тока и магнитных силовых линий электронная теплопроводность вдоль магнитного поля достаточно велика, что ведет к выравниванию электронной температуры.

В этом случае использование гидродинамической модели представляется достаточно обоснованным для решения задач движения

интенсивных потоков в заданных внешних полях. Однако, как отмечается, корректность получаемых результатов не может быть гарантирована, так как в рамках гидродинамической модели нельзя учесть перемешивание слоев потока. Часто рассматривается дискретная (квазигидродинамическая) модель потока, допускающая пересечение отдельных слоев и позволяющая тем самым учесть эффект неламинарности. В этом случае поток частиц разбивается на некоторое конечное число трубок тока. Предполагается, что скорость частиц, принадлежащих данной трубке тока, является однозначной функцией точки, в связи с чем движение каждой трубки в отдельности может быть описано в рамках гидродинамического приближения.

Переход к гидродинамическим уравнениям для бесстолкновительной плазмы происходит в результате преобразований уравнения Власова с самосогласованным полем

$$\frac{df_\alpha}{dt} + \vec{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + e_\alpha [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}] \frac{\partial f_\alpha}{\partial p_\alpha} = 0. \quad (3.9)$$

Здесь $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{B}(\vec{r}, t)$ — суммарные величины электрического и магнитного полей в точке нахождения частицы, складывающиеся из внешних и самосогласованных полей, получают следующую систему гидродинамических уравнений для электронов и ионов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_\alpha \vec{v}) &= 0; \\ \rho_\alpha \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= -\nabla p + e n_\alpha [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}]; \\ \frac{dT}{dt} + \frac{T}{c_\gamma} \operatorname{div} \vec{v} &= 0 \text{ при } d/dt = \partial/\partial t + v \nabla, \end{aligned} \quad (3.10)$$

где c_γ — удельная теплоемкость, отнесенная к одной частице.

Соотношения (3.10) представляют собой систему гидродинамических уравнений для идеального газа: первое — 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 $\tau = [(m_e + m_i)^2 / (2m_e m_i)] v_{ei}^{-1}$ тем меньше, чем меньше разница 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 нему.

Грубая теория проводимости полностью ионизованной плазмы может быть представлена в рамках двухжидкостной теории, которая предполагает, что электроны массой $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг и зарядом $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл и положительно заряженные ионы массой $m_i = A \cdot 1,66 \cdot 10^{-26}$ кг, где A — атомная масса материала, и зарядом $q = \xi e$ 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:

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p_i + e n_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + \frac{n_i m_i (\vec{v}_i - \vec{v}_e)}{\tau_{ei}}; \quad (3.11)$$

$$m_e n_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\nabla p_e - e n_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \frac{n_e m_e (\vec{v}_i - \vec{v}_e)}{\tau_{ei}}, \quad (3.12)$$

— уравнения непрерывности:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div}(n_e \vec{v}_e) = 0; \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}(n_i \vec{v}_i) = 0. \quad (3.13)$$

Система уравнений Эйлера–Навье–Стокса (3.11) – (3.13) 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: $\dot{\vec{E}} = -\operatorname{grad} U$.

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 (3.11), (3.12) принимает вид

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p_i + e n_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \frac{en}{\sigma} \vec{j}; \quad (3.14)$$

$$0 = -\nabla p_e - e n_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + \frac{en}{\sigma} \vec{j}, \quad (3.15)$$

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

Уравнение движения электронов фактически играет роль обобщенного закона Ома, устанавливая связь между плотностью тока (j) и напряженностью электрического поля (E). С учетом параметра 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

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

Представленные уравнения необходимы для анализа движения плазмы в произвольных электрическом и магнитном полях.

Система уравнений переноса 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.

Данный переход к одножидкостной модели является наиболее полезным при решении рассматриваемой задачи. Для простоты пренебрегают тензором вязких напряжений. Данное допущение возможно в случае, если лармировский радиус частицы много меньше характерных масштабов системы, на которых происходит изменение всех параметров, что в рассматриваемом случае соблюдается.

При сложении уравнений для ионной (3.14) и электронной (3.15) компонент получаем одножидкостное уравнение движения для всего плазменного потока:

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p + [\vec{j} \times \vec{B}]. \quad (3.16)$$

Как видно, уравнение гидродинамики (3.12), в силу общей нейтральности жидкости, не содержит в явном виде электрического поля. Через p обозначено полное давление плазмы $p = p_e + p_i = nk(T_e + T_i)$.

