

**ПРИОРИТЕТНЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ «ОБРАЗОВАНИЕ»
РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ДРУЖБЫ НАРОДОВ**

**В.В. АНДРЕЕВ, А.А. БАЛМАШНОВ,
Ю.А. ЛЕБЕДЕВ, А.И. МОРОЗОВ,
А.А. СКОВОРОДА**

**ФИЗИКА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА
И ЕЕ СОВРЕМЕННЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ**

Учебное пособие

**Москва
2008**

Предисловие

Курс лекций по физике газового разряда предназначен для студентов первого года обучения в магистратуре, обладающих знаниями по физике и математике в объеме программы бакалавриата факультета физико-математических наук РУДН. Он направлен на углубленное изучение кинетических процессов, протекающих в плазменных средах, основных типов устройств, реализующих газовый разряд, явлений, возникающих в приэлектродных областях, плазмохимических процессов применительно к современным технологиям.

Лекционный курс поддерживается практической работой учащихся в специализированных лабораториях, где они получают навыки работы с современными средствами диагностики плазмы, формируемой источниками плазмы различного типа и компьютерными методами обработки результатов измерений.

В учебно-методический комплект по курсу входят рабочая программа и учебно-методическое пособие (в твердой копии и электронной). Комплект включает теоретический курс, задания для самостоятельного изучения материала и самоконтроля, список лабораторных работ и тем курсовых работ. Электронная версия курса поддерживается различными приложениями, необходимыми для полного освоения лекционного материала.

ВВЕДЕНИЕ

Возрастающий интерес к процессам, протекающим в плазменных средах, обусловлен постоянным расширением областей их использования в различных сферах деятельности человека. Если первоначально (середина прошлого века) практически все усилия были сосредоточены на исследованиях космической плазмы и решении проблем, связанных с получением управляемого термоядерного синтеза, то в настоящее время уже нельзя представить без ее использования полупроводниковые технологии, технологии, связанные с упрочнением деталей машин и механизмов различного назначения, космические технологии, технологии создания новых и модификации характеристик известных материалов. В частности, преимущества использования низкотемпературной плазмы в химической технологии перед традиционной технологией определяются высоким уровнем энергии, вкладываемой в систему, что ведет к увеличению скоростей протекания процессов и к уменьшению размеров химического реактора, к одностадийности большинства процессов, к возможности получения новых материалов, обладающих уникальными свойствами, к возможности переработки сырья, плохо поддающегося переработке традиционными методами, к возможности замены ряда экологически опасных химических процессов на безопасные. Кроме этого плазмохимия позволяет существенно улучшить существующие технологические процессы. Представляет несомненный интерес применение газового разряда в процессах создания наноструктур различного характера, образований, перспектива использования которых настолько широка, что, как предполагается, она существенно ускорит научно-технический прогресс.

Все это позволяет утверждать, что плазмохимический подход уже сейчас становится основой новых технологий XXI века.

В данном пособии изложение материала построено по традиционной схеме. В первой главе представлены основные кинетические процессы, протекающие в газоразрядной плазме, рассмотрены основы физики столкновительных процессов, дрейф и диффузия заряженных частиц в плазме, процессы, ведущие к образованию и гибели заряженных частиц, термодинамические и транспортные свойства равновесной плазмы.

Вторая глава посвящена теории пробоя газов и изучению типов газовых разрядов. Рассматриваются тлеющий, дуговой, стримерный, искровой и коронный разряды, а также разряды в переменных полях: высокочастотные и СВЧ-разряды.

В третьей главе изложен материал, связанный с взаимодействием плазмы с поверхностями. Рассматриваются переходные слои в плазме, процесс на поверхностях и пылевая плазма.

Описания генераторов плазмы, ионных и плазменных двигателей космических аппаратов, а также современные приложения физики газового разряда в решении экологических проблем, обработке поверхностей, синтезе новых материалов, в реализации процесса плазменного катализа и в плазменно-энергетических технологиях изложены в четвертой главе.

Организационно-методическое построение курса.

Курс состоит из лекций и практических занятий (лабораторных работ), предусмотрено выполнение контрольного практического задания или курсовой работы (по выбору). Поскольку программа курса предусматривает изучение большого количества вопросов, часто составляющих содержание отдельных курсов, то из-за ограниченного объема часов рассматриваются лишь те вопросы, которые способствуют пониманию основ кинетических процессов, протекающих в газоразрядной плазме, принципа работы основных типов источников плазмы, процессов протекающих на поверхностях и плазмохимических приложений. Курс предполагает знание учащимися материала, входящего в учебный план обучения бакалавра классического университета по направлению подготовки – физика.

Лекции построены на принципе последовательного изложения материала и реализуют непрерывную подготовку в рамках учебной программы в условиях межпредметных взаимосвязей. Лекции проходят с демонстрацией иллюстративного видеоматериала (слайдов и т.п.), с использованием мультимедийного проекционного оборудования, с демонстрацией газоразрядных процессов на действующих лабораторных стендах.

Освоив курс, студент должен: знать основные кинетические процессы протекающие в газовом разряде, основные способы создания плазмы и ее характеристики, процессы, сопровождающие взаимодействие плазмы с поверхностями, плазмохимические процессы применительно к современным технологиям, получить практические навыки работы с основными средствами диагностики параметров плазмы с использованием современных способов их обработки.

Для закрепления студентами полученных знаний студент должен выполнить за семестр 7 лабораторных работ и контрольное практическое задание или курсовую работу по выбору.

Лабораторное занятие - практическое учебное занятие, проводимое в учебных лабораториях с целью углубления знаний и приобретения навыков постановки и проведения эксперимента в области изучаемой дисциплины. Объектами изучения при проведении лабораторных занятий являются газоразрядная плазма, системы диагностики параметров плазмы, программное обеспечение обработки экспериментальных результатов. Практические лабораторные занятия проводятся в три этапа:

1. допуск к выполнению - проверка преподавателем самостоятельной работы студента, т.е. персональная проверка знаний вопросов связанных с тематикой предстоящей практической работы, подготовленных согласно методическим рекомендациям и предложенной литературе;
2. непосредственное проведение экспериментальных исследований, самостоятельная обработка результатов измерений, подготовка и написание отчета, согласно методическим требованиям;
3. обсуждение индивидуальных отчетов студентов по выполненной теме.

Контрольное практическое задание – самостоятельная учебная работа, направленная на постановку физического эксперимента, связанного с модернизацией и совершенствованием работ специального лабораторного практикума. Отчет по контрольному практическому заданию должен представлять собой заверченный материал, в котором представлены результаты самостоятельной работы студента по разработке и постановке новых упражнений лабораторного практикума, по совершенствованию постановки эксперимента, разработки новых схем измерений, повышения

точности измерений или обработки экспериментальных данных и содержать авторское видение поставленной задачи. Объектом исследований при выполнении контрольного практического задания являются лабораторные стенды специального практикума сопутствующего курсу лекций «Физике газового разряда и его современные приложения».

Курсовая работа представляет собой самостоятельную учебную работу – первое научное исследование, в которой студентом раскрываются теоретические и практические проблемы избранной темы. Курсовая работа должна представлять законченный материал, в котором представлены результаты, раскрывающие закономерности взаимосвязи между изучаемыми явлениями, процессами и содержать авторское видение решения поставленной задачи. Объектами исследований при выполнении курсовой работы являются процессы протекающие в газоразрядной плазме и источники плазмы различного практического назначения. Результаты курсовой работы могут являться частью будущей магистерской диссертации.

Глава 1. Кинетические процессы в газовом разряде

1.1. Основы физики столкновительных процессов в газовом разряде

- 1.1.1. Эффективное сечение взаимодействия, средняя длина свободного пробега и средняя частота столкновений частиц
- 1.1.2. Эффективное сечение упругого рассеяния электрона
- 1.1.3. Дифференциальное сечение и угловое рассеяние
- 1.1.4. Транспортное сечение и потеря импульса при столкновениях
- 1.1.5. Потеря энергии электронами при упругих столкновениях
- 1.1.6. Поляризационное сечение взаимодействия ионов с нейтральными частицами
- 1.1.7. Взаимодействие ионов с дипольными молекулами
- 1.1.8. Резонансная перезарядка
- 1.1.9. Кулоновские столкновения заряженных частиц
- 1.1.10. Обмен энергией и релаксация энергии при столкновении частиц
- 1.1.11. Неупругие столкновения электронов с атомами и молекулами

Столкновение частиц может быть упругим и неупругим.

При упругих столкновениях внутренняя энергия частиц остается неизменной до и после их взаимодействия. При неупругих столкновениях внутренняя энергия и состояние одной частицы (реже обеих) изменяются. Неупругие столкновения подразделяются на два типа:

- **неупругие столкновения первого рода**, которые сопровождаются увеличением внутренней энергии одной, реже обеих, частиц (возбуждение электронных состояний атомов или молекул, их ионизация, вращение и т.д.)
- **неупругие столкновения второго рода** (сверхупругие) – столкновение частицы с другой, уже возбужденной частицей, приводящее к дезактивации последней – энергия возбуждения переходит в кинетическую энергию поступательного движения.

1.1.1. Эффективное сечение взаимодействия, средняя длина свободного пробега и средняя частота столкновений частиц

В общем случае **эффективное сечение взаимодействия** (σ) зависит от типа взаимодействующих частиц, их энергии и определяет вероятность протекания того или иного процесса.

Для различных процессов (перезарядка, ионизация, возбуждения различного типа, рекомбинация и т.д.) σ различно (см. [прил. 1.1](#)).

Эффективное сечение взаимодействия для каждого процесса может быть вычислено теоретически, однако, как правило, конкретные цифры для него берут из экспериментов по определению этой величины. В литературе часто используют понятие большое или маленькое сечение взаимодействия. В этом случае сравнение производится с газокинетическим сечением $\sigma_0 = \pi d_0^2$,

где d_0 – эффективный диаметр молекулы, которое характеризует вероятность газокинетических столкновений молекул в газе (см. [прил. 1.2](#)).

Сечение взаимодействия и концентрация частиц мишеней (n_m) определяют вероятность взаимодействия ($\omega(x)$):

$$\omega(x) = 1 - \exp\{-n_m \cdot \sigma \cdot x\} = 1 - \exp\left\{-\frac{x}{\lambda}\right\}, \quad (1.1)$$

где x – длина пути частицы вдоль траектории движения.

Величина $\lambda = (n_m \sigma)^{-1}$ называется [средней длиной свободного пробега](#); $\tau = \frac{\lambda}{V}$, (где V - скорость налетающей частицы) – [средним временем свободного пробега](#), $\nu = \tau^{-1} = V n_m \sigma$ – [средней частотой столкновений](#).

Очевидно, при нахождении величин λ, τ, ν необходимо проводить усреднение по скоростям частиц мишеней, однако, если скорость налетающей частицы значительно больше скорости частицы мишени, то усреднение можно не проводить. Например, при электрон-атомном столкновении, если энергия электрона равна энергии атома, отношение их скоростей составляет величину $\frac{V_e}{V_A} \approx 42,8 \sqrt{\frac{M}{M_p}}$, где M – масса тяжелой частицы (атом), M_p – масса протона.

Если газ состоит из частиц различного сорта, то

$$\nu = \sum_n V \cdot n_{m,n} \cdot \sigma_n, \quad \lambda = \frac{1}{\sum_n n_{m,n} \sigma_n}. \quad (1.2)$$

Существенно, что поведение свободных электронов определяет [электропроводность](#) среды, способность поглощать энергию электрического и электромагнитного полей. При этом ионы, так как их масса значительно больше массы электронов, играют, как правило, второстепенную роль.

Для электронов обычно доминируют упругие столкновения, приводящие к изменению направления их движения, над неупругими. Поэтому именно частота упругих столкновений электронов с атомами, молекулами, ионами определяет скорость их диффузии.

1.1.2. Эффективное сечение упругого рассеяния электрона

Эффективное сечение упругого рассеяния электрона (σ_e) зависит от его скорости и определяется характером его взаимодействием с полем атома (молекулы). Теоретический расчет этой величины производится с использованием квантомеханических моделей, так как длина волны де Бройля электрона $\bar{\lambda} = \frac{h}{mV_e}$, где h – постоянная Планка, m – масса электрона, может быть сравнима с характерными размерами, на которых меняются силы, действующие на частицу. В этом случае волновые свойства движущегося электрона проявляются в полной мере. Так у некоторых атомов и молекул наблюдается глубокий минимум сечения столкновения в области энергий 0,1 – 1,0 эВ. Это эффект Рамзауэра (1923 г.), заключающийся в том, что “волна движения” электрона ([де Броль](#)) и потенциальное поле атома (молекулы), на котором происходит рассеяние, интерферируют и интенсивность рассеянной волны, которая и определяет вероятность (сечение) рассеяния, оказывается очень малой (см. [прил. 1.3](#)).

В области десятков электрон-вольт сечение упругого рассеяния всегда уменьшается с ростом энергии электронов (W_e).

1.1.3. Дифференциальное сечение и угловое рассеяние

Дифференциальное сечение рассеяния ($d\sigma$) определяет вероятность рассеяния частиц (электронов) в определенный интервал углов $\chi, \chi + d\chi$

$$d\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, (1.3)$$

где Ω – телесный угол. Так как $d\Omega = 2\pi \sin(\chi)d\chi$, то

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\rho_0(\chi)}{\sin \chi} \right) \left| \frac{d\rho_0(\chi)}{d\chi} \right|, (1.4)$$

здесь $\rho_0(\chi)$ – [прицельный параметр](#).

Полное сечение упругого рассеяния (σ_c) определяется интегрированием дифференциального сечения по всему телесному углу:

$$\sigma_c = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. (1.5)$$

При угловом рассеянии проявляется эффект Рамзауэра (см. [прил. 1.4](#)).

1.1.4. Транспортное сечение и потеря импульса при столкновениях

Транспортное сечение (σ_{tr}) определяет вероятность направленного движения частиц и характеризует изменение импульса частицы в определенном направлении:

$$\sigma_{tr} = \sigma_c(1 - \langle \cos \gamma \rangle), (1.6)$$

где γ – угол между векторами скоростей частицы до и после упругого столкновения, а величина $\cos \gamma$ в представленном выражении усреднена по телесному углу с учетом углового распределения рассеяния. При этом выражение для *эффективной частоты столкновений* принимает вид

$$\nu_m = n_m V \sigma_{tr} = \nu_c(1 - \langle \cos \gamma \rangle), (1.7)$$

где ν_c – эффективная частота упругих столкновений, а потеря импульса данной частицей, электроном, определяется выражением (см. [прил. 1.5](#))

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = -m\vec{V}(1 - \langle \cos \chi \rangle) \nu_c = -m\vec{V} \nu_m = -\vec{P}_1 \nu_m. (1.8)$$

В общем случае уравнение, описывающее скорость потери импульса частицей, движущейся газовой среде, имеет вид

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = - \left\langle n_m m' \vec{V}' V' \int (1 - \cos \gamma) \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \right\rangle, (1.9)$$

где \vec{V}' – скорость относительного движения сталкивающихся частиц, усреднение проводится по скоростям рассеивающих центров, m' – [приведенная масса](#).

Если скорость налетающей частицы достаточно велика, то необходимость усреднения по скоростям частиц мишени отпадает. В этом случае получаем

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = - \frac{m_m}{m_1 + m_m} \vec{P}_1 \nu_m, (1.10)$$

где m_m – масса частицы мишени.

Видно, что легкая частица в среде тяжелых частиц ($m_1 \ll m_m$) быстро теряет свой импульс, практически за одно эффективное столкновение. Если $m_1 \gg m_m$, то потеря импульса происходит медленно.

1.1.5. Потеря энергии электронами при упругих столкновениях

Этот вопрос является очень важным для одноатомных газов, где, по существу, потеря энергии при упругих столкновениях является единственным механизмом передачи энергии от электрона, приобретающего ее от электрического поля, к тяжелым частицам. Скорость этих потерь определяет отрыв температуры электронов от температуры газа, а скорость обмена энергией – время выравнивания температур.