При расчете траекторий движения в неоднородном магнитном поле следует иметь в виду, что индуцированный в плазме вихревой ток j_ϕ создает собственное аксиальное магнитное поле ($B_{\text{соб}}$), но так как внешнее магнитное поле ($B_{\text{вн}}$) оказывается значительно больше индуцированного (при этом учитываются геометрические размеры потока и его электрические характеристики), то в дальнейшем будем считать $\sum B = B_{\text{вн}}$.

Рассматриваемое движение квазинейтрального потока плазмы происходит в аксиально-симметричном магнитном поле. Поток эрозионной плазмы материала катода распространяется в виде осесимметричной струи, степень ионизации которой считается постоянной.

Для расчета траекторий движения заряженных частиц, имеющих следующие составляющие скорости: $dv_{r\alpha} = dr_\alpha / dt$; $dv_{\varphi\alpha} = r d\varphi_\alpha / dt$; $dv_{z\alpha} = dz_\alpha / dt$, где r — текущая координата; B_r, B_φ, B_z — составляющие магнитной индукции, используется цилиндрическая система координат и решается следующее уравнение:

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e n (\vec{v}_i \times \vec{B} - \vec{v}_e \times \vec{B}). \quad (3.17)$$

Решение уравнения движения (3.17) совместно с уравнениями радиальной (3.7) и аксиальной (3.8) составляющих индукции магнитного поля, изменяющих свою величину как по оси z , так и по оси r , позволяет произвести траекторный анализ движения заряженных частиц и получить картину распределения плотности ионного тока в рабочем объеме вакуумного дугового источника плазмы. Для этого требуется найти траектории движения частиц в замкнутой области, на границе которой заданы начальные данные координат, скоростей частиц и распределения плотности тока.

При решении поставленной задачи исходят из условия неразрывности токов, и используется модель больших частиц или более экономичная модель — метод недеформированных трубок тока. В

последнем случае предполагается, что все элементарные частицы, влетающие со скоростями, находящимися в заданном интервале скоростей за интервал времени Δt , в расчетную область через площадку ΔS , образуют элементарную трубку с неизменным значением переносимого тока: $I = \int \int j(r, v) dv dS$.

Форма рассматриваемой трубки отождествляется с траекториями частиц, стартующих с краевых границ рассматриваемого интервала площади катода с одинаковой начальной скоростью. Для необходимости учета распределения частиц по скоростям поток разбивается на энергетические и угловые группы. В этом случае из каждой точки катода запускается несколько частиц с соответствующими начальными условиями. Таким образом, формируемый поток в заданном магнитном поле определяется путем расчета достаточно большого количества траекторий с последующим суммированием всех токов, проходящих через расчетное сечение.

Начальные условия распределения плотности ионного тока для рассматриваемого многоскоростного потока задаются из экспериментальных данных. Рабочая поверхность катода разбивалась на конечное количество площадок N величиной ΔS_N . При этом координаты их краевых точек принимались за начальные данные для расчета траекторий.

Ток, соответствующий выбранной элементарной трубке для расчетного угла φ , при условии, что распределение плотности ионного тока j_i над поверхностью катода равномерно, определялся из соотношения $I_i = j_i \Delta S_N \cos \varphi / \sum \cos \varphi$. Угловое распределение заряженных частиц, движущихся из плоскости катода, определялось по закону косинуса. Расчет осуществлялся как при положительных, так и при отрицательных углах старта. Увеличение количества расчетных траекторий повышает точность проводимых расчетов.

Начальное сечение струи выбирается на внешней границе слоя объемного заряда z_0 при следующих условиях: $z_{t=0} = z_0$; $r_{t=0} = 0 - r_k$ — с выбранным шагом расчета Δr ; $\varphi_{t=0} = 0 - 90^\circ$ — с выбранным шагом расчета $\Delta\varphi$; $dQ/dt|_{t=0} = 0$; $dz/dt|_{t=0} = v_{n||}$; $dr/dt|_{t=0} = 0$. Для выбранной модели потока считаем, что скорость частицы одинакова и равна некоторой конечной величине. На рис. 3.37 и рис. 3.38 приведены варианты расчета траекторий движения для ионов титана.

Распределение плотности ионного тока на оси системы может быть оценено выражением, которое с высокой 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, исходя из допущения о том, что сверхзвуковой поток плазмы, исходящей из области катодного пятна, расширяется в радиальном направлении со скоростью ионного звука:

$$j_i = 4(0,08 I_{\text{раз}}) / \pi \left(D_k + 2L_{k-n} \frac{v_{ik}}{v_{n||}} \right)^2,$$

где $I_{\text{раз}}$ — разрядный ток; D_k — диаметр катода; L_{k-n} — расстояние от катода до подложки.

Максимальное значение полного ионного тока, достигаемое при фокусировке потока, генерируемого источника плазмы с магнитным удержанием катодного пятна, существенно выше, чем при использовании испарителя с автостабилизацией. В последнем случае устойчивое горение дуги обеспечивается за счет компенсации магнитного поля в прикатодной области ускорителя, приводящее к большим потерям положительно заряженных частиц. К этим потерям добавляются потери на дополнительное отражение ионов продольным электрическим полем на входе плазменного потока в область фокусировки.

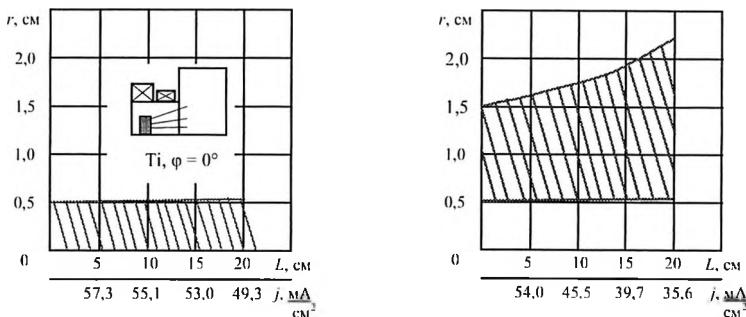


Рис. 3.37. Варианты расчета трубок тока с титанового катода при $\varphi = 0^\circ$

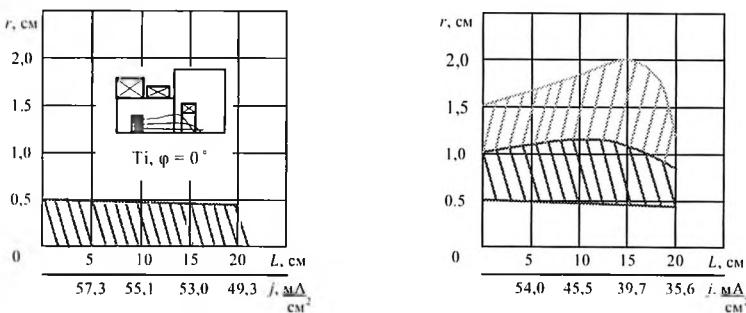


Рис. 3.38. Вариант расчета трубок тока с титанового катода при использовании дополнительного фокусирующего соленоида и при начальных условиях $\varphi = 0^\circ$

Фокусировка плазменного потока при использовании испарителя с магнитным удержанием пятна обуславливает возможность устойчивой работы ускорителя без компенсации внешнего фокусирующего поля в прикатодной области, что приводит к более высокому значению полного ионного тока на выходе системы. Суммарный выходной ионный ток при наличии фокусировки в системе возрастает примерно на 30-40 %.

При разработке конструкций вакуумно-дуговых устройств пытаются устранить все факторы, приводящие к неэффективному использованию плазмообразующего материала. Так, например, в

процессе работы ионный ток регистрируется в области, расположенной ниже рабочей поверхности катода, несмотря на то, что уход катодного пятна на боковую, нерабочую поверхность катода не наблюдается.

Часть плазменного потока отражается от электромагнитного барьера, возникающего в области искривления магнитных силовых линий на границе раздела стабилизирующего и фокусирующего соленоидов (рис. 3.34). Для устранения этого недостатка создано вакуумно-дуговое устройство, магнитная система которого представлена в виде одного соленоида, объединяющего и стабилизирующую, и фокусирующую катушки (рис. 3.39, а).