Для частного случая рассеяния электрона на тяжелой неподвижной частице с массой M , уравнение, описывающее изменение энергии, имеет вид (см. [прил. 1.6](#))

$$\frac{dW_e}{dt} = - \frac{2m}{M} (1 - \langle \cos \gamma \rangle) \cdot W_e \nu_c = - \frac{2m}{M} W_e \nu_m. (1.11)$$

Представленное выражение показывает, что за каждое эффективное столкновение электрон теряет $\frac{2m}{M}$ часть своей энергии, а так как $m \ll M$ – возникает анизотропия электронной температуры и температуры газа.

Термодинамическое равновесие в газовом разряде является результатом релаксации энергии в поступательных степенях свободы движения частиц. Если скорости частиц газа № 1 и № 2 имеют максвелловское распределение ([Максвелл](#)) с одинаковыми температурами, то, независимо от закона взаимодействия, состояние системы стационарно, т.е. $\frac{d\bar{W}_{1,2}}{dt} = 0$.

Если средние энергии движения частиц разные, а эффективная частота столкновения не зависит от скорости, то

$$\frac{d\bar{W}_{1,2}}{dt} = - \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} (\bar{W}_1 - \bar{W}_2) \nu_m (1.12)$$

и имеет место тенденция к выравниванию средних энергий (температур). При этом, как видно из представленного выражения, скорость выравнивания температур пропорциональна их разности.

Характерное время обмена энергией (время релаксации)

$$\tau_W = \frac{(m_1 + m_2)^2}{2m_1 m_2 \nu_m}. \quad (1.13)$$

Это время тем меньше, чем меньше различие в массах взаимодействующих частиц.

Необходимо отметить, что более энергетичная частица может приобретать энергию от менее энергетичной, но вероятность этого мала, однако именно это является причиной установления распределения Максвелла.

1.1.6. Поляризационное сечение взаимодействия ионов с нейтральными частицами

Ион, приближаясь к молекуле, поляризует ее своим кулоновским полем и сам испытывает действие наведенного в молекуле дипольного момента.

Находясь на расстоянии r от молекулы, однозарядный ион своим электрическим полем ($E \sim \frac{e}{r^2}$) индуцирует в молекуле дипольный момент $d = \frac{\alpha \cdot e}{r^2}$, где α – поляризуемость молекулы, d направлен вдоль линии, соединяющей центры частиц. Характер взаимодействия – всегда притяжение.

Электрическое поле в точке, где находится ион, равно $\frac{2d}{r^3} = 2\alpha \frac{e}{r^5}$. При этом энергия взаимодействия $U = -\alpha \frac{e^2}{2r^4}$ и всегда отрицательна.

Вычисления показывают, что в рассматриваемом случае

$$\sigma_{tr} = 2\sqrt{2\pi} a_0^2 \sqrt{\frac{\alpha \cdot I_H}{a_0^3 \cdot W'}}, \quad (1.14)$$

где $a_0 = \frac{h^2}{m e^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ – Боровский радиус (**Бор**), $I_H = \frac{e^2}{2a_0} = 13,6 \text{ эВ}$ – [потенциал ионизации](#) водорода, W' – кинетическая энергия иона относительно молекулы.

Для поляризационного сечения характерно $\sigma_{tr} \sim \frac{1}{W'}$. Для медленных ионов σ_{tr} велики, они значительно превышают газокинетические сечения. Для быстрых ионов есть некоторая критическая энергия ($W'_{кр}$), начиная с которой $\sigma_{tr} \approx \text{const}$ (см. [прил. 1.7](#)).

1.1.7. Взаимодействие ионов с дипольными молекулами

Несимметричные молекулы обладают постоянным дипольным моментом d_c . Таким образом, в этом случае, на ион, со стороны молекулы, действуют поля постоянного и индуцированного моментов, определяющие транспортное сечение.

Энергия взаимодействия иона с постоянным диполем зависит от его ориентации, но, так как $U \sim \frac{e d_c}{r^2}$ и, следовательно, $F \sim \frac{e d_c}{r^3}$, транспортное сечение по порядку величины можно считать равным

$$\sigma'_{tr} \sim \frac{\pi e d_c}{W'} = 2\pi a_0^2 \frac{d_c}{e a_0} \cdot \frac{I_H}{W'}, (1.15)$$

т.е. $\sigma'_{tr} \sim (V')^{-2}$, в то время как индуцированный момент $\sigma_{tr} \sim (V')^{-1}$.

Следовательно,

- для медленных ионов более сильное воздействие оказывает собственный момент молекулы,
- для быстрых ионов – наведенный момент доминирует.

Энергия относительного движения (W'_0), при которой поляризационное сечение (σ_{tr}) становится равным сечению взаимодействия с дипольной молекулой (σ'_{tr}), равна:

$$W'_0 \cong I_H \left(\frac{d_c}{e a_0} \right)^2 \left(\frac{2\alpha}{a_0^3} \right). (1.16)$$

Расчеты показывают, что в молекулах CO и NO $W'_0 \cong 10^{-2}$ эВ – эта величина меньше, чем тепловая энергия ионов, следовательно, для них доминируют поляризационные силы.

Для паров воды, молекулы которой обладают большим дипольным моментом, $W'_0 \cong 2,3$ эВ, если тепловая энергия ионов меньше W'_0 , что типично для разрядных процессов, доминирует действие собственного дипольного момента.

1.1.8. Резонансная перезарядка

Ион, движущийся в газовой среде, может отобрать у электрически нейтрального атома внешний электрон, при этом он сам становится нейтральной частицей, а атом однозарядным ионом. Вероятность этого процесса достаточно велика при движении иона в собственном газе. В этом случае процесс называется резонансной перезарядкой. Резонансная перезарядка определяет подвижность иона в электрическом поле и коэффициент диффузии, является причиной понижения температуры ионной компоненты плазмы и нагрева фонового газа.

Теоретические исследования показывают, что сечение резонансной перезарядки слабо зависит от скорости ионов и увеличивается с ее уменьшением по логарифмическому закону (см. [прил. 1.8](#)).

Резонансная перезарядка может происходить на больших расстояниях в условиях, когда обмена импульсами и энергией не происходит. Вновь образованный ион начинает свое движение с той скорости, которой он обладал, будучи нейтральной частицей. При наличии внешнего электрического поля он начинает ускоряться, а вновь образованный нейтрал, прежний ион, перестает взаимодействовать с ним и выносит энергию из плазмы.

Все это справедливо и для отрицательных ионов.

1.1.9. Кулоновские столкновения заряженных частиц

Кулоновские силы ([Кулон](#)) изменяются в пространстве по закону r^{-2} , а энергия взаимодействия $U \sim r^{-1}$. Эти силы имеют наибольшее дальнее действие. Сечение кулоновских столкновений значительно больше газокинетического.

Только при низкой степени ионизации существенную роль в дрейфе и диффузии играют столкновения частиц плазмы с частицами фонового газа. При степени ионизации $10^{-4} - 10^{-2}$ начинают доминировать кулоновские столкновения.

Выражение для дифференциального сечения кулоновских столкновений ($d\sigma_k$) (формула [Резерфорда](#)) имеет вид

$$d\sigma_k = \frac{d\sigma_k}{d\Omega} d\Omega = \left(\frac{e^2}{4W'} \right)^2 \left(\frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\chi}{2}\right)} \right). \quad (1.17)$$

Для кулоновского рассеяния характерны:

- быстрый рост $d\sigma_k$ при уменьшении угла рассеяния (закон Резерфорда),
- обратная пропорциональность $d\sigma_k$ квадрату энергии относительного движения.

Формула Резерфорда применима к рассеянию:

- легких частиц тяжелыми (электронов на ионах),
- частиц с одинаковыми массами (электрон – электрон, ион – ион),
- в случае, если длина волны де Бройля ($\bar{\lambda} = \frac{h}{m'V'}$) значительно меньше характерного масштаба действия кулоновского поля ($\bar{\lambda} \ll r_0$).

За характерный масштаб действия кулоновского поля r_0 принимается расстояние, на котором потенциальная энергия взаимодействия ($\frac{e^2}{r_0}$) сравнима с кинетической энергией относительного движения ($\frac{m'V'^2}{2}$). Величина r_0 называется **кулоновским радиусом**:

$$r_0 = \frac{e^2}{m'V'^2}. \quad (1.18)$$

Указанное выше условие ($\bar{\lambda} \ll r_0$) фактически ограничивает кинетическую энергию частиц, для которых применима формула Резерфорда

$$W' \ll \frac{m'e^4}{2\hbar^2}. \quad (1.19)$$

Для электрона в поле иона ($m' = m$) в последнем выражении справа имеем потенциал ионизации водорода. Таким образом, для энергии электрона имеем как условие $W_e \ll I_H = 13,6\text{эВ}$.

Для ионов формула Резерфорда справедлива до энергий в десятки кэВ.

Для кулоновских столкновений транспортное сечение может быть найдено из выражения

$$\sigma_{tr,k} = \pi \frac{e^4}{W'^2} \int_a^b \frac{\sin(\chi)}{4 \sin^2\left(\frac{\chi}{2}\right)} d\chi, \quad (1.20)$$

в котором пределы интегрирования следует определить согласно процессу взаимодействия: необходимо учесть наличие кулоновского радиуса и дебаевского радиуса экранирования (λ_D) ([Дебай](#)).

С учетом вышесказанного, формально может быть получено выражение

$$\sigma_{tr,k} \approx \pi \frac{e^4}{W'^2} \int_{r_0}^{\lambda_D} \frac{d\rho_0}{\rho_0} = \pi \frac{e^4}{W'^2} \ln \Lambda, \quad (1.21)$$

где $\Lambda = \frac{\lambda_D}{r_0}$.

Видно, что кулоновское транспортное сечение представляет собой площадь круга с радиусом, примерно равным удвоенному кулоновскому $\frac{\pi e^4}{W'^2} = \pi(2r_0)^2$, а эффект “далеких столкновений” (малые углы рассеяния), дающий существенный интегральный эффект, учитывается логарифмическим множителем $\ln\left(\frac{\lambda_D}{r_0}\right) = \ln \Lambda$, который называется *кулоновским логарифмом* (см. [прил. 1.9](#)).

Кулоновское транспортное сечение (см. (1.21)) изменяется как V^{-4} , следовательно, частота кулоновских столкновений $\nu_k \sim V \sigma_{tr,k} \sim V^{-3}$. С уменьшением скорости она растет настолько быстро, что если ее усреднять с учетом максвелловского распределения по скоростям, которое при малых скоростях пропорционально $V^2 dV$, то результат интегрирования до $V = 0$ окажется логарифмически расходящимся. Это является следствием предположения о том, что медленные частицы могут рассеиваться на очень больших расстояниях. Однако необходимо учитывать поляризационные эффекты, пространственный масштаб которых определяется Дебаевским радиусом экранирования. Следствием этого является то, что $\sigma_{tr,k}$ для сколь угодно медленных частиц не превышает величины порядка газокинетического сечения (σ_0). Поэтому, при усреднении по максвелловскому распределению, следует ограничиться некоторой минимальной величиной скорости, при которой $\sigma_{tr,k} \approx \pi d_0^2$.

Все процессы, которые зависят от кулоновских столкновений (диффузия, дрейф в электрическом поле, обмен энергией и т.д.), в основном определяются тепловыми скоростями, поэтому выражения для ν_k и λ_k удобно представить в виде зависимостей $\nu_k = f(T_e)$ и $\lambda_k = f(T_e)$ (см. [прил. 1.10](#)).

1.1.10. Обмен энергией и релаксация энергии при столкновении частиц

Столкновения электронов, а также ионов между собой сопровождаются существенным обменом энергии и их эффективность может значительно превышать эффективность столкновений с нейтральными частицами. Поэтому в электронном или в ионном газах быстро устанавливается максвелловское распределение с температурами T_e и T_i . При этом характерные времена релаксации энергии (τ_w) обратно пропорциональны частотам электрон-электронных (ν_{ee}) и ион-ионных (ν_{ii}) столкновений.

При электрон-ионных столкновениях обмен энергией идет на уровне $\frac{M_+}{m}$ и характерное время обмена энергией составляет $\frac{M_+}{m} \frac{1}{\nu_{ei}}$, где M_+ – масса иона, ν_{ei} – частота электрон-ионных столкновений.

Если $T_e \gg T_i$ и происходят упругие столкновения с неподвижными ионами, то:

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e}{\tau_W}, (1.22)$$

Следует отметить, что в общем случае

$$\frac{dT_e}{dt} = -(T_e - T_i) \cdot \frac{1}{\tau_W}. (1.23)$$

Этот результат был получен в 1936 году [Л.Д. Ландау](#).

Величины τ_W и $\nu_W = \frac{1}{\tau_W}$ могут быть выражены через ν_{ei} и $\tau_{ei} = \frac{1}{\nu_{ei}}$. При $m' = m$, $T_e = T_i$ и $n_e = n_+$ имеем

$$\tau_W = \frac{M_+}{2m} \sqrt{\frac{\pi}{6}} \tau_{ei}; \quad \nu_W = \frac{2m}{M_+} \sqrt{\frac{6}{\pi}} \nu_{ei}, (1.24)$$

$$\tau_W = \frac{3,15 \cdot 10^8 A_i \cdot (T_e [\text{эВ}])^{\frac{3}{2}}}{n_+ \ln \Lambda} [c], (1.25)$$

где A_i – атомная масса иона.

Если $A_i = 39,9 A_r$, $T_e = 10^4 \text{К}$, $n_+ = 10^{15} \text{см}^{-3}$, то $\tau_W = 1,7 \text{мкс}$.

1.1.11. Неупругие столкновения электронов с атомами и молекулами.

Потенциал и сечение ионизации

Ионизация атомов и молекул электронами является главным механизмом рождения зарядов в газовом разряде.

Потенциал ионизации (I) – это величина равная работе, которая должна быть совершена, чтобы оторвать электрон от атома, молекулы, иона.

Среди атомов и молекул самый высокий потенциал ионизации у He, самый низкий – у Cs (см. [прил. 1.11](#)).

Сечение ионизации (σ_i) вблизи порога ионизации ($W_e = I + 1 \text{эВ}$), примерно на два порядка меньше сечения упругих соударений электронов. В максимуме сечение ионизации обычно в два или несколько раз меньше сечения упругих соударений при той же энергии электронов. Это значит, что перед актом ионизации электрон испытает много упругих столкновений.

В общем случае ионизация атомов электронным ударом – процесс квантовый. Однако согласующиеся с экспериментом сечения ионизации для водорода и водородоподобных атомов могут быть рассчитаны по **формуле Томсона** (1912 г.):

$$\sigma_i = 4\pi a_0^2 \left(\frac{I_H}{W_e} \right)^2 \left(\frac{W_e - I}{I} \right). \quad (1.26)$$

Вблизи порога ионизации $W_e \geq I$

$$\sigma_i = C_i (W_e - I),$$

где $C_i = \left(\frac{4\pi a_0^2}{I} \right) \left(\frac{I_H}{I} \right)^2$.

При этом максимальное сечение ионизации определяется выражением

$$\sigma_i^{\max} = \pi a_0^2 \left(\frac{I_H}{I} \right)^2 = \frac{1}{4} C_i I = 0,88 \cdot 10^{-16} \left(\frac{I_H}{I} \right)^2 \text{ см}^2 \quad (1.27)$$

Ступенчатая ионизация

Ионизация возбужденного атома – это заключительный акт **ступенчатой ионизации**, первый этап которой состоит в возбуждении атома одним или несколькими его столкновениями с электронами, второй в ионизации электронным ударом.

Процесс ступенчатой ионизации конкурирует с процессом ионизации из основного состояния, так как

- для возбуждения атома и отрыва электрона с возбужденного уровня требуются меньшие энергии, чем для прямой ионизации из основного состояния,
- сечение ионизации возбужденного атома достаточно велико – больше сечения ионизации из основного состояния.