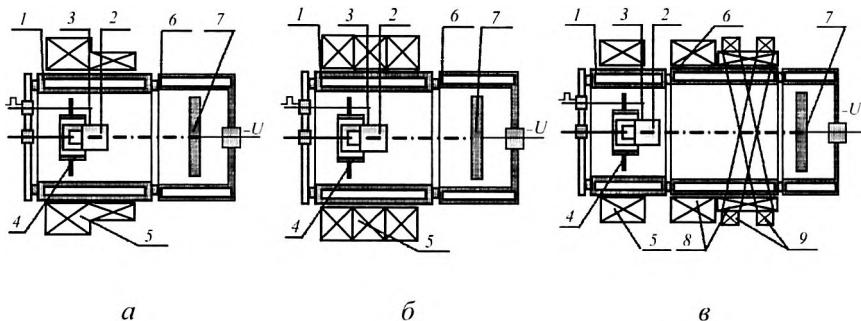


Рис. 3.39. Вакуумно-дуговые устройства, обеспечивающие сканирование плазменного потока по обрабатываемой поверхности:

1 — анод; 2 — катод; 3 — поджигающий электрод;
4 — экран; 5 — магнитная система источника плазмы; 6 — плазмовод; 7 — подложка; 8 — магнитная система транспортировки; 9 — соленоиды

Соленоид расположен с внешней стороны анода так, что выступает за рабочий торец катода на длину, равную двум расстояниям от рабочего торца катода до поджигающего электрода. Число витков на единице длины соленоида в части, охватывающей нерабочую поверхность катода, не менее чем в 2 раза больше, нежели в части, выступающей перед рабочей поверхностью.

Обрабатываемые изделия при этом расположены в вакуумной камере в непосредственной близости от торца анода, стыкующегося с рабочим объемом, где расхождение магнитных силовых линий еще незначительно. Данное преобразование позволило повысить ионный ток на изделие примерно в 5 раз.

С этой же целью может быть использована конструкция, представленная на рис. 3.39, б.

В ряде случаев при использовании плазмооптических фокусирующих систем возникает необходимость видоизменить характер распределения плотности плазменного потока в рабочем объеме. На рис. 3.39, в показано устройство, обеспечивающее сканирование плазменного потока в пределах диаметра выходного отверстия анода и выравнивающее плотность ионного тока. Управление диаграммой направленности плазменного потока осуществляется с помощью магнитной системы отклонения, состоящей из двух обмоток, угол наклона которых $\pm 30^\circ$ относительно оси системы α . Угол отклонения плазменного потока β от оси определяется соотношением между векторами фокусирующего B_ϕ и отклоняющего $B_{\text{от}}$ полей:

$$\beta = \arctg \left(\frac{B_{\text{от}} \sin \alpha}{B_{\text{от}} \cos \alpha + B_\phi} \right) \leq \alpha .$$

Использование данного устройства позволяет получать равномерные по толщине покрытия на подложке с диаметром, равным внутреннему диаметру плазмовода.

3.8. УПРАВЛЕНИЕ ПЛОТНОСТЬЮ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

В основе вакуумно-плазменной технологии лежит процесс формирования покрытий за счет осаждения ионов, обладающих высокой кинетической энергией. В этом случае обрабатываемая поверхность подвергается сильному тепловому воздействию. Для получения пленок высокого качества, с хорошей адгезией и минимальным уровнем

напряжений необходимо, чтобы температура поверхности соотносилась с температурой плавления наносимого материала примерно следующим образом: $T_{\text{пов}} \sim (1/3 \dots 2/3) T_{\text{пл}}$. Данные условия позволяют сформировать переходный слой, устраняющий опасные межфазовые напряжения, связанные с различием кристаллических решеток, и улучшающий прочность (адгезию) соединения (рис. 3.40).

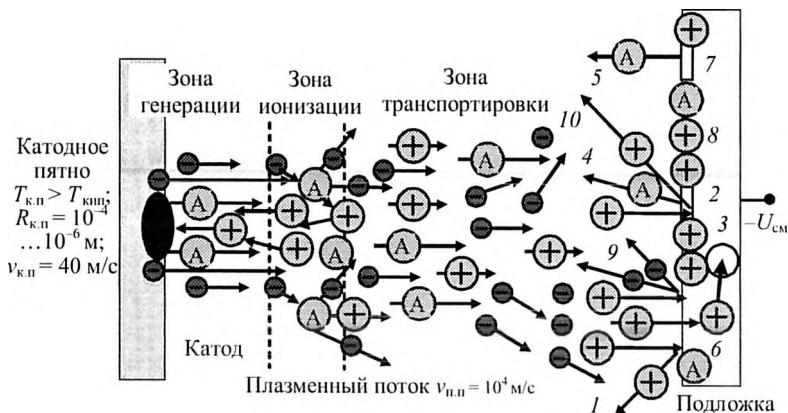


Рис. 3.40. Взаимодействия металлических ионов с поверхностью твердого тела:

- 1 — рассеяние ионов на атомах;
- 2, 3 — поверхностные и внутренние дислокации;
- 4, 5 — физическое и химическое распыление;
- 6 — ионная имплантация;
- 7 — перенос заряда;
- 8 — адсорбция ионов;
- 9 — эмиссия электронов;
- 10 — эмиссия поверхностных ионизированных ионов

Однако выполнение этих условий затрудняет процесс формирования покрытий: например, перегрев диэлектрического образца (или стеклянной подложки) может привести к механическому его разрушению. Для изделий машиностроения на любой стадии обработки температура подложки не должна превышать температуру рекристаллизационного отжига, которая находится в интервале 500-800 К, а при работе с инструментальными материалами (сверла, фрезы) — и еще ниже. Таким образом, тепловой режим обрабатываемой поверхности является определяющим при использовании вакуумно-дуговых

источников плазмы для нанесения покрытий. Данное условие обязывает поддерживать определенную связь между допустимой температурой образца и параметрами плазменного потока в течение всего технологического процесса формирования покрытия.

Для оценки допустимой температуры подложки и плотности плазменного потока следует исходить из следующих предположений: за время напыления t толщина формируемого покрытия $\delta = t v_p$ определяется скоростью роста $v_p = j_i [\chi(W_i) - k(W_i)] / e \xi n_0$, где $\chi(W_i)$ и $k(W_i)$ — коэффициенты аккомодации и распыления, зависящие от энергии частицы W_i . Мощность, выделяющаяся на образце $P_{\text{выд}} = I_i U_{\text{см}}$, отводится излучением $P_{\text{изл}} = \sigma \epsilon (T_{\text{max}}^4 - T_0^4)$.

С использованием данных формул получено выражение для определения скорости роста наносимого материала и выделяющейся при этом мощности, которую деталь может выдержать без перегрева, при максимальной для этого концентрации заряженных частиц:

$$v_p = \frac{n_e}{\xi n_0} \nu_{\text{эфф}} [\chi(W_i) - k(W_i)];$$

откуда

$$n_e \leq \frac{\sigma \epsilon (T_{\text{max}}^4 - T_0^4)}{e U_{\text{см}} \nu_{\text{эфф}}},$$

где T_{max} — максимально допустимая температура поверхности подложки; $\nu_{\text{эфф}} = 0,5 \nu_{is} + \nu_{ll,n} \cos \beta$ — эффективное значение скорости, определяющее ход процесса ионной очистки в металлической плазме и учитывающее ориентацию поверхности в потоке.

Данный подход позволяет получить необходимую концентрацию заряженных частиц и принять решение о необходимости в дальнейшем использовать дополнительные меры по трансформации плазменного потока. Так, для плазменного потока титана: $m_i = 8 \cdot 10^{-26}$ кг; $\nu_{\text{пп}} = 10^4$ м/с; $\nu_{is} = 2,5 \cdot 10^3$ м/с; $\epsilon_r = 0,6$; $T_{\text{max}} = 700$ К; $T_0 = 300$ К;

$U_{\text{cm}} = 1000$ В, для краевых положений поверхности в потоке плазмы, когда нормаль коллинеарна вектору $v_{\text{п.л}}(\beta = 0)$ или когда вектор тангенциален поверхности $v_{\text{п.л}}(\beta > \pi/2)$, были получены следующие значения концентрации заряженных частиц: $n_e \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3} \rightarrow \beta = 0$ и $n_e \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3} \rightarrow \beta = \pi/2$. Отсюда можно оценить длительность процесса очистки обрабатываемой детали.

К отличительным особенностям технологических вакуумно-дуговых источников плазмы следует отнести отсутствие возможности плавно регулировать плотность плазменного потока в процессе формирования покрытия.

Изменять условия конденсации в процессе напыления удается за счет изменения ускоряющего потенциала, задаваемого на подложку и позволяющего регулировать энергию осаждающихся ионов, и частично управлять их плотностью, а, следовательно, и характером протекания технологического процесса, переводя его из режима распыления в режим формирования покрытия.