В процессе ступенчатой ионизации существенную роль могут играть частицы, находящиеся в **метастабильном состоянии**. У метастабильных частиц вероятность перехода в нижнее энергетическое состояние мала, частица в возбужденном состоянии находится до тех пор, пока она не дезактивируется ударом электрона, атома, молекулы или не перейдет в более высокое состояние возбуждения, или не ионизируется. В сильно разреженных газах время существования частиц в метастабильном состоянии может быть значительно больше времени высвечивания и достигать секунд, тогда как обычные возбужденные атомы и молекулы “высвечиваются” через $10^{-9} - 10^{-7}$ с, если ранее не будут дезактивированы. Самый нижний из неметастабильных уровней называется **резонансным**.

В плазменной среде возможен процесс, при котором возбужденный атом излучает квант энергии и возвращается в основное состояние. Этот квант с большой вероятностью может быть поглощен соседним атомом. Возникает резонансное поглощение-возбуждение, что приводит к блужданию (диффузии) резонансного излучения. Этому процессу, в определенной степени, препятствует дезактивация (тушение) резонансно возбужденных атомов ударами второго рода.

Эффективное сечение возбуждения $\sigma_x(W)$ зависит от энергии электрона подобно сечению ионизации, только его максимум расположен ближе к пороговому значению. Процесс возбуждения носит сугубо квантовый характер.

Измерить на опыте или рассчитать теоретически процессы возбуждения и дезактивации достаточно трудно, поэтому используют **принцип детального равновесия**, заключающийся в том,

что в условиях полного термодинамического равновесия скорости строго взаимно прямых и обратных процессов одинаковы.

Ионизация ионов

Энергия связи электронов в ионах больше чем в нейтральных атомах и возрастает с увеличением заряда иона. Например, в водородоподобном ионе, в системе состоящей из атомного ядра с зарядом Ze и электрона (He^+ , Li^{2+} , Be^{3+}) потенциал ионизации $I_Z = Z^2 I_H$, при этом $C_i \sim Z^{-6}$, а $\sigma_{\max} \sim Z^{-4}$.

Возбуждение молекулярных уровней и вращательных степеней свободы движения молекул

Этот процесс существенен при разрядах в молекулярных газах и является главным механизмом передачи энергии от электронов к молекулам. В частности, он лежит в основе работы лазеров на N_2 и CO_2 . Возбуждение молекул является следствием столкновения частиц (удар адиабатический, резкий, резонансный), а также может являться результатом захвата молекулой электрона с образованием отрицательного иона с последующим его распадом (см. [прил. 1.12](#)).

Возбуждение вращательных степеней свободы движения молекул осуществляется в результате кулоновского взаимодействия между электроном, пролетающим достаточно далеко от молекулы, и полем молекулы. Процесс существенно зависит от этого поля, а именно, обладает ли молекула собственным дипольным моментом или нет. Если обладает (несимметричные молекулы: CO , NO), то происходит дипольный переход, при котором $j \rightarrow j + 1$ при возбуждении и $j \rightarrow j - 1$ при дезактивации (здесь $j = 0, 1, 2, \dots$ – вращательное квантовое число).

Молекулы O_2 , N_2 , H_2 или линейные трехатомные молекулы (CO_2) дипольным моментом не обладают. Взаимодействие определяется квадрупольными моментами, которым соответствуют переходы $j \rightarrow j + 2$ и $j \rightarrow j - 2$ (см. [прил. 1.13](#)).

Сечения вращательного возбуждения в максимуме примерно равно λa_0^2 .

В общем случае роль процессов возбуждения вращательных уровней молекул электронным ударом для разрядных процессов не существенна. В атомарных газах, что естественно, этого процесса вообще нет.

Диссоциация молекул

Электронные удары могут приводить к [диссоциации](#) молекул. Это неупругий процесс, как правило, не сопровождаемый изменением энергетического баланса электронов в разряде. По отношению к нему более существенным является процесс возбуждения колебательных уровней. Однако диссоциация может быть начальным процессом в цепочке последующих химических превращений. Этими проблемами занимается плазмохимия.

Вероятность прямого разбиения молекул электронным ударом мала. Причина заключается в кратковременности взаимодействия.

Диссоциация, как правило, идет двухступенчато, но не через захват электрона, как при возбуждении колебательных уровней, а через возбуждение электронных и электронно-колебательных состояний молекулы с последующим распадом возбужденной молекулы на атомы (см. [прил. 1.14](#)).

Возбуждение и ионизация ионами

Вероятность неупругого преобразования при ионном ударе значительна, только если его скорость $V_+ \approx 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}$, т.е. для иона с энергией в десятки и сотни электрон-вольт. Типичные скорости ионов в газовых разрядах составляют $10^5 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ (см. [прил. 1.15](#)).

Глава 1 Кинетические процессы в газовом разряде

1.2. Дрейф и диффузия заряженных частиц плазмы

- 1.2.1. Скорость дрейфа электронов
- 1.2.2. Принцип подобия
- 1.2.3. Проводимость ионизованного газа
- 1.2.4. Работа электрического поля
- 1.2.5. Диффузионный поток
- 1.2.6. Соотношение Эйнштейна
- 1.2.7. Продольная и поперечная диффузия электронов в электрическом поле
- 1.2.8. Коэффициент диффузии ионов
- 1.2.9. Продольная и поперечная диффузия ионов в электрическом поле
- 1.2.10. Свободная и амбиполярная диффузии
- 1.3.11. Диффузия электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях
- 1.2.12. Диффузия заряженных частиц в магнитном поле
- 1.2.13. Протекание электрического тока в плазме в присутствии продольных градиентов плотности зарядов

1.2.1. Скорость дрейфа электронов

При движении электронов в электрическом поле \vec{E} столкновения приводят к их рассеянию изменению направления вектора скорости движения. Движение вдоль силовых линий электрического поля (*дрейфовое движение*) накладывается на “беспорядочное”, хаотичное тепловое движение. Средняя скорость движения электронов в направлении силовых линий электрического поля называется *скоростью дрейфа* (\vec{V}_d):

$$\vec{V}_d = \langle \vec{V}_e(t) \rangle \approx -\frac{e\vec{E}}{m} \tau_c \quad (1.28)$$

(см. [прил. 1.16](#)).

Подвижность (μ_e) – это коэффициент пропорциональности между дрейфовой скоростью движения электрона и напряженностью электрического поля.

$$\vec{V}_d = \mu_e \vec{E}, \quad \mu_e = \frac{e}{m\nu_m} = \frac{1,76 \cdot 10^{15}}{\nu_m} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right] \quad (1.29)$$

Зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля не является линейной, так как частота столкновений и, следовательно, подвижность зависят от энергии электронов. Однако при качественных оценках в определенных диапазонах напряженностей электрических полей, давлений (P) и т.д. величину $\mu_e P$ можно считать постоянной (см. [прил. 1.17](#)).

1.2.2. Принцип подобия

В слабо ионизованном газе дрейфовая скорость зависит:

- от напряженности электрического поля, определяющей энергетический спектр электронов,
- от давления рабочего газа

- поэтому можно считать, что ее величина и, следовательно, подвижность электронов являются функцией $\frac{E}{P}$.

Принцип подобия гласит: для данного газа в определенном диапазоне величины $\frac{E}{P}$ дрейфовая скорость одинакова для одинаковых значений $\frac{E}{P}$ (см. [прил. 1.18](#)).

1.2.3. Проводимость ионизованного газа

Проводимость ионизованного газа характеризуется коэффициентом пропорциональности между плотностью тока (\vec{j}) и напряженностью электрического поля. Так как подвижность ионов в сотни раз меньше, чем у электронов их вкладом в электрический ток можно пренебречь (исключение составляет случай, когда плотность отрицательных ионов много больше плотности электронов), вследствие чего имеем

$$\vec{j} = -en_e \vec{V}_d = en_e \mu_e \vec{E} = \sigma_e \vec{E}. \quad (1.30)$$

Проводимость плазмы (σ_e) пропорциональна концентрации электронов и их подвижности и, следовательно, зависит от степени ионизации газа:

- **низкая степень ионизации** ($\sigma_{tr} > \sigma_k$)

$$\sigma_e = e\mu_e n_e = \frac{e^2 n_e}{m\nu_m}; \quad (1.31)$$

- **высокая степень ионизации** (однозарядные ионы)

$$\sigma_e = \frac{e^2}{mV_e \sigma_k} = \frac{9(kT_e)^2}{4\pi e^2 m V_e \ln \Lambda}. \quad (1.32)$$

Если плазма равновесна, электрически нейтральна и содержит незначительное число отрицательных ионов, то эффективная частота столкновений определяется выражением

$$\nu_m = N\bar{V}_e \sigma_{tr} + n_e \bar{V}_e \sigma_k, \quad (1.33)$$

где \bar{V}_e – средняя скорость движения электронов, из которого следует, что при $W_e = 1$ эВ, $\sigma_k \approx 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_{tr} = 10^{-16} - 10^{-15} \text{ см}^2$ величина $n_e \bar{V}_e \sigma_k$ может доминировать над $N\bar{V}_e \sigma_{tr}$ при степени ионизации $\frac{n_e}{N} \approx 0,1\%$.

Следует отметить, что электрон-электронные столкновения не вносят вклад в проводимость плазмы, так как суммарный импульс любой пары электронов при рассеянии сохраняется, и, следовательно, не меняется суммарный электрический ток пары. Косвенное влияние возможно за счет изменения энергетического спектра электронов.

1.2.4. Работа электрического поля

Работа, совершаемая электрическим полем в единицу времени над электронами, содержащимися в единице объема, определяется выражением

$$eEV_d n_e = jE, (1.34)$$

при этом средняя энергия, получаемая электроном от электрического поля за время между столкновениями, равна

$$\Delta W_E = \frac{eEV_d}{\nu_m} = \frac{e^2 E^2}{m\nu_m^2} = mV_d^2. (1.35)$$

В слабых электрических полях (низкая ионизация газа) плотность тока мала и выделение [джоулева](#) тепла незначительно – газ нагревается слабо. В этих условиях упругие столкновения являются основным механизмом передачи энергии от электронов к тяжелым частицам. Обмен энергией носит практически односторонний характер. При этом уравнение, описывающее изменение энергии “среднего” электрона, имеет вид

$$\frac{dW_e}{dt} = (\Delta W_E - \delta W_e) \nu_m = \left(\frac{e^2 E^2}{m\nu_m^2} - \delta W_e \right) \nu_m (1.36)$$

где $\delta = \frac{2m}{M}$ – доля энергии, передаваемая электроном тяжелой частице за одно столкновение.

В сильных электрических полях, обеспечивающих нагрев электронов до энергий, превышающих 10 эВ, начинают играть роль неупругие столкновения, так как электрон набирает на длине свободного пробега значительную энергию и возбуждает или ионизует атом. Подобные явления происходят в катодном слое тлеющего разряда.

Величину $\nu_n = \delta \nu_m$ называют частотой потерь энергии. $\tau_n = \nu_n^{-1} = \frac{\tau_m}{\delta}$ – определяет время релаксации энергии.

За время τ_n , т.е. примерно за $\frac{1}{\delta}$ эффективных столкновений, электрон растрчивает свою энергию, если “мгновенно” выключить электрическое поле. За то же время “холодный” электрон приобретает эту среднюю энергию. τ_n – определяет время установления стационарного режима.

Если электрическое поле медленно, по сравнению с τ_n , меняется во времени, то средняя энергия электрона как бы следит за ним. Если быстро – то не успевает.

В этом смысле критерий постоянства электрического поля имеет вид

$$\left(\frac{dE}{dt} \right) \tau_n \ll 1. (1.37)$$

За время релаксации энергии электрон, вследствие дрейфа, сдвигается на расстояние

$$\Lambda_n = V_d \tau_n. (1.38)$$

Эта величина называется **длиной релаксации энергии**.

Электрическое поле считается однородным, если

$$\left(\frac{dE}{dt} \right) \Lambda_n \ll 1. (1.39)$$

В слабых электрических полях на подвижность ионов, находящихся в атмосфере молекулярных газов, существенное влияние оказывает поляризуемость молекул.

Было установлено, что в условиях отсутствия резонансной перезарядки и образования комплексов ионов с молекулами и атомами

$$\mu_+ \approx \frac{\sqrt{1 + \frac{M}{M_+}}}{2\pi N \sqrt{2\alpha M}} \quad (1.40)$$

В сильных электрических полях ион приобретает значительную скорость и его поляризационное взаимодействие с молекулами сменяется взаимодействием типа столкновения твердых шаров. При этом сечение столкновений и длина свободного пробега (λ_+) могут считаться постоянными величинами. Если скорость иона много больше тепловой скорости молекул, то $v_m \sim \bar{V}_+ \sim \sqrt{\bar{W}_+}$, и скорость дрейфа

$$V_{d,+} \approx \left(\frac{M_+}{M}\right)^{\frac{1}{4}} \left(1 + \frac{M_+}{M}\right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{\frac{eE\lambda_+}{M_+}} \quad (1.41)$$

уже не пропорциональна $\frac{E}{P}$, как в слабых полях, а пропорциональна $\sqrt{\frac{E}{P}}$. При $M \approx M_+$ дрейфовая скорость примерно совпадает со скоростью, которую ион приобретает на средней длине свободного пробега.

1.2.5. Диффузионный поток

Если плотность частиц (n), находящихся в среде другого газа, неоднородна в пространстве, то возникает **диффузионный поток** (Γ).

$$\Gamma = -D \cdot \nabla n, \quad (1.42)$$

где $D \approx \frac{\lambda \bar{V}}{3}$ – коэффициент диффузии.

В присутствии электрического поля поток заряженных частиц складывается из дрейфового и диффузионного:

$$\vec{\Gamma}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \vec{\nabla} n_e; \quad \vec{\Gamma}_+ = n_+ \mu_+ \vec{E} - D_+ \vec{\nabla} n_+. \quad (1.43)$$

При термодинамическом равновесии, что возможно в слабых электрических полях, эти потоки отсутствуют. Дрейфовый поток компенсируется диффузионным, который возникает из-за того, что в электрическом поле плотность частиц определяется законом Больцмана:

$$n_{+,e} \sim \exp \left\{ \mp \frac{e\varphi}{kT_{+,e}} \right\},$$

где $\vec{E} = -\nabla \varphi$, φ – потенциал поля.

1.2.6. Соотношение Эйнштейна

Соотношение Эйнштейна определяет взаимосвязь между коэффициентом диффузии (D_e) и подвижностью электронов ($\mu_e = \frac{e}{m\nu_m}$).

Если $\nu_m = \text{const}$, то $\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{m\bar{V}_e^2}{3e} = \frac{2\bar{W}_e}{3e}$, где \bar{W}_e – средняя энергия электрона. Для максвелловского распределения частиц по скоростям ($\bar{W}_e = \frac{3}{2}kT_e$) получаем соотношение Эйнштейна:

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT_e}{e}. \quad (1.44)$$

Аналогичное выражение имеет место и для ионов.

Если распределение немаксвелловское и (или) $\nu_m \neq \text{const}$, то соотношение Эйнштейна не выполняется, а отношение $\frac{D_e}{\mu_e}$ характеризует среднюю энергию частиц и называется характеристической энергией электронов.

1.2.7. Продольная и поперечная диффузия электронов в электрическом поле

В 60-х годах прошлого столетия экспериментально было установлено, что коэффициенты диффузии электронов в продольном (D_{Le}) и поперечном (D_{Te}) направлениях по отношению к вектору напряженности электрического поля отличаются.

Причина этого заключается в том, что над электронами в продольном направлении совершается работа, происходит изменение их средней энергии, а так как частота столкновений зависит от средней энергии, в продольном направлении меняется скорость дрейфа, причем, в первом

приближении, при относительно малом градиенте концентрации, изменение $V_d \sim \text{grad} \cdot n_e$. Расчет показывает, что

$$D_{Le} = D_e \left(1 - \frac{\hat{\nu}_m}{1 + 2\hat{\nu}_m} \right), \quad D_{Te} = D_e, \quad (1.45)$$

где $\hat{\nu}_m = \frac{\partial \ln \nu_m}{\partial \ln W_e}$.