Предварительная стадия подготовки включает в себя очистку обрабатываемой поверхности потоком ускоренных ионов от адсорбированных и оксидных пленок. Говоря об оксидных пленках, следует подчеркнуть, что после предварительной очистки (механическая обработка, ультразвуковая обработка, обезжиривание) на поверхности успевает образоваться слой оксидов толщиной до $25 \cdot 10^{-10}$ м, а после прогрева в вакууме до температуры конденсации покрытия толщина оксида способна возрасти еще в два раза. Для удаления этих загрязнений необходимо подать на подложку отрицательное напряжение смещения порядка 10^3 В, в результате чего удастся получить чистые, на атомном уровне, поверхности. Установлено, что для получения высоких адгезионных свойств необходимо с помощью ионного распыления снять поверхностный слой толщиной не более $5 \cdot 10^{-6}$ м, так как дальнейшее распыление материала подложки не способствует последующему росту адгезии.

После завершения операции очистки напряжение смещения понижается до величины, определяемой типом обрабатываемого изделия, видом наносимого покрытия и предъявляемыми к ним температурными требованиями.

Особенностью осаждения ионов из плазмы вакуумно-дугового разряда на отрицательно заряженную поверхность является невысокая электрическая прочность системы «подложка – плазма», что требует создания дополнительной защиты цепи отрицательного смещения от возникновения пробоев. Нарушение электрической прочности системы связано с образованием на обрабатываемой поверхности катодных пятен, вызывающих эрозию материала. Вероятность их образования на поверхности образца зависит, в частности, от качества обрабатываемой поверхности, степени ее подготовки, приложенного напряжения и плотности плазменного потока.

Необходимый тепловой режим обрабатываемого изделия и условия, предотвращающие возникновение на нем катодных пятен, могут быть достигнуты за счет устройств, обеспечивающих управление плотностью плазменного потока.

Для ослабления плотности потока используется плазменный аттенюатор, состоящий из набора плоскопараллельных пластин шириной L , расположенных на расстоянии H друг от друга (рис. 3.41). Устройство располагается в рабочем объеме на пути плазменного потока и находится под плавающим потенциалом, что позволяет в процессе работы снизить на него тепловые воздействия.

Положительно заряженная компонента плазменного потока, двигаясь со скоростью порядка 10^4 м/с, обладает высокой проникающей способностью, за счет чего и обеспечивается возможность частичного ее прохождения сквозь объем плазменного аттенюатора, при условии частичного осаждения на его стенах. Поэтому необходимо, чтобы геометрия системы электродов и параметры плазменного потока удовлетворяли следующему условию: $H/2v_{is} \geq L/v_{n.u.}$, т. е. чтобы время достижения заряженными частицами боковых стенок

аттенюатора (за счет наличия ионно-звуковой скорости $v_{\text{is}} = \sqrt{kT_e/m_i}$) было меньше времени прохождения его объема.

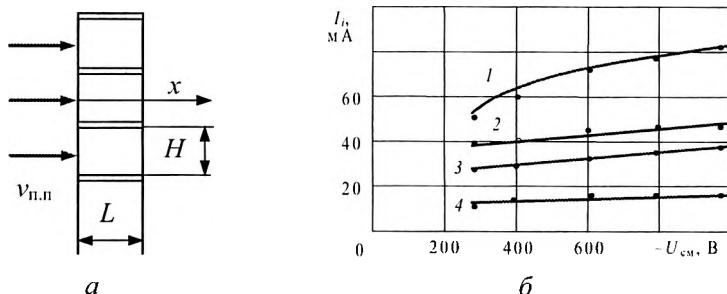


Рис. 3.41. Конструкция плазменного аттенюатора (а) и вольтамперные характеристики (б):

- 1 — плазменный поток без аттенюатора;
- 2 — с аттенюатором $L = 15$ мм, $H = 5$ мм;
- 3 — $L = 35$ мм, $H = 10$ мм;
- 4 — $L = 35$ мм, $H = 5$ мм

Основным параметром, характеризующим прохождение заряженной компоненты плазменного потока, является плотность ионного тока. Коэффициент прозрачности системы определяется отношением ионного тока, измеренного за системой электродов $I_i(L)$, к току этих частиц на входе — $I_i(L = 0)$:

$$\eta = \frac{I_i(L)}{I_i(L = 0)}.$$

Взаимодействие плазменного потока с системой электродов рассматривалось из условия баланса положительно заряженной компоненты:

$$I_i(L) = I_i(L = 0) - \int_S j_i(L) dS,$$

где $j_i(L)$ — плотность тока ионов, нейтрализующихся на поверхности электродной системы.

За системой электродов скорость плазменного потока не изменяется, а изменяется только его плотность. Анализ записанных соотношений для коэффициента прозрачности электродной системы дает следующее решение:

$$\eta = \exp\left(-\frac{v_{is}}{v_{i,n}} \frac{H}{L}\right). \quad (3.18)$$

Сопоставление экспериментальных данных для систем с различной геометрией и расчетных результатов (рис. 3.41, а) свидетельствует о том, что предложенная математическая модель в целом удовлетворительно описывает взаимодействие потока плазмы с системой плоскопараллельных электродов и позволяет с достоверной степенью точности определить коэффициент ослабления для ионной компоненты металлической плазмы, генерируемой вакуумным дуговым разрядом.

Таблица 3.5

Коэффициент ослабления плазменного аттенюатора

№	Экспериментальные значения	Расчетные значения
η_2	0,58–0,64	0,55
η_3	0,53–0,61	0,51
η_4	0,18–0,27	0,25

Для наглядности расчетные (3.18) и экспериментальные значения для коэффициента прозрачности сведены в табл. 3.5. Цифровой индекс у экспериментальных значений η соответствует номеру зависимости на рис. 3.41, б, определяющей геометрию аттенюатора. Разброс экспериментальных значений η , связан с определением прозрачности при минимальном и максимальном напряжении смещения.

Сопоставление приведенных в таблице результатов свидетельствует о том, что предложенная математическая модель с достаточной степенью точности описывает взаимодействие потока плазмы с системой плоскопараллельных пластин и позволяет достоверно определить прозрачность аттенюатора для положительно заряженной компоненты плазменного потока.

Таким образом, предложенное устройство позволяет при обработке изделий в достаточно широких пределах изменять плотность потока металлической плазмы. Предварительная обработка изделий дозированным потоком способствует увеличению адгезии формируемых покрытий за счет равномерного повышения температуры образца, способствующего снятию возникающих напряжений.

При ориентации аттенюатора относительно плазменного потока под некоторым углом α удается добиться частичной очистки плазменного потока от канильной фракции (рис. 3.28, *a*). В этом случае для получения коэффициента прозрачности η , исходили из следующих условий:

$$I_i(L) = I_i(L=0) - \int_S dI_i;$$

$$dI_i = dI_{in} + dI_{i0};$$

$$dI_{in} = en_e(L)v_{n,n}H \operatorname{tg}\alpha dL;$$

$$dI_{i0} = 0,5en_e(L)v_{is}H dL;$$

$$I_i(L=0) = en_e(L)v_{n,n}LH.$$

Система уравнений, сведенная к (3.15), записана для малых углов α . Результатом решения этой системы уравнений является следующее выражение:

$$n_e(L) = n_e(L=0) \exp \left[-\left(\operatorname{tg}\alpha + \frac{v_{is}}{v_{n,n}} \right) \frac{H}{z} \right],$$

где $z = L \cos\alpha$.

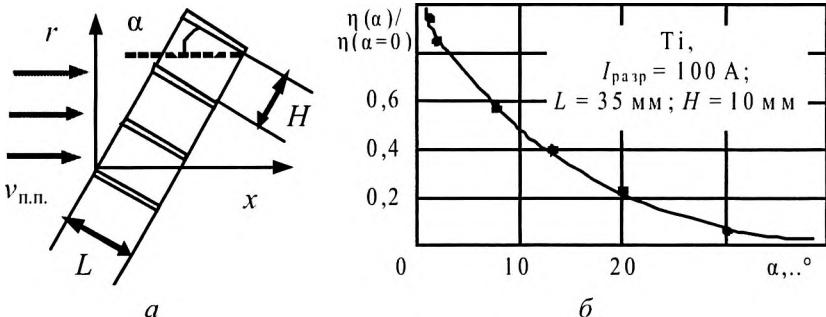


Рис. 3.42. Ориентация электродной системы в плазменном потоке (*а*) и сопоставление экспериментальных данных (точки) по прозрачности электродной системы с расчетным выражением (*б*)

Отсюда для коэффициента прозрачности системы имеем:

$$\eta = \exp \left[-\left(\operatorname{tg} \alpha + \frac{v_{is}}{v_{n,n}} \right) \frac{H}{L \cos \alpha} \right] \quad (3.19)$$

и применительно к геометрии электродной системы (рис. 3.29, *a*):

$$\frac{\eta(\alpha)}{\eta(\alpha=0)} = \exp \left[-\left(\operatorname{tg} \alpha + \frac{v_{is}}{v_{n,n}} \right) \frac{H}{L} \right].$$

Влияние угла наклона электродов на прохождение плазменного потока иллюстрируются расчетными и экспериментальными данными, представленными на рис. 3.42, *б*.