1.2.8. Коэффициент диффузии ионов

При умеренных значениях $\frac{E}{P}$, в условиях, когда ионы находятся в термодинамическом равновесии с газом, справедливо соотношение Эйнштейна $\frac{D_+}{\mu_+} = \frac{kT_i}{e}$. Поэтому

$$D_+ = \frac{kT_i}{e} \mu_+ = \frac{kT_i}{m' \nu_m} = \frac{\bar{V}'_+^2}{3\nu_m} \approx \frac{\lambda_+ \bar{V}'_+}{3}; \quad \frac{\bar{V}'_+}{\nu_m} = \lambda_+, \quad (1.46)$$

где \bar{V}'_+ – средняя скорость относительного движения иона и молекулы.

Для легкого иона в “тяжелом” газе ($m' \approx M_+, \bar{V}'_+ \approx \bar{V}_+$)

$$D_+ \approx \frac{\lambda_+ \bar{V}_+}{3} \approx \frac{\bar{V}_+^2}{3\nu_m}. \quad (1.47)$$

Для тяжелой частицы в “легком” газе ($m' \approx M, \bar{V}'_+ \approx \bar{V}$, где \bar{V} тепловая скорость частиц газа)

$$D_+ \approx \frac{\bar{V}^2}{3\nu_m}. \quad (1.48)$$

1.2.9. Продольная и поперечная диффузия ионов в электрическом поле

В *слабых электрических полях* ($V_{d+}^2 \ll \bar{V}_+^2$) хаотическое движение ионов и, определяемый энергией этого движения, коэффициент диффузии ($D_+ \sim M_+ \bar{V}_+^2$) изотропны.

В *сильных полях* тепловая скорость ионов и скорость их дрейфа сравнимы. При $M = M_+$ энергии теплового движения ионов и молекул нейтрального газа практически одинаковы. Вследствие этого продольная часть хаотической энергии становится много больше поперечной и $D_{L+} > D_{T+}$. Видно, что природа такой взаимосвязи отличается от той, которая имела место при возникновении анизотропии диффузии электронов, и связана со сравнимостью масс ионов и молекул (атомов) рабочего газа. В пределе $M_+ \ll M$ анизотропия исчезает.

Если $V_{d+}^2 \approx \bar{V}_+^2$ ($v_m \cong \text{const}$), то

$$D_{L+} = \frac{M_+}{m'} \cdot \frac{\langle V_{+,T}^2 \rangle}{\nu_m}, \quad D_{T+} = \frac{M_+}{m'} \cdot \frac{\langle V_{+,L}^2 \rangle - V_{d+,+}^2}{\nu_m}. \quad (1.49)$$

При этом, если

$$\begin{aligned} \frac{M_+}{M} &\ll 1, \quad \text{то} \quad D_{L+} \approx D_{T+}; \\ \frac{M_+}{M} &\approx 1, \quad \text{то} \quad D_{L+} \approx 2D_{T+}; \\ \frac{M_+}{M} &\gg 1, \quad \text{то} \quad D_{L+} \approx 3D_{T+}. \end{aligned} \quad (1.50)$$

1.2.10. Свободная и амбиполярная диффузии

Рассмотрим облако ионизованного газа. Так как коэффициент диффузии электронов больше чем у ионов, то при незначительной плотности зарядов электроны способны диффундировать независимо от ионов – реализуется *свободная диффузия* зарядов.

Если плотности частиц достаточно велики, то возникающее поле разделения зарядов препятствует нарушению квазинейтральности. Электроны и ионы диффундируют в связанном состоянии -

возникает **амбиполярная диффузия**. Свободная и амбиполярная диффузии в неравновесной плазме отличаются в десятки раз.

Коэффициент амбиполярной диффузии имеет вид (см. [прил. 1.19](#))

$$D_{\alpha} = \frac{D_+ \mu_e^+ D_e \mu_+}{\mu_e + \mu_+} \quad (1.51)$$

При амбиполярной диффузии относительное изменение плотности заряженных частиц мало или, что то же самое, характерный масштаб градиента плотности зарядов много больше Дебаевского радиуса экранирования (см. [прил. 1.20](#)).

1.2.11. Дрейф электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях

Из уравнения движен

$$m \frac{d\vec{V}_e}{dt} = -e\vec{E} - \frac{e}{c} [\vec{V}_e \times \vec{B}] - m\vec{V}_e \nu_m, \quad (1.52)$$

ия электрона

где \vec{B} – вектор индукции магнитного поля, c – скорость света в вакууме, следует, что если \vec{B} параллельно \vec{E} , то магнитное поле не оказывает воздействия на движение заряженных частиц в направлении вектора напряженности электрического поля.

Если поля перпендикулярны, то для установившегося состояния ($\frac{d\vec{V}_e}{dt} = 0$) $\vec{V}_e = \vec{V}_{d.e}$. В системе координат, соответствующей $\vec{B} \{0,0,B_z\}$, $\vec{E} \{E_x,0,0\}$, получаем выражения для скоростей дрейфа электронов:

$$V_{d,x} = -\mu_e \frac{E_x}{1 + \frac{\omega_B^2}{\nu_m^2}}, \quad V_{d,y} = \mu_e \frac{\frac{\omega_B}{\nu_m}}{1 + \frac{\omega_B^2}{\nu_m^2}} E_x, \quad V_{d,z} = 0, \quad (1.53)$$

где $\omega_B = \frac{eB_z}{mc}$ – циклотронная частота электронов, из которых следует, что подвижность является тензором, ее величина в направлении параллельном электрическому полю в присутствии сильного магнитного поля уменьшается как B^{-2} , в направлении магнитного поля дрейф отсутствует и что в направлении перпендикулярном направлениям электрического и магнитного полей скорость дрейфа не зависит от частоты столкновений (роль столкновений берет на себя сила [Лоренца](#)) и меняется как B^{-1} .

Все сказанное выше является справедливым и для ионов.

Из формул (1.30) следует, что плотность тока $\vec{J} = -en_e \vec{V}_d$ не совпадает с направлением электрического поля и что проводимость является тензором.

$$\sigma_x = \frac{\sigma_e}{1 + \left(\frac{\omega_B}{\nu_m}\right)^2}, \quad \sigma_y = \frac{\frac{\omega_B}{\nu_m}}{1 + \left(\frac{\omega_B}{\nu_m}\right)^2} \sigma_e, \quad (1.54)$$

где $\sigma_e = \frac{e^2 n_e}{m \nu_m}$.

Ток в направлении перпендикулярном векторам \vec{E} и \vec{B} называется *током Холла*

$$j_y = \sigma_y E. \quad (1.55)$$

Джоулево тепло этот ток не выделяет, а так как ток в направлении вектора \vec{E} уменьшается, то общее энерговыделение тоже уменьшается.

Параметром Холла называют величину

$$\beta_x = \frac{\omega_B}{\nu_m}. \quad (1.56)$$

1.2.12. Диффузия заряженных частиц в магнитном поле

Магнитное поле влияет на диффузию, так же как и на дрейф частиц. Если градиент концентрации заряженных частиц направлен вдоль магнитного поля, то влияние поля на скорость диффузии отсутствует. Если есть перпендикулярная составляющая – возникает дополнительный ток, перпендикулярный градиенту концентрации. Коэффициент диффузии становится тензором.

Эквивалентное электрическое поле (E'), создающее такую же среднюю скорость движения заряда (\vec{V}), что и градиент концентрации, определяется из равенства

$$\vec{V}_{+,e} = \pm \mu_{+,e} \vec{E}'_{+,e} = -D_{+,e} \frac{\vec{\nabla} n}{n}$$

и составляет

$$\vec{E}'_{+,e} = \mp \frac{kT_{i,e}}{e} \frac{\vec{\nabla} n}{n}, \quad (1.57)$$

здесь $D_{+,e}, \mu_{+,e}$ относятся к случаю отсутствия магнитного поля соответственно для ионов и электронов.

По порядку величины $|\vec{E}'| \sim \frac{kT_e}{eR}$, где R – характерный масштаб градиента плотности зарядов.

В этом случае для диффузионных потоков можно получить выражения:

$$\Gamma_{x,(+,e)} = -\frac{D_{+,e}}{1 + \left(\frac{\omega_B}{\nu_m}\right)^2} \frac{dn}{dx}, \quad \Gamma_{y,(+,e)} = \mp \frac{D_{+,e} \frac{\omega_B}{\nu_m}}{1 + \left(\frac{\omega_B}{\nu_m}\right)^2} \frac{dn}{dx}, \quad \Gamma_{z,(+,e)} = 0. \quad (1.58)$$

1.2.13. Протекание электрического тока в плазме в присутствии продольных градиентов плотности зарядов

Если к плазме приложить электрическое поле, то плотность тока будет определяться выражением $\vec{j} = e(\vec{\Gamma}_+ - \vec{\Gamma}_e)$. Из уравнения непрерывности для частиц данного сорта и факта, что электроны и ионы рождаются и погибают парами (ионы однозарядные и нет отрицательных ионов) имеем

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \vec{j} = 0, \quad \rho = e(n_+ - n_e). \quad (1.59)$$

В электронейтральной среде, а в стационарных условиях всегда, ток не имеет источников и $\text{div} \vec{j} = 0$.

При выполнении условия квазинейтральности ($n_e \approx n_+ \approx n$) выражение для диффузионного тока может быть представлено в виде

$$\frac{\vec{j}}{e} = (\vec{\Gamma}_+ - \vec{\Gamma}_e) = (D_e - D_+) \cdot \vec{\nabla} n + (\mu_e + \mu_+) \cdot \vec{E} n, \quad (1.60)$$

из которого следует

$$\vec{E} = \frac{\vec{j}}{e(\mu_e + \mu_+) \cdot n} - \frac{D_e - D_+}{\mu_e + \mu_+} \cdot \frac{\vec{\nabla} n}{n}. \quad (1.61)$$

Видно, что электрическое поле является суперпозицией “внешнего”, благодаря которому течет ток, и поля поляризации, определяемого наличием градиента плотности частиц. Термодиффузия, диффузия, связанная с градиентом температуры частиц, здесь не учитывается.

Следует отметить, что большой градиент плотности зарядов в направлении противоположном внешнему электрическому полю может привести к его уничтожению, и даже к его инверсии, однако это не влияет на величину электрического тока, так как перенос зарядов в этих условиях будет осуществляться за счет их свободной диффузии.

Диффузионные потоки электронов и ионов

$$\vec{\Gamma}_e = -D_\alpha \vec{\nabla} n - \frac{\mu_e}{\mu_e + \mu_+} \cdot \frac{\vec{j}}{e}, \quad \vec{\Gamma}_+ = -D_\alpha \vec{\nabla} n + \frac{\mu_+}{\mu_e + \mu_+} \cdot \frac{\vec{j}}{e}. \quad (1.62)$$

складываются из одинаковых амбиполярных потоков и потоков, обусловленных протеканием тока, которые различаются в $\frac{\mu_e}{\mu_+} \gg 1$ раз. Из уравнения непрерывности для плотности частиц, с учетом (1.62) и того факта, что $\text{div} \vec{j} = 0$, можно получить **уравнение баланса** заряженных частиц в плазме

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D_\alpha \Delta n = q, \quad n = n_e = n_+, \quad (1.63)$$

которое фактически является уравнением диффузии в присутствии объемных источников заряженных частиц (q).

Видно, что электрический ток сказывается не на балансе частиц, а на их потоках.

В отличие от диффузионного, амбиполярный поток зарядов имеет дрейфовую природу и обусловлен присутствием пространственного заряда. В предположении, что μ_+, μ_e постоянные величины может быть получено уравнение

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} \left(-D_\alpha \vec{\nabla} n + \frac{\mu_+}{4\pi e} \vec{E} \text{div} \vec{E} \right) = q, \quad n \approx n_- \approx n_+, \quad (1.64)$$

из которого видно, что наряду с амбиполярной диффузией возникает поток “амбиполярного дрейфа”. В одномерном случае он равен $\frac{\mu_+ \partial E^2}{8\pi e \partial x}$ и эквивалентен некоторому диффузионному потоку с эффективным коэффициентом диффузии D_E :

$$\frac{\mu_+}{8\pi e} \frac{\partial E^2}{\partial x} \approx -\frac{\mu_+ E^2 \partial n}{4\pi e n \partial x} = -D_E \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (1.65)$$

Степень влияния на процессы в плазме “амбиполярного дрейфа” и амбиполярной диффузии видно из соотношения

$$\frac{D_E}{D_\alpha} = \frac{E^2}{4\pi n k T_e}. \quad (1.66)$$

Пример: если $n_e = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ эВ}$, то при $E > 10^2 \left[\frac{\text{В}}{\text{см}} \right]$ скорость “амбиполярного дрейфа” больше скорости амбиполярной диффузии.

“Амбиполярный дрейф” и амбиполярная диффузия приводят к тому, что плазма перемещается из места с более высокой плотностью заряженных частиц и более слабым электрическим полем в места с пониженной плотностью и более сильным полем.

Глава 1. Кинетические процессы в газовом разряде

1.3. Образование и гибель заряженных частиц в плазме и их роль в условиях газового разряда

1.3.1. Рождение электронов и положительных ионов в газовом разряде

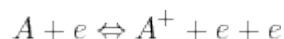
1.3.2. Рекомбинационные процессы в газовом разряде

1.3.3. Прилипание электронов к атомам и молекулам с образованием отрицательных ионов.
Освобождение электронов из отрицательных ионов

1.3.1. Рождение электронов и положительных ионов в газовом разряде

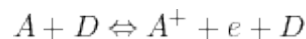
Механизмы образования заряженных частиц и их гибели ниже представлены в виде символических реакций, направления стрелок в которых соответствуют прямому или обратному процессам.

Ионизация электронным ударом



играет основную роль в газовом разряде.

Ионизация тяжелой частицей



существенна для частиц с энергиями в несколько кэВ, которые в разрядах обычно отсутствуют.

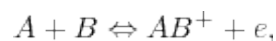
Сечения фотоионизации



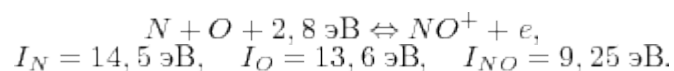
при $h\nu \geq I$ велики $10^{-17} - 10^{-19} \text{ см}^2$, но, как правило, мала плотность излучения (исключение составляют специальные исследования в этой области). Однако, как затравочный эффект (процесс), фотоионизация играет часто определяющую роль. Например, при формировании искрового пробоя.

Выше представленные реакции идут и с частицами, находящимися в возбужденном состоянии (A^∞). Вероятность таких реакций достаточно большая, но существенно количество возбужденных частиц. В слабо-ионизованной плазме их мало. В сильно-ионизованной плазме преобладает **ступенчатая ионизация** – атомы сначала возбуждаются электронным ударом или резонансным поглощением кванта энергии, а потом ионизируются. Скорость ступенчатой ионизации влияет на степень ионизации и в случае умеренно ионизованной среды.

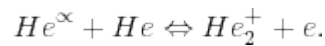
При малой концентрации электронов может оказаться важной **ассоциативная ионизация**



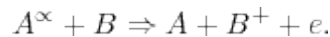
при которой атомы объединяются в молекулы, а выделяемая энергия идет на отрыв электрона. Например:



Ассоциативная ионизация возможна и в условиях, когда нейтральной молекулы не существует, но, как правило, при наличии высоковозбужденного атома:



Возможна ситуация, когда энергия возбужденного атома настолько велика, что идет реакция



Вероятность этого процесса особенно велика, если энергия возбуждения близка к потенциалу ионизации. Если атом в возбужденном состоянии является *метастабильным*, то процесс называется *эффектом Пеннинга*.

В ряде случаев определенный интерес может представлять *автоионизация*, при которой электронным ударом или в результате поглощения кванта энергии на возбужденный уровень в атоме переводится валентный электрон. В следующем аналогичном акте туда переводится еще один электрон. Если суммарная энергия, как это обычно бывает, этих электронов больше потенциала ионизации, то один электрон уходит из атома, унося избыток энергии, а другой возвращается в основное состояние – образуется невозбужденный ион. В случае рентгеновского излучения – этот процесс получил название *Оже-эффекта*.

Ионизация электронным ударом

Частота ионизации (ν_i) характеризует скорость рождения заряженных частиц (см. [прил. 1.21](#)).

$$\nu_i = Nk_i, (1.67)$$

где k_i – константа скорости ионизации.

Если ионизация развивается в условиях $\nu_i = \text{const}$ и отсутствует процесс гибели зарядов, то рост концентрации частиц плазмы описывается уравнением

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right) = \nu_i n_e, (1.68)$$

решение которого имеет вид $n_e = n_{e0} e^{\nu_i t}$.

Ионизационный процесс развивается лавинообразно.

В результате столкновений частиц между собой в плазме устанавливается максвелловское распределение по энергиям. Температура электронной компоненты газоразрядной низкотемпературной плазмы обычно меньше потенциала ионизации ($kT_e \cong 0,2 I$), поэтому в ионизации участвуют электроны с $W_e > kT_e$. В связи с этим, полагая, что в области ионизации сечение ионизации ($\sigma_i(W_e)$) является линейной функцией энергии, для частоты ионизации можно получить выражение

$$\nu_i = N \bar{V}_e \sigma_i \left(\frac{I}{kT_e} + 2 \right) e^{-\frac{I}{kT_e}}, (1.69)$$

где $\bar{V}_e = \left(\frac{8kT_e}{\pi m} \right)^{1/2}$ – средняя тепловая скорость, $\sigma_i = C_i kT_e$ – характерное для данного случая сечение ионизации, соответствующее энергии $W_e = I + kT_e$.

При наличии электрического поля, ввиду наличия дрейфа (V_d), ионизационный процесс развивается не только во времени, но и в пространстве – в продольном и поперечном, по отношению к вектору напряженности электрического поля, направлениях. Адекватной

характеристикой ионизационного процесса является **первый коэффициент Таусенда** (α_T), показывающий число пар ионов, которое один электрон в среднем образует на 1 см пути, дрейфуя вдоль электрического поля.

$$\frac{dn_e^l}{dx} = \alpha_T n_e^l, (1.70)$$

где $n_e^l dx$ – число электронов в слое толщиной dx , n_e^l – линейная плотность электронов.

Учет “расплывания” частиц плазмы вследствие диффузии или наличия неоднородности электрического поля здесь отсутствует (см. [прил. 1.22](#)).

Связь между частотой ионизации (ν_i) и α_T определяется выражением

$$\nu_i = \alpha_T V_d. (1.71)$$

Ионизационная способность (η_i) характеризуется числом пар ионов, которое в среднем рождает электрон, проходя в однородном электрическом поле разность потенциалов в один Вольт:

$$\eta_i = \frac{\alpha_T}{E}. (1.72)$$

где η_i^{-1} – определяет количество энергии, в среднем затрачиваемое на рождение пары ионов.

Величина η_i имеет максимум при некотором значении $(\frac{E}{P})_m$, соответствующем оптимальному условию размножения электронов. $\eta_{i,max}^{-1}$ называется **константой Столетова** (см. [табл.1.1](#)).

Таблица 1.1:

Газ	$\frac{E}{P}, \frac{В}{см \cdot Тор}$	$\eta_{i,max}^{-1}, \frac{эВ}{пара-ионов}$
He	50	83
Ar	200	45
H ₂	140	70
N ₂	350	75
воздух	365	66
CO ₂	400	62

Видно, что даже в лучшем случае электрону необходимо затратить энергию, сильно превышающую потенциал ионизации газа, что связано с энергозатратами, идущими на возбуждение.

Фотоионизация

Скорость фотоионизации атомов и молекул можно определить, если известна **спектральная плотность излучения** $U_\omega d\omega$, т.е. количество лучистой энергии частоты ω в спектральном интервале $d\omega$, находящейся в 1 см³ газа.

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_v = \int_{\frac{I}{\hbar}}^{\infty} c\sigma_v N \frac{U_\omega}{\hbar\omega} d\omega, (1.73)$$

где σ_v – эффективное сечение фотоионизации (см. [прил. 1.23](#)).

Нижний предел интегрирования определяется условием, обеспечивающим вырывание электрона из основного состояния ($\hbar\omega > I$). Основная трудность в определении скорости фотоионизации состоит в нахождении плотности излучения.

Ионизация при столкновении возбужденного атома с атомом или молекулой

Ранее отмечалось, что ионизация тяжелыми частицами возможна только при энергиях, составляющих сотни электрон-вольт ($\sim 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}$), и что при энергиях частиц сравнимых с потенциалом ионизации (I) сечение ионизации очень мало. Ситуация меняется, если на ионизацию затрачивается энергия **возбужденного атома** (A^∞). Время жизни у резонансно-возбужденного атома по отношению к излучению составляет $\sim 10^{-8}$ с, однако, если за это время происходит столкновение с атомом, потенциал ионизации которого меньше энергии возбуждения, то вероятность ионизации велика. При этом сечение ионизации больше, чем газокинетическое, т.е. ионизация может происходить при пролете частицы на большом расстоянии.

Возможно два пути ионизации:

- атомы пролетают не очень близко и не очень медленно, таким образом, что они практически не испытывают рассеяния. Энергия возбужденного атома A^∞ как бы непосредственно сообщается оптическому электрону атома В и он отрывается – прямая ионизация,
- атомы очень медленные. Дальнодействующие силы [Ван-дер-Ваальса](#) их сближают, в результате чего может произойти образование возбужденной **квазимолекулы**, которая, в результате **автоионизации**, распадается с образованием электрон-ионной пары.

Эффект ионизации атомов метастабильными частицами был обнаружен в 1937 году Пеннингом. Им было установлено, что небольшая добавка аргона в неон резко понижает напряжение зажигания разряда. Как выяснилось, причиной этого является то, что долгоживущие возбужденные атомы неона ионизуют аргон и в результате эффективный потенциал ионизации снижается ($I_{\text{Ne}} = 21,6$ эВ, $E_{\text{Ne}^\infty} = 16,6$ эВ, $I_{\text{Ar}} = 15,8$ эВ). Это **эффект Пеннинга**.

Ассоциативная ионизация была открыта в 1951 г. Исследованиями процесса прохождения пучка моноэнергетических электронов через холодные инертные газы было установлено, что ионы образуются при энергиях электронов, достаточных только для возбуждения, но не для ионизации. Объяснение заключается в образовании молекулярного иона и электрона при столкновении возбужденного атома с невозбужденным.

Наиболее благоприятным для ассоциативной ионизации являются такие степени возбуждения, при которых энергия связи молекулярного иона незначительно превышает энергию связи электрона в атоме. Ассоциативная ионизация может играть важную роль при распространении волн ионизации в искровых разрядах, в местах, где электронов еще очень мало. Возбужденные атомы образуются там в результате поглощения квантов излучения, выходящих из уже ионизованных областей.

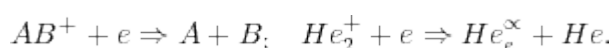
1.3.2. Рекомбинационные процессы в газовом разряде

При электрон-ионной **рекомбинации** выделяется энергия, которая содержится в кинетической энергии взаимодействующих частиц или в энергии излучаемых квантов.

В плотной сильно ионизованной плазме (как правило, это низкотемпературная плазма) основная роль принадлежит **рекомбинации в тройных столкновениях** с участием электронов в качестве третьей частицы. Это **ступенчатый процесс**. Рекомбинация в тройных столкновениях с участием атомов происходит редко.

При высокой степени ионизации в основном идет **электронная рекомбинация**.

При низкой степени ионизации (в этом случае газ обычно холодный), как правило, доминирует диссоциативная рекомбинация:



Однако при повышении температуры газа, когда слабосвязанные ионы типа He_2^+ быстро распадаются, диссоциативная рекомбинация уступает тройной.

Сечение **фоторекомбинации** очень мало и составляет по порядку величины 10^{-21} см². Фоторекомбинация является процессом обратным автоионизации и называется **диэлектронной рекомбинацией**. При фоторекомбинации атомарный ион безызлучательно захватывает электрон, атом сильно возбуждается, причем энергия возбуждения может превышать потенциал ионизации. Стабилизация атома возможна через излучение кванта энергии, в результате у атома остается мало энергии, чтобы ионизоваться, однако при определенных условиях возможна и автоионизация.

Рекомбинация электронов и положительных ионов

Скорость рекомбинации (число рекомбинаций в единице объема в единицу времени) пропорциональна плотности частиц, участвующих в этом процессе:

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_r = -\beta_r n_e n_+, \quad (1.74)$$

где β_r – коэффициент рекомбинации.

При парных столкновениях в электрически нейтральной плазме ($n_e \approx n_+$). В условиях отсутствия отрицательных ионов β_r не зависит от концентрации заряженных частиц. При тройных столкновениях $\beta_r \sim n_3$.

$$n_e = n_{e0} \frac{1}{(1 + \beta_r n_{e0} t)}. \quad (1.75)$$

Характерное время рекомбинации определяется выражением

$$\tau_r = \frac{1}{\beta_r n_{e0}}. \quad (1.76)$$

Фоторекомбинация происходит через захват электрона ионом с испусканием кванта энергии ($h\nu$). Наиболее вероятен захват на основной уровень атома, в этом случае энергия испускаемого кванта больше потенциала ионизации и обычно находится в области вакуумного ультрафиолета ($\lambda_0 \leq$

1000^Å). Захваты на верхние уровни сопровождаются излучением квантов видимого диапазона, соответствующего длинам волн 4000 – 7000 Å.

В лабораторных условиях этот процесс редко играет значительную роль, так как его сечение весьма мало $\cong 10^{-21}$ см² и суммарный коэффициент фоторекомбинации составляет

$$\beta_{r,\nu} \approx 2,7 \cdot 10^{-13} (T_e [\text{эВ}])^{-\frac{3}{4}} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (1.77)$$

В распадающейся плазме, при электронных температурах до одного электрон-вольта

$$\beta_{r,\nu} \approx (0,1 - 1) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}.$$

Рекомбинация в тройных столкновениях с участием электрона и образованием атома в основном состоянии происходит, как правило, не через захват электрона на основной уровень, а на более высокие. В этом случае рекомбинация называется **ударно-радиационной**. Попадая в поле притяжения иона и отдавая энергию третьей частице, электрон закручивается вокруг иона и переходит в связанное состояние “прямо” со своего прицельного расстояния. В результате возникает очень слабо связанное состояние. За захватом на верхние уровни следует сложный процесс дезактивации атома до основного состояния. Возможна реализация двух **механизмов дезактивации**:

- ударами частиц, в частности, если степень ионизации не очень мала, электронами,
- путем излучения.

В области больших квантовых чисел сначала доминирует первый механизм, осуществляются переходы между соседними уровнями, а потом, на заключительном этапе, при переходе с нижних резонансных уровней на основной, обычно доминирует второй – реализуется так называемая ударно-радиационная рекомбинация.

Вычисления показывают, что в этом случае коэффициент рекомбинации может быть вычислен по формуле

$$\beta_{r,e,\nu} = \frac{5,2 \cdot 10^{-23}}{(T_e [10^3 \text{K}])^{\frac{9}{2}}} n_e [\text{см}^3 \text{ с}^{-1}].$$

Сопоставление скоростей фото и тройной ударной рекомбинаций показывает, что если

$$n_e > 3,1 \cdot 10^{13} (T_e [\text{эВ}])^{3,75} [\text{см}^{-3}],$$

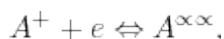
то в тройных столкновениях рекомбинация идет быстрее. В противном случае, реализуемом на Солнце или в термоядерных исследованиях, доминирует фоторекомбинация.

Ударно-радиационная рекомбинация с участием атомов

В этом случае атомы являются третьей частицей при захвате электрона ионом, они же своими ударами осуществляют ступенчатую дезактивацию. Вычисления показывают, что в этом случае константа скорости рекомбинации составляет $k_{r,A,\nu} = (10^{-7} - 10^{-8}) k_{r,e,\nu}$ и, следовательно, этот механизм может доминировать только при степенях ионизации меньших $10^{-7} - 10^{-8}$.

Ударно-радиационная рекомбинация с участием атомов может идти при низкой степени ионизации и высоких давлениях.

Диэлектронная рекомбинация в физике газового разряда особой роли не играет, но сам механизм этого процесса представляет интерес. Он заключается в возможности существования автоионизационных состояний сложных атомов, при которых энергия возбуждения превышает потенциал ионизации. Схема процесса диэлектронной рекомбинации:



где $A^{\infty\infty}$ – атом в сверхвозбужденном состоянии. Коэффициент диэлектронной рекомбинации по порядку величины составляет $\sim 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов электронами происходит без участия третьей частицы и ее скорость больше, чем рекомбинация атомарных ионов, при этом, коэффициент рекомбинации не зависит от плотности частиц (см. [прил. 1.24](#)).

Диссоциативная рекомбинация реализуется в два этапа:

- объединение молекулярного иона AB^+ и электрона в квазимолекулу в сверхвозбужденном (автоионизационном) состоянии,
- процесс стабилизации: распад на два атома, причем один из которых может быть в возбужденном состоянии:



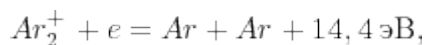
Скорость процесса определяется коэффициентом диссоциативной рекомбинации ($\beta_{r,d}$):

$$\begin{aligned} \beta_{r,d} &\approx 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ при } T_e \approx 0,5 \text{ эВ}, \\ \beta_{r,d} &\approx 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ при комнатной температуре.} \end{aligned}$$

Диссоциативная рекомбинация может идти и в атомарных газах (инертные газы, пары металлов), образование молекулярных ионов в которых есть результат вторичных процессов, основным из которых является реакция конверсии – образование ассоциации иона с атомом в тройных столкновениях, вследствие действия силы, связанной с поляризацией:



При диссоциативной рекомбинации может выделяться большая энергия, например:



Так как $Ar_2^+ + 1,4 \text{ эВ} = Ar^+ + Ar$, $Ar + 15,8 \text{ эВ} = Ar^+ + e$, однако, как правило, в результате процесса образуется возбужденный атом.

Итак: при наличии в плазме молекулярных ионов (низкие газовые температуры $\ll 1 \text{ эВ}$) рекомбинация проходит в основном диссоциативным путем. Для многих реальных процессов $\beta_{r,d} \geq 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (до $10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$). Лишь в случаях достаточно высоких давлений на первый план выступает тройная рекомбинация с участием атомов (молекул).

1.3.3. Прилипание электронов к атомам и молекулам с образованием отрицательных ионов.

Освобождение электронов из отрицательных ионов.

Некоторые атомы и молекулы обладают так называемым сродством к электронам и способны образовывать устойчивые отрицательные ионы, например, O^- , O_2^- , H^- , NO_2^- , Cl^- , Cl_2^- , H_2O^- , OH^- , ... Газы, обладающие такой способностью, называются *электроотрицательными газами*. Связь электрона с атомом или молекулой в отрицательном ионе незначительна (~ 1 эВ).

Прилипание электронов к атомам или молекулам может сильно влиять на электропроводимость, так как подвижность отрицательного иона значительно меньше подвижности электрона.

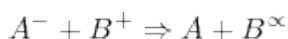
Механизмы прилипания электронов к атомам и молекулам аналогичны механизмам рекомбинации:

- в тройных столкновениях $e + O_2 + O_2 \Leftrightarrow O_2^- + O_2$,
- диссоциативным путем $e + O_2 \Leftrightarrow O^- + O$,
- путем фотозахвата $e + H \Leftrightarrow H^- + h\nu$ (процесс идет в фотосферах ударами электронов, ионов (ион-ионная рекомбинация), звезд).

Разрушение отрицательных ионов происходит:

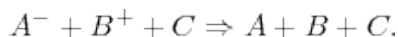
- ударами электронов, ионов (ион-ионная рекомбинация), атомов, молекул,
- путем фотоотрыва,
- в результате ион-молекулярных реакций: $O_2^- + N \Rightarrow NO_2 + e$.