Использование предложенных систем управления плазменного потока с полученными для них математическими моделями (3.18) и (3.19) дает возможность сформировать дозированный плазменный поток, позволяющий согласовать тепловые режимы подложки, как в процессе ионной очистки, так и в процессе формирования покрытия. В этом случае устраняется возможность образования катодных пятен на обрабатываемой поверхности изделий.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Электротехнологические промышленные установки: учебн. пособие / под ред. проф. Фролова В. Я. — СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. 572 с.
- 2 Дресвин С. В., Иванов Д. В. Физика плазмы: учебн. пособие. — СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2013. 544 с.
3. Фролов В. Я., Лисенков А. А. Вакуумно-дуговые устройства: учебн. пособие. — СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2008. 248 с.
4. Фролов В. Я., Лисенков А. А., Барченко В. Т. Физические основы применения низкотемпературной плазмы: учебн. пособие. — СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. 221 с.
5. Фролов В. Я. Исследование энергетических характеристик и тепловых процессов установки контактно-дуговой резки и обработки металлов: учебн. пособие. — СПб.: Нестор, 2002. 118 с.
6. Витлин В. Б., Давыдов А. С. Электрофизические методы обработки в металлургическом производстве. — М.: Металлургия, 1979.
7. Давыдов А. С. Перспективные технологические процессы. Электрофизические и электрохимические методы обработки материалов. — М, 1978.
8. Кочергин К. А. Контактная сварка. — Л.: Машиностроение. 1987.
9. Лившиц Б. Г., Крапошин В. С., Линецкий Я. Л. Физические свойства металлов и сплавов. — М.: Металлургия. 1980.
10. Хольм Р. Электрические контакты. — М.: Иностр. литература. 1961.
11. Веселовский А. Н., Фролов В. Я., Донской А. В. Электродугоконтактная резка металлов. — СПб.: Энергоатомиздат, 1993. 124 с.
12. Дресвин С. В. Основы теории и расчета высокочастотных плазмотронов. — Л.: Энергоатомиздат, 1991. 312 с.
13. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968. 273 с.

14. Сливков И. Н. Электроизоляция в вакууме. М.: Атомиздат, 1972. 256 с.
15. Васильев Г. Ф., Елинсон М. И. Автоэлектронная эмиссия. — М.: Физматгиз, 1958. 250 с.
16. Лукацкая И. А., Раховский В. И., Тимофеева Г. Г. Электрическая дуга низкого давления // Грановский В. Л. Электрический ток в газе. — М.: 1971. Гл. 9. С. 99-141.
17. Эккер Г. Теория катодных явлений // Экспериментальные исследования плазмотронов. — Новосибирск: Наука, 1977. С. 155-207.
18. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме — М.: Наука, 1970. 536 с.
19. Добрецов Л. Н., Гомоюмова М. В. Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966. 564 с.
20. Месяц Г. А. Эктоны. — Екатеринбург: УИФ Наука, 1993. Ч. 2. 244 с.
21. Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колгин Е. А. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве. СПб.: Энергоатомиздат, 2001.
22. Лисенков А. А., Ветров Н. З. Вакуумные дуговые источники плазмы. СПб.: Энергоатомиздат, 2000.
23. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991.
24. Schmitz, H.; Riemann, K.-U.: Analysis of the cathodic region of atmospheric pressure discharges, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35, p. 1727-1735, 2002.
25. Benilov, M.S.; Marotta, A.: A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 28, p. 1869-1882, 1995.
26. Schmitz, H.; Riemann, K.-U.: Consistent analysis of the boundary layer of a saha plasma, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34, p. 1193-1202, 2001.
27. Heberlein, J.; Mentel, J.; Pfender, E.: The anode region of electric arcs: a survey, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43, p. 023001, 2010.

*Фролов Владимир Яковлевич
Урланд Дирк
Лисенков Александр Аркадьевич*

**ФИЗИКА И ДИАГНОСТИКА
НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ**
**ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ
ДУГОВОГО РАЗРЯДА**

Учебное пособие

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
ОК 005-93, т. 2; 95 3005 – учебная литература

Подписано в печать 30.12.2013. Формат 60×84/16. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 12,5. Тираж 76. Заказ 11402б.

Отпечатано с готового оригинал-макета, предоставленного авторами,
в типографии Издательства Политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 550-40-14.
Тел./факс: (812) 297-57-76.