При низких плотностях ион-ионная рекомбинация протекает в парных столкновениях:



и избыток энергии идет на возбуждение одной из взаимодействующих частиц, а также переходит в кинетическую энергию их движения.

При больших плотностях рекомбинация протекает в тройных столкновениях:



При этом третья частица уносит избыток энергии, частично избыточная энергия также может содержаться в энергии возбуждения.

В термодинамически равновесной плазме концентрация отрицательных ионов (n_-) не зависит от механизмов их образования и гибели и определяется формулой [Саха](#):

$$\frac{n_-}{n_e} = N \frac{g_-}{g_\alpha} \frac{1}{A_0 T_e^{\frac{3}{2}}} \exp \left\{ \frac{I_-}{kT_e} \right\}, \quad (1.78)$$

где I_- – энергия связи электрона и атома (молекулы).

Таблица 1.2:

Ион	H ⁻	O ⁻	F ⁻	O ₂ ⁻	F ₂ ⁻	OH ⁻	H ₂ O ⁻	O ₃ ⁻	CO ₂ ⁻
I-, эВ	0,78	1,47	3,45	~ 0,45	~ 3	1,83	0,9	~ 2	1,0

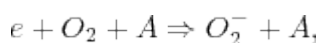
Пример. В результате импульсного разряда в холодном воздухе, когда электроны приходят в тепловое равновесие с газом, они практически полностью прилипают к молекулярному кислороду, образуя O₂⁻. При T = 300K = 0,026 эВ и N ≈ 10¹⁹ см⁻³ расчет по формуле (1.78) дает величину $\frac{n_{e^-}}{n_e} \approx 10^7$.

Образование отрицательных ионов зависит от температуры электронов, а разрушение – от температуры газа.

Фотоприлипание электронов

Сечения фотозахвата при энергиях электронов $W_e \approx 10^{-2} - 1$ эВ составляют 10⁻²¹ – 10⁻²³ см² и уменьшаются с ростом W_e . Фотозахват (захват электрона с испусканием кванта энергии) играет в газовом разряде незначительную роль.

Фотоприлипание в тройных столкновениях с участием молекул затрат энергии не требует, он идет при комнатной температуре электронов и в очень слабых полях. В воздухе этот процесс является главным механизмом потери медленных электронов



роль третьей частицы (A) могут выполнять O₂, N₂, H₂O. (см. [прил. 1.25](#)).

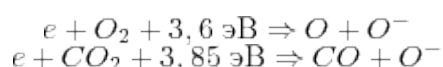
Прилипание электронов к сложным молекулам может быть достаточно эффективным, так как время жизни многоатомных сверхвозбужденных отрицательных ионов довольно велико, что связано с наличием у них большого числа колебательных степеней свободы. Например, у SF₆^{-∞∞} их 15 и время жизни составляет 2,5 · 10⁻⁵ с.

Сечения дезактивации для сложных молекул также велики, по порядку величины они составляют 10⁻¹⁴ см².

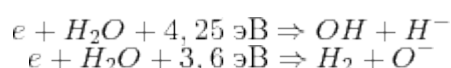
Диссоциативное прилипание, реализующееся в газах, состоящих из слабосвязанных двухатомных молекул, у которых энергия диссоциации меньше энергии сродства электрона к атому, не требует затрат энергии и идет одноступенчатым образом в парных соударениях.

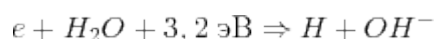
Энергия связи в галогенах составляет: I₂(йод) – 1,55 эВ, Br₂ – 1,97 эВ, Cl₂ – 2,57 эВ. Для йода сечение реакции $e + I_2 \Rightarrow I + I^-$ при комнатной температуре электронов составляет величину 3,2 · 10⁻¹⁵ см².

Энергия связи в молекулах O₂, CO₂, H₂O больше и диссоциативное прилипание электрона сопровождается энергозатратами:



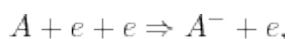
В парах воды:





Зависимость сечения диссоциативного прилипания от энергии электронов носит резонансный характер: наблюдаются резко выраженные максимумы, первый из которых отвечает энергетически самым низким из приемлемых состояний продуктов реакции, последующие – образованию продуктов с более высоко возбужденными состояниями или образованию продуктов, требующих больших энергозатрат (см. [прил. 1.26](#)).

Прилипание электронов в тройных столкновениях с участием электрона маловероятно:



что обусловлено действием кулоновских сил, препятствующих этому процессу.

В распадающейся плазме, при $T_e \approx 300\text{K}$ константа скорости прилипания $k_a \approx 10^{-24} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$, если же процесс идет с участием молекулы, то $k_{a,A} \approx 10^{-30} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ и конкуренция между ними возможна, если $\frac{n_e}{N} > \frac{k_{a,A}}{k_a} \sim 10^{-6}$.

Прилипание электронов в присутствии постоянного электрического поля идет на фоне дрейфового движения. В связи с этим вводится коэффициент $\alpha' = \frac{\nu_a}{v_d}$, где ν_a – частота рассматриваемых событий, показывающая число актов прилипания электронов на одном сантиметре дрейфового пути. α' зависит от спектра энергий взаимодействующих частиц и от отношения $\frac{E}{P}$. При этом имеет место закон подобия: $\frac{\alpha'}{P} = f\left(\frac{E}{P}\right)$.

Освобождение электронов из отрицательных ионов. Ион-ионная рекомбинация

Этот процесс компенсирует эффект прилипания. Он снижает потерю электронов, определяющих, в частности, проводимость плазмы и является причиной того, что для поддержания разряда в $\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}$ требуется меньшие значения $\frac{E}{P}$, чем для пробоя.

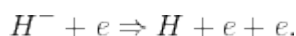
В стационарном режиме процесс отлипания описывается уравнением

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_d = \nu_d n_- = k_d N n_-,$$

где ν_d – частота отлипания, k_d – константа скорости отлипания.

Характерное значение константы процесса $k_d \approx 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Отлипание может происходить в результате: электронного удара



В отличие от аналогичного механизма ионизации, отлипание электронов в результате электронного удара малоэффективно, так как существенное влияние оказывают силы отталкивания. Для H^- максимальное сечение этого процесса достигает $3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ при $W_e \approx 80 \text{ эВ}$. В области энергий $W_e \approx (1 - 3) \text{ эВ}$, характерных для газового разряда, сечение отлипания составляет $10^{-22} - 10^{-18} \text{ см}^2$, а константа скорости реакции $k_d \approx (V_e \sigma_d) \approx (10^{-12} - 10^{-11}) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$; при столкновениях с атомами и молекулами – процесс, влияющий на состояние верхних слоев атмосферы Земли.

Таблица 1.3:

Реакция	Выделение энергии, эВ	Константа скорости $k_d, 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$\text{H}^- + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2 + \text{e}$	3,8	13
$\text{H}^- + \text{O}_2 \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{e}$	1,25	12
$\text{OH}^- + \text{O} \Rightarrow \text{HO}_2 + \text{e}$	0,9	2
$\text{OH}^- + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{e}$	3,2	10

Ион-ионная рекомбинация – это рекомбинация положительных и отрицательных ионов.

Ион-ионная рекомбинация представляет собой эффект похожий на перезарядку и имеющий достаточно большой коэффициент скорости реакции (β_{ii}). В результате рекомбинации выделяется значительная энергия, так как энергия ионизации, как правило, больше энергии связи электрона в отрицательном атоме (молекуле). Первоначально эта энергия содержится в виде энергии возбуждения, которое снимается ударом частицы, излучением квантов энергии и, если в реакции участвует молекула (молекулы), ее диссоциацией.

$$\left(\frac{dn_-}{dt}\right)_r = \left(\frac{dn_+}{dt}\right)_r = -\beta_{ii}n_+n_- \quad (1.79)$$

Скорость процесса может зависеть от плотности газа. При низких давлениях процесс рекомбинации идет в парных столкновениях и практически без влияния со стороны молекул (атомов) фонового газа.

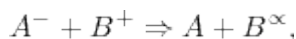
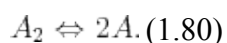


Таблица 1.4:

Реакция	$\beta_{ii}, 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$\text{H}^+ + \text{H}^-$	3,9
$\text{O}^+ + \text{O}^-$	2,7
$\text{O}_2^+ + \text{O}_2^-$	4,2
$\text{N}_2^+ + \text{O}_2^-$	1,6
$\text{NO}^+ + \text{O}^-$	4,9

При средних давлениях рекомбинация идет в тройных столкновениях, так как ион может быть захвачен ионом противоположного знака более эффективно, если в момент этого захвата он теряет часть своей энергии в упругом столкновении с третьей частицей. Известно, что коэффициент тройной рекомбинации ($g_a = 1$) пропорционален давлению газа, но при низких давлениях доминирует рекомбинация в парных столкновениях, а при высоких – столкновения с молекулами мешают сближению частиц $g_+ = 1, g_a = 2$ и $g_+ = 2,9, 4,2, 4$ (см. [прил. 1.27](#)), скорость которых определяется их подвижностью ($g_a = 1,4, 9, 1,3$):



Время сближения с дистанции, равной среднему расстоянию между ионами в газе, рассматривается как время жизни положительного иона по отношению к рекомбинации с отрицательным ионом:

$$\frac{N_A^2}{N_{A_2}} = \frac{g_A^2}{g_{A_2}} \frac{M_A^{\frac{3}{2}} \nu_{A_2}}{4J_{A_2} \sqrt{\pi k T_e}} \exp \left\{ -\frac{U_d}{k T_e} \right\}, (1.81)$$

где $\frac{N_A}{2} + N_{A_2} = N_{0,A_2} \sim N_A$.

Глава 1. Кинетические процессы в газовом разряде

1.4. Термодинамические и транспортные свойства равновесной плазмы

- 1.4.1. Химический и ионизационный состав плазмы
- 1.4.2. Термодинамические функции
- 1.4.3. Электропроводность
- 1.4.4. Теплопроводность, температуропроводность и «диффузия» тепла
- 1.4.5. Потенциал потока тепла
- 1.4.6. Диффузия и вязкость

1.4.1. Химический и ионизационный состав плазмы

При термодинамическом равновесии степень ионизации газа определяется его плотностью (давлением) и температурой электронов. Для ее вычисления используют **формулу Саха**:

$$\frac{n_e n_+}{N} = A_0 \frac{g_+}{g_a} T_e^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ -\frac{I}{kT_e} \right\}, \quad (1.82)$$

где $A_0 = 4,85 \cdot 10^{15} [\text{см}^{-3} \text{К}^{-\frac{3}{2}}] = 6,06 \cdot 10^{21} [\text{см}^{-3} \text{эВ}^{-\frac{3}{2}}]$, g_+ и g_a – статистические веса иона и атома (молекулы). Для инертных газов $g_+ = 6$, $g_a = 1$; у щелочных металлов $g_+ = 1$, $g_a = 2$; у Hg, N, O, N₂, O₂ $g_+ = 2, 9, 4, 2, 4$ и $g_a = 1, 4, 9, 1, 3$ соответственно.

Если газ представляет собой смесь элементов, то уравнение Саха пишется для каждого из них отдельно.

Уравнение Саха, уравнения электронейтральности и неизменности атомов представляют собой замкнутую систему уравнений, решение которой позволяет найти ионизационный состав газа.

Равновесный химический состав (степень диссоциации молекул, концентрация вновь образуемых продуктов) определяется не только электронной температурой и плотностью, но и процентным содержанием элементов в смеси газов.

Например, плотность частиц, участвующих в реакции $A_2 \rightleftharpoons 2A$, определяется следующими уравнениями:

$$\frac{N_A^2}{N_{A_2}} = \frac{g_A^2}{g_{A_2}} \frac{M_A^{\frac{3}{2}} \nu_{A_2}}{4J_{A_2} \sqrt{\pi kT_e}} \exp \left\{ -\frac{U_d}{kT_e} \right\}, \quad \frac{N_A}{2} + N_{A_2} = N_{0,A_2}, \quad (1.83)$$

где N_A , N_{A_2} – концентрации атомов и молекул соответственно, U_d – потенциал диссоциации молекулы, ν_{A_2} – частота ее колебаний, J_{A_2} – момент инерции молекулы.

Следуя уравнениям Саха, диссоциация и ионизация начинаются при электронных энергиях, меньших примерно в 10-20 раз, чем U_d и I . Например, $U_{d,H_2} = 4,48$ эВ, а диссоциация идет от начала до конца при температуре $(2 - 5) \cdot 10^3$ [К]. Так как потенциал ионизации почти в два раза превышает потенциал диссоциации, в области ионизации молекул уже почти нет. В смесях газов процессы идут сложнее. Например, ионизация воздуха начинается с отрыва электронов от молекул NO ($I_{NO} = 9,3$ эВ), поэтому воздух оказывается заметно ионизованным при неполной диссоциации азота. Повышение температуры ведет к переходу ко второй ступени процесса ионизации и диссоциации и т.д.

Для многозарядных ионов в условиях термодинамического равновесия уравнение Саха имеет вид

$$\frac{n_e n_{++}}{n_+} = \frac{g_{++}}{g_+} A_0 T_e^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ -\frac{I_+}{kT_e} \right\}, \quad (1.84)$$

где I_+ – потенциал ионизации однозарядного иона.

В обычной газоразрядной плазме температуры не позволяют иметь многозарядные ионы, так как $I_{Ar} = 15,8$ эВ, $I_{Ar}^+ = 27,6$ эВ.

1.4.2 Термодинамические функции

Энергия нагретого молекулярного газа состоит из энергии поступательного движения ($\frac{3kT}{2}$ на одну частицу), энергии вращения (kT – у двухатомного и линейных многоатомных, и $\frac{3kT}{2}$ – у нелинейных многоатомных молекул), колебательной энергии (kT – на одну колебательную степень свободы (при достаточно высоких температурах, когда исчезают квантовые эффекты), энергии электронного возбуждения атомов и молекул.

У молекул газа есть и потенциальная энергия: энергетические затраты на разрушение молекул, отрыв электрона, химические превращения. Например, при рекомбинации потенциальная энергия может выделяться в виде излучения, возбуждения внутренних степеней свободы или кинетической энергии движения частиц.

Так как диссоциация и ионизация начинается при $kT_e \ll U_d$ и I , потенциальная составляющая энергии существенна в сравнении с полной. Например: если степень ионизации 5% достигается при $\frac{kT_e}{I} \approx \frac{1}{20}$, то энергия ионизации αI на один исходный атом сравнима с энергией поступательного движения, равной $\frac{3}{2}(1 + \alpha T)kT$. Это является причиной резкого возрастания теплоемкости газа в областях промежуточных значений степеней диссоциации и ионизации. При степенях ионизации порядка единицы энергия ионизации перестает расти с ростом температуры, оставаясь равной I на один исходный атом, тогда как растет энергия поступательного движения. Таким образом, при формировании плазмы появляются характерные максимумы и минимумы в теплоемкости.

Транспортные свойства среды характеризуются коэффициентами переноса, определяющими процессы: [электропроводности](#), [теплопроводности](#), [диффузии](#) и [вязкости](#).

1.4.3 Электропроводность

В равновесной плазме плотность электронов является функцией электронной температуры. Следовательно, температура электронов определяет проводимость среды:

$$\sigma_e = e\mu_e n_e = \frac{e^2 n_e}{m\nu_m} = 2,82 \cdot 10^{-4} \frac{n_e (\text{см}^{-3})}{\nu_m (\text{с}^{-1})}, \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \quad (1.85)$$

$$\nu_m = NV_e \sigma_{tr} + n_e V_e \sigma_k \quad (1.86)$$

Плазма бывает равновесной лишь при развитой ионизации, поэтому электрон-ионные столкновения существенно влияют на сопротивление. При степени ионизации, большей 10^{-3} – 10^{-2} , столкновениями с нейтральными частицами можно пренебречь. Следует отметить, что выражение для σ_e необходимо усреднять по энергетическому спектру электронов, который в равновесной плазме является [максвелловским](#).

При низких электронных температурах степень ионизации мала. В этом случае доминируют столкновения электронов с частицами газа и проводимость резко зависит не только от температуры, но и от плотности (давления) газа. Так как $n_e \sim P^{\frac{1}{2}}$, $\nu_m \sim P$, имеем

$$\sigma_e(T_e, P) \sim \frac{n_e}{\nu_m} \sim P^{-\frac{3}{2}} \exp\left\{-\frac{I}{2kT_e}\right\}. \quad (1.87)$$

При высоких температурах электронов (развитая ионизация), доминируют электрон-ионные столкновения. В области первой ионизации выражение для проводимости имеет вид

$$\sigma_e = \frac{e^2}{mV_e\sigma_k} = \frac{9(kT_e)^2}{4\pi e^2 mV_e \ln \Lambda} = 1,9 \cdot 10^2 \frac{T_e^{\frac{3}{2}} [\text{эВ}]}{\ln \Lambda} \text{Ом}^{-1} \text{см}^{-1}, (1.88)$$

т.е. $\sigma_e \sim T_e^{\frac{3}{2}}$ и практически не зависит от давления (давление учитывается в кулоновском логарифме) (см. [прил. 1.28](#)).

1.4.4 Теплопроводность, температуропроводность и “диффузия” тепла

Теплопроводность

Теплопроводность является основным механизмом выноса энергии из плазмы. При этом нагрев окружающих разряд холодных слоев газа может способствовать их ионизации и захвату разрядом. Уравнение теплопроводности имеет вид

$$\rho_g C_P \frac{dT}{dt} + \text{div} J_t = Q, \Omega_t = -\lambda_t \cdot \text{grad} T, (1.89)$$

где ρ_g – плотность газа, C_P – его теплоемкость, J_t – плотность теплового потока, Q – источник энергии, λ_t – коэффициент теплопроводности (см. [прил. 1.29](#)).

Тепловой поток пропорционален градиенту температуры и направлен в сторону ее уменьшения.

Величина $\frac{dT}{dt}$ связана с определенной массой вещества, она совпадает с $\frac{\partial T}{\partial t}$ в данной точке пространства, только если газ неподвижен. Если он движется со скоростью \vec{V}_g , то $\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V}_g \text{grad}) T$ и это уравнение включается в общую систему уравнений газовой динамики.

Температуропроводность.

Выражение для коэффициента температуропроводности имеет вид

$$\chi_t = \frac{\lambda_t}{\rho_g C_P} \cdot (1.90)$$

Из уравнения (1.89) в предположении, что $\rho_g C_P = \text{const}$, получим **уравнение диффузии тепла**:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\chi_t \cdot \text{grad} T) + \frac{Q}{\rho_g C_P}, (1.91)$$

в котором роль коэффициента диффузии играет коэффициент температуропроводности χ_t .

Реактивная теплопроводность

Если в газе идет диссоциация, химические превращения, ионизация, то появляется дополнительный и достаточно сильный перенос, связанный с диффузией потенциальной энергии. Этот процесс называется реактивной теплопроводностью (см. [прил. 1.30](#)).

Электронная теплопроводность

При высоких температурах, когда степень ионизации высока, доминирует кондуктивный перенос тепла свободными электронами.

Электронная теплопроводность существует безотносительно к градиенту концентрации электронов и определяется градиентом температуры электронов. Поэтому коэффициент электронной теплопроводности примерно совпадает с коэффициентом свободной диффузии электронов, а не с амбиполярным

$$\lambda_{t,e} \approx \frac{5}{2} k n_e \frac{\lambda_{ei} \bar{V}_e}{3} = \frac{5}{6} \frac{k \bar{V}_e}{\sigma_k} \quad (1.92)$$

где λ_{ei} – средняя длина свободного пробега, в условиях электрон-ионных столкновений. Точный расчет $\lambda_{t,e}$ дает соотношение вида

$$\lambda_{t,e} = 2,65 \cdot 10^{-2} \frac{\{T_e[\text{эВ}]\}^{\frac{5}{2}}}{\ln \Lambda} \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{К}} \quad (1.93)$$

1.4.5 Потенциал потока тепла

Теплопроводность (λ_t) сильно и нелинейно зависит от температуры, что вносит определенные трудности в решение соответствующих уравнений, так как $\lambda_t(T)$ входит под оператор “дивергенция”.

От операции “дивергенция” можно избавиться, если от температуры перейти к переменной Θ , величина которой определяется выражением

$$\Theta = \int_0^T \lambda_t(T) dT, \quad \text{grad} \Theta = -\text{grad} \Theta. \quad (1.94)$$

Функция $\Theta(T)$ более гладкая, чем $\lambda_t(T)$. По аналогии с электрическим потенциалом ($E = -\text{grad} \phi$) Θ называется потенциалом потока тепла. В результате такой замены получаем

$$\left(\frac{\rho_g C_P}{\lambda_t} \right) \frac{d\Theta}{dt} - \Delta \Theta = \frac{Q}{\lambda_t}, \quad (1.95)$$

при этом правую часть этого уравнения и $\frac{\rho_g C_P}{\lambda_t}$, которые фактически зависят от температуры, здесь надо рассматривать как функции Θ .

1.4.6 Диффузия и вязкость

Диффузия заряженных частиц в равновесной плазме всегда амбиполярна, $D_a = 2D_+$, при этом транспортное сечение для ионов определяется поляризационными силами и действием эффекта перезарядки.

Вязкие свойства плазмы проявляются, главным образом, в пограничных областях и в процессах теплопередачи к твердым стенкам разрядной камеры. Оценочно коэффициент вязкости $\eta \approx \rho_g D_a$.

Коэффициент кинематической вязкости $\nu_\eta = \frac{\eta}{\rho_g}$ и по порядку величины совпадает с коэффициентом диффузии.

Вязкость газов растет с повышением температуры, но при $T \cong 10^4 \text{K}$, когда ионизация становится заметной, перенос импульса (вязкость) начинает падать из-за тормозящего действия перезарядки атомов на ионах (см. [прил. 1.31](#)).

Список использованной литературы в главе 1

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. -592 с.
2. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. – М.: Атомиздат, 1968. -364 с.
3. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. -525 с.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И ОБСУЖДЕНИЙ

1. От чего зависит средняя длина свободного пробега частицы?
2. Чему равна вероятность взаимодействия частиц на пути равном средней длине свободно пробега?
3. Что определяет эффективное сечение взаимодействия?
4. Что определяет транспортное сечение взаимодействия?
5. Что определяет дифференциальное сечение взаимодействия?
6. Какую часть энергии теряет частица массы m при упругом столкновении с частицей массой M ?
7. Что характеризует кулоновский логарифм?
8. От чего зависит дебаевская длина?
9. Что характеризует дебаевская длина?
10. Что характеризует кулоновский радиус?
11. Как соотносятся сечение ионизации электронным ударом и сечение упругих столкновений электрона?
12. Как зависит сечение ионизации их основного состояния вблизи порога ионизации от скорости электрона?
13. От чего зависит скорость дрейфа электронов в электрическом поле?
14. Почему электрон-электронные столкновения не влияют на проводимость плазмы?
15. Что определяет время релаксации энергии?
16. От чего зависит скорость дрейфа ионов в сильном электрическом поле (E) (отсутствует резонансная перезарядка, нет условий формирования комплексов ионов с молекулами и атомами)?
17. Как соотносятся между собой дрейфовый и диффузионный потоки заряженных частиц в слабых электрических полях при термодинамическом равновесии?
18. Что определяет отношение коэффициента диффузии электронов к их подвижности?
19. Каково условие возникновения амбиполярной диффузии?
20. От чего зависит коэффициент амбиполярной диффузии?
21. Что характеризует параметр Холла?
22. От чего зависит параметр Холла?
23. Что определяет константа Столетова?
24. С каким процессом связан эффект Пеннинга?
25. При каких условиях может идти ударно-радиационная рекомбинация с участием атомов?
26. При каких условиях доминирует диссоциативная рекомбинация в плазме молекулярных ионов?
27. Каковы механизмы формирования отрицательных ионов?

28. В каком диапазоне находится энергия связи электрона с атомом (молекулой) в отрицательном ионе?
29. Что характеризует формула Саха?
30. При каком условии можно применять формулу Саха?
31. Что определяет реактивная теплопроводность плазмы?
32. Чем определяется электронная теплопроводность плазмы?

Список рекомендуемой литературы к главе 1

1. Месси Г. Отрицательные ионы. – М.: Мир, 1979. -758 с.
2. Шкаровский И.П., Джонстон Т., Бачинский М.П. Кинетика частиц плазмы. – М.: Атомиздат, 1969. -396 с.
3. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. – М.: Наука, 1984. -416 с.
4. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. – М.: Мир, 1977.
5. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. -527 с.
6. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. – М.: Наука, 1978. -416 с.

ГЛАВА 2. ТИПЫ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

- 2.1. Общие представления о пробое газов. Классификация разрядов
- 2.2. Основы теории пробоя
- 2.3. Закон Пашена
- 2.4. Тлеющий разряд
- 2.5. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда
- 2.6. Неустойчивости разряда
- 2.7. Дуговые разряды
- 2.8. Структура дугового разряда
- 2.9. Механизм стримерного пробоя
- 2.10. Искровой разряд
- 2.11. Коронный разряд
- 2.12. Разряды в переменных полях. Общие положения
- 2.13. Высокочастотные разряды
- 2.14. [СВЧ-разряд](#)
- 2.15. Законы подобия

2.1. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРОБОЕ ГАЗОВ. КЛАССИФИКАЦИЯ РАЗРЯДОВ

Процессы, протекающие в газовых разрядах, инициируемых электромагнитными полями различной пространственно-временной конфигурации столь разнообразны, как и техника устройств по их генерации. Наиболее подробно, и порой исчерпывающе, эти вопросы рассмотрены в монографиях и многочисленных публикациях, посвященных данной проблематике, часть из которых представлена в разделе «Литература». В разделах, представленных ниже, основное внимание будет уделено наиболее часто наблюдаемым явлениям и типичным условиям, реализуемым в экспериментальных исследованиях.

Электрическим пробоем называется превращение непроводящего вещества в проводник в результате приложения к нему сильного электрического поля.

Благодаря явлению естественной радиоактивности земных пород и космическому излучению любой объем газа содержит некоторое число свободных зарядов (электронов и ионов). Ввиду этого электрический пробой в газе, начинающийся с «затравочных» электронов, может приобрести стационарный характер только при наличии постороннего источника, способствующего процессу ионизации. Временной характер развития пробоя (большая часть выделенного объема газа находится в ионизированном состоянии) определяется многими факторами и чаще всего происходит за времена порядка $10^{-4} - 10^{-8}$ с. Процесс пробоя газа может сопровождаться оптическими явлениями (стационарное свечение, «искра» и т.п.), которые являются результатом мощных процессов ионизации.

Если в ограниченный объем газа ввести электроды и приложить к ним на длительное время разность потенциалов, то в результате пробоя при благоприятных условиях может зажечься разряд (явление протекания электрического тока через ионизированный газ), существование которого поддерживается исключительно внешним полем. Такие процессы могут происходить в любых электрических полях: постоянном, импульсном, периодическом, в поле электромагнитной волны.

Пробой газового промежутка имеет пороговый характер и возникает в конкретных условиях состояния газа при определенных значениях напряженности полей. Пороговый характер пробоя объясняется резкой зависимостью скорости ионизации атомов электронным ударом от величины напряженности поля. Предел мощностных характеристик процесса ионизации определяется конкретными условиями: временной интервал достаточен для рождения многих поколений электронов либо поле достаточно велико и обеспечивает рождение достаточного числа электронов.

Главный элемент процесса пробоя – *электронная лавина* (рис. 2.1а). Лавина, локально начинающаяся с небольшого числа затравочных электронов (появляются либо случайно, либо под воздействием стороннего источника), в результате процессов ионизации и дрейфового сноса занимает значительную часть межэлектродного пространства, вне зависимости от характера внешнего электрического поля.

Так как скорости дрейфа и диффузии ионов существенно меньше, чем у электронной компоненты, в процессе развития лавины она приобретает конусообразную форму, в сферической головке которой сосредоточен основной электронный заряд. *Процесс развития пробоя* – размножение лавин, каждая лавина расплывается в поперечном направлении вследствие диффузии электронов, таким образом пробой охватывает весь объем промежутка.

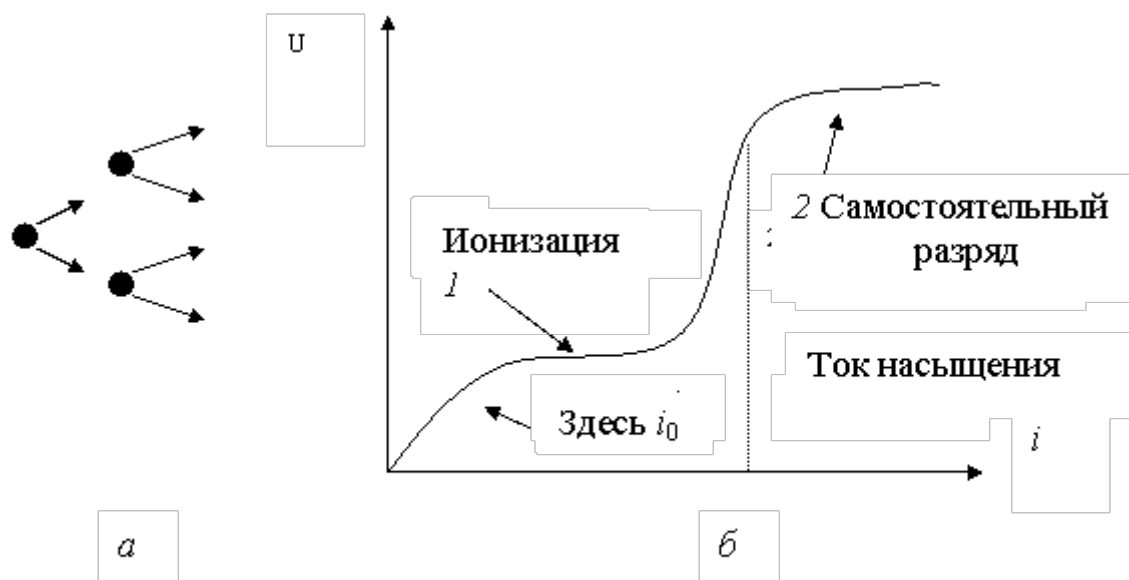


Рис. 2.1

На начальном этапе развития лавины процессами рекомбинации и влиянием возникающего объемного заряда можно пренебречь, так как скорость рекомбинации пропорциональна квадрату плотности зарядов. Таким образом в начальной фазе разряда при малых плотностях рекомбинация намного уступает механизмам гибели свободных носителей линейным по плотности: выносу полем на электроды, диффузии на стенки и т.п.

Как уже отмечалось выше, газовый разряд – это протекание электрического тока через ионизированный газ.

В целом разряды классифицируют на *несамостоятельные* и *самостоятельные*.

Разряды, возникающие лишь благодаря действию внешнего ионизатора либо источника свободных зарядов, получили название – *несамостоятельные*. Разряды, которые поддерживаются лишь за счет процессов, происходящих в объеме газового промежутка, либо на электродах получили название *самостоятельных*.

Параметры установившегося разряда зависят в основном от вида и плотности атомов, составляющих газовую среду, напряженности и типа электрических полей, поддерживающих разряд материалов стенок и размеров разрядной камеры, а также от степени изолированности ионизированного газа от окружающей среды.

Дальнейшее последовательное изложение позволит понять, что частота поля, инициирующего зажигание разряда и его поддержание существенным образом связана с характерными временами процессов, протекающих в газоразрядной плазме. В этой связи при классификации разрядов необходимо ввести признак, учитывающий частотный спектр полей, обеспечивающих энерговклад в газовый разряд. Включение всех условий, так или иначе влияющих на условия поддержания самостоятельных форм разряда чересчур усложняет принципы их классификации. В этой связи установившиеся к сегодняшнему дню принципы классификации разрядов включают два основных признака:

- состояние ионизированного газа (равновесное, неравновесное);
- частотный диапазон полей поддерживающих разряд.

2.2. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПРОБОЯ

Рассмотрим газовый объем с плоскими электродами, подключенными к источнику питания с изменяемой электродвижущей силой (ЭДС). Электрическое поле внутри промежутка однородное: $E=U/d$, где d – расстояние между анодом и катодом. При наличии разности потенциалов, в межэлектродном пространстве возникнет электрический ток, носителями которого будут случайные электроны. Электроны, возникшие у катода, по ряду причин (гибель на стенках, рекомбинация, прилипание и т.п.) могут и не достичь анода. Однако увеличение напряженности поля приводит к тому, что большее число электронов достигает анода. Таким образом, ток в цепи растет с повышением напряжения U . Начиная с определенного U , все рождающиеся в газовом промежутке свободные носители (электроны и ионы) попадают на электроды, т.е. ток достигает насыщения и при дальнейшем увеличении напряжения между электродами не изменяется. При наличии внешнего источника, способствующего поддержанию процесса ионизации (источник электронов, сторонний ионизатор), величина тока (i_0) определяется мощностными характеристиками этих источников. Прекращение работы внешнего источника приводит к тому, что ток разряда исчезает. Разряд в таком случае называется несамостоятельным. Его статическая вольт-амперная характеристика (ВАХ) имеет вид, представленный на [рис. 2.1б](#).

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к ионизации электронным ударом, что приводит к усилению тока и переходу разряда в самостоятельный режим, когда исключение внешнего источника не приводит к исчезновению электрического тока через разрядный промежуток. Впервые объяснение этому явлению дал Таунсенд, разработавший теорию лавинного разряда.

Пусть на разрядный промежуток действует внешний источник, обеспечивающий поддержание первичного тока i_0 в промежутке анод-катод. Возникшие таким образом электроны, под действием существующего электрического поля приобретают энергию, достаточную для ионизации молекул (атомов) газа. Мерой такой ионизации является коэффициент α_T , указывающий число актов ионизации, производимых одним электроном на пути в ед. длины. Частота столкновений электрон-нейтрал приведена на [рис. 2.2а](#).

$$\alpha_T = f\left(\frac{E}{P}\right)$$

Для нахождения α_T существует приближенный способ, предложенный еще Таунсендом, приводящий с точностью до постоянного множителя к таким же значениям, полученным более строгим способом.

Пусть:

1. вероятность ионизации (w_i) определяется упрощенным законом: $\alpha_i = 0$ при $U < I$; $\alpha_i = 1$ при $U > I$, где I – потенциал ионизации;
2. скорость теплового движения электронов не учитывается;
3. при каждом соударении электрон полностью теряет энергию.

Вероятность свободного пробега длиной более чем l для электрона, движущегося в газе, будет

равна $\exp\left(\frac{-l}{\lambda}\right)$, где λ – средняя длина свободного пробега. Тогда из N свободных пробегов лишь

$N \exp\left(\frac{-l}{\lambda}\right)$ будут по длине превосходить l . В электрическом поле на длине l электрон приобретает

энергию eEl . Если $i \geq \frac{l}{E}$, то энергия, приобретенная на этом пути, будет достаточна для ионизации молекулы газа согласно положению – 1. Следовательно, из N свободных пробегов электрона лишь $N \exp\left(\frac{-l}{E\lambda}\right)$ будут приводить к ионизации.

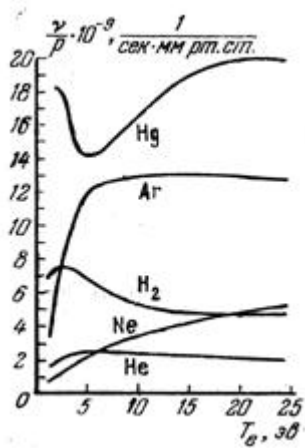
Исходя из требований положений 2 и 3 рассматривается лишь прямолинейное движение электрона. На пути в 1 м он совершит Q соударений с молекулами газа, тогда только $Q \exp\left(\frac{-l}{E\lambda}\right)$ соударений будут приводить к ионизации. Таким образом, $\alpha_T = Q \exp\left(\frac{-l}{E\lambda}\right) = Q_0 P \exp\left(\frac{-Q_0 P l}{E}\right)$, где Q_0 – число соударений на 1 м , испытанных частицей при давлении (P) в 1 мм рт.ст. и температуре газа 0°C . Вид полученной Таунсендом полуэмпирической формулы

$\alpha_T = AP \exp\left(\frac{-B}{E/P}\right)$ представлен на [рис. 2.2б](#), а значения постоянных A и B , зависящих от рода газа, приведены в [таблице 2.1](#).

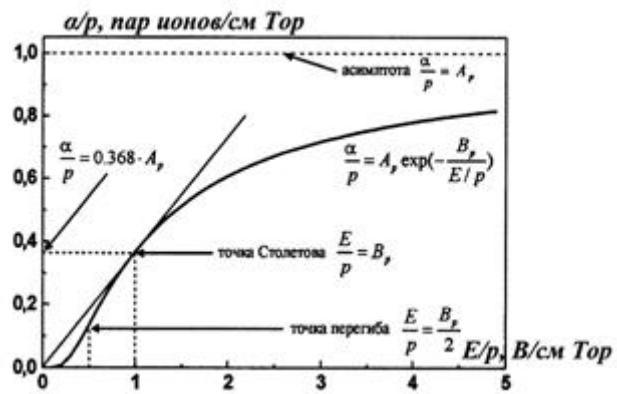
Таблица 2.1

ГАЗ	$A, \text{ м}^{-1}$	$B \cdot 10^4, \text{ В/м мм рт.ст.}$	Область изменения E/P , $\text{кВ м}^{-1} / \text{мм. рт.ст.}$
N_2	1240	3,42	15 – 60
H_2	500	1,30	15 – 60
CO_2	2000	4,66	20 – 100
Ar	1360	2,35	10 – 60
He	280	0,34	2 – 15
Ne	400	1,00	10 – 40
Kr	1700	2,40	10 – 100
Xe	2600	3,50	20 – 80
Hg	2000	3,70	20 – 60

Вторичные электроны, появившиеся в результате ионизации, также начинают двигаться в электрическом поле и сами приобретают способность производить новые акты ионизации. Такое лавинообразное размножение электронов приводит к тому, что поток их в конце разрядного промежутка может быть значительно большим, нежели в начале. Это явление называется газовым усилением.



а



б

Рис. 2.2

Коэффициент газового усиления k_y , равный отношению электронного тока в конце разрядного промежутка к электронному току в начале промежутка, для системы с однородным полем будет равен $k_y = e^{\alpha d}$, где d – ширина разрядного промежутка. В случае, если электрическое поле

$$k_y = \exp \int_0^d \alpha_T dx$$

неоднородно, коэффициент газового усиления будет . Учет вторичных процессов, т.е. когда положительные ионы, возникшие в результате ионизации, вытягиваясь полем на катод, выбивают из него дополнительное количество электронов, приводит к тому, что эффект газового усиления будет как бы дополнен механизмом положительной обратной связи, увеличивающим коэффициент k_y . В случае однородного поля величина газового усиления достигнет значения,

$$k_y = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma_e (e^{\alpha d} - 1)}$$

определяемого следующим выражением: , здесь γ_e – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии материала катода. Обращение в нуль знаменателя указывает, что коэффициент усиления устремляется в бесконечность. Это означает, что малый ток первичных (затравочных) электронов способен породить значительный разрядный ток. Таким образом, условие: $\mu = \gamma_e (e^{\alpha d} - 1) = 1$ является критерием возникновения самостоятельного разряда, для поддержания которого не требуется какого-либо постоянно действующего внешнего фактора (ионизатора), порождающего первичные электроны. По сути, переход разряда из класса несамостоятельных в самостоятельный носит название пробоя газа. Напряжение U_{np} – при котором выполняется условие пробоя – получило название пробойного.

Типичная вольт-амперная характеристика, охватывающая переход из несамостоятельной формы в самостоятельную форму для разряда постоянного тока и всех его типов, представлена на [рис. 2.3](#).

Кроме рассмотрения вопроса усиления необходимо рассмотреть временной характер установления разряда. Рассмотрим его на конкретном простейшем примере плоской геометрии разрядного промежутка ([рис. 2.4](#)).

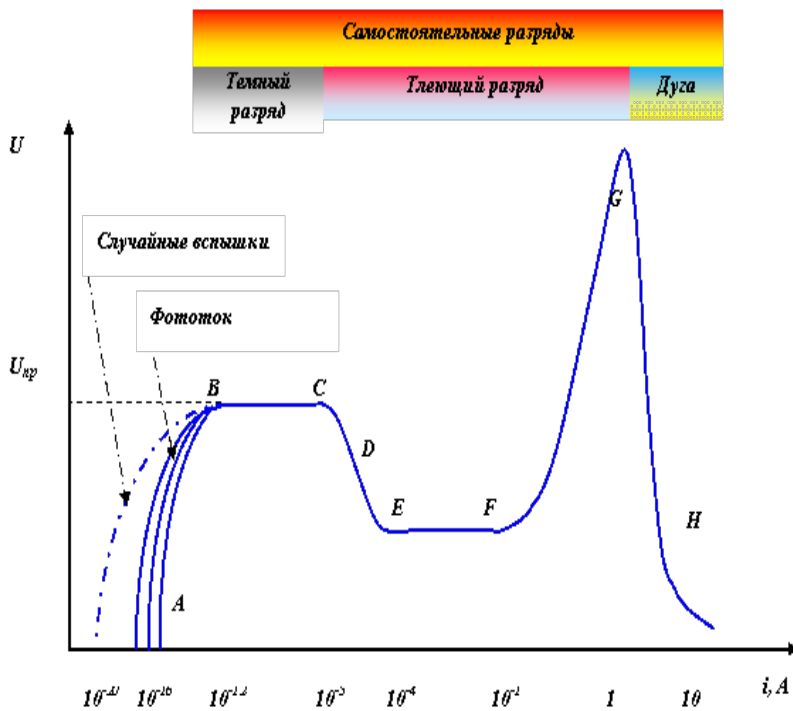


Рис. 2.3

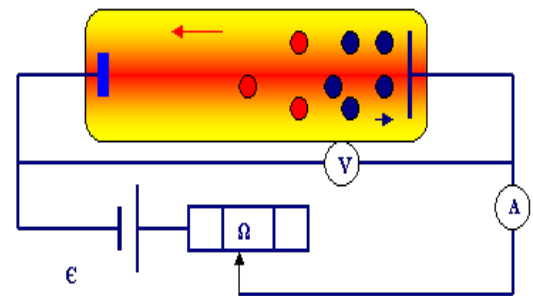


Рис. 2.4

На электроды разрядного промежутка подано пробойное напряжение. В этом случае величина тока не может возрасти безгранично ввиду того, что в этом случае обеспечивается простое воспроизводство электронных носителей. Увеличение тока возможно лишь в случае малого Перенапряжения, приводящего к возрастанию величины $m > 1$. В таких условиях процесс ионизации и как следствие ток в цепи резко возрастают. Однако такое увеличение не безгранично, эти процессы могут быть остановлены либо рекомбинацией, либо внешней омической нагрузкой W_n . С увеличением тока происходит увеличение падения напряжения (iW_n), и как следствие напряжение на электродах начинает падать. Когда оно упадет до U_{np} , рост тока прекратится – наступает стационарный режим «темный таунсендовский разряд» – область **BC** на [рис. 2.3](#). Это происходит, когда внешнее сопротивление велико и ток мал, а внешнее поле не искажается положительным пространственным зарядом – область **AC** (см. [рис. 2.3](#)). В противном случае при значительных токах возникает пространственная неоднородность поля и зажигается тлеющий разряд – **CG** (см. [рис. 2.3](#)).

Закон временного нарастания тока в стадии пробоя, предшествующей фазе самостоятельного разряда, обусловлен вторичной эмиссией электронов, возникающей при бомбардировке катода положительными ионами. В большей части своей ионы в этой фазе развития разряда рождаются преимущественно у анода, ввиду того, что энергия электронов здесь максимальна. Для тока в цепи справедливо выражение

$$i(t) = i_0 e^{\alpha_2 t} \left[\frac{\mu}{\mu - 1} \exp\left(\frac{\mu - 1}{\mu} \frac{t}{\tau_e}\right) - \frac{1}{\mu - 1} \right], \quad (2.1)$$

где i_0 – ток первичных электронов, возникающих в результате действия внешнего ионизатора, t_e – время вытягивания ионов на катод из области анода.

Реальное время развития пробоя после включения напряжения состоит из двух частей: первая –

время ожидания затравочного электрона, и вторая с масштабом $\frac{\tau_0}{\mu-1}$.

2.3. ЗАКОН ПАШЕНА

Межэлектродная разность потенциалов, при которой выполняется условие пробоя газа, называется потенциалом зажигания или пробойным потенциалом ($U_{пр}$). Для разрядного промежутка с

$$U_{пр} = \frac{BPd}{\ln \frac{APd}{C}}, \quad C = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_e} \right)$$

однородным электрическим полем:

известное как закон [Пашена](#), определяет лишь напряжение, при котором возникает пробой газового промежутка в однородном поле (рис. 2.5). Что же касается величин тока разряда и его ВАХ, то они будут различны для различных форм разряда.

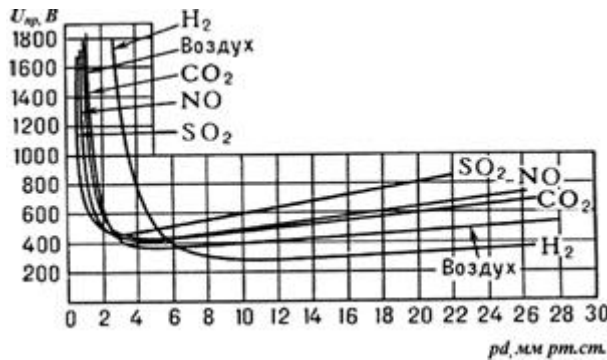


Рис. 2.5

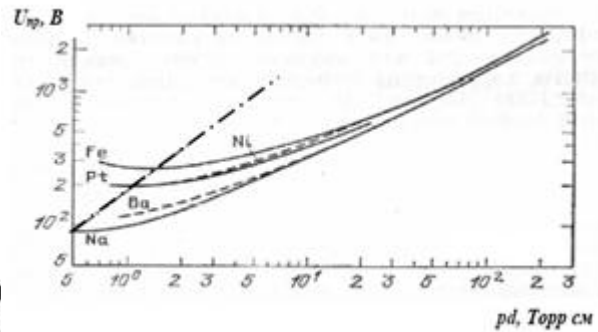


Рис. 2.6

Как видно из [рис. 2.5](#) минимальные значения напряжения зажигания существенным образом зависят от сорта газа. Поскольку величина γ_e входит в выражение под двумя логарифмами, то зависимость пробивного напряжения от материала катода не столь существенна, но имеет место, что отображено на зависимости представленной на [рис. 2.6](#).

Для тлеющего разряда выражение ВАХ содержит сложную трансцендентную функцию. График ВАХ тлеющего разряда, построенный в координатах безразмерного тока и безразмерного напряжения, представлен на [рис. 2.7](#).

$$C_2 = \frac{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_e} \right)}{\epsilon_0 AB^2 \mu_{+0} P^2 (1 + \gamma_e)}$$

Здесь по оси абсцисс отложена величина $C_2 j$, где j – плотность тока, а μ_{+0} – подвижность ионов газа при $P = 1 \text{ мм pt.cm}$. По оси ординат отложена величина

$$C_1 = \frac{2A}{B \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_e} \right)}$$

безразмерного катодного падения напряжения $C_1 U_k$, где (OA) соответствует аномальному тлеющему разряду (участок FG, [рис. 2.3](#)), при котором рост разрядного тока сопровождается ростом катодного падения напряжения. Левая ветвь (OB) описывает неустойчивую форму разряда и практического значения не имеет (участок CE, [рис. 2.3](#)).

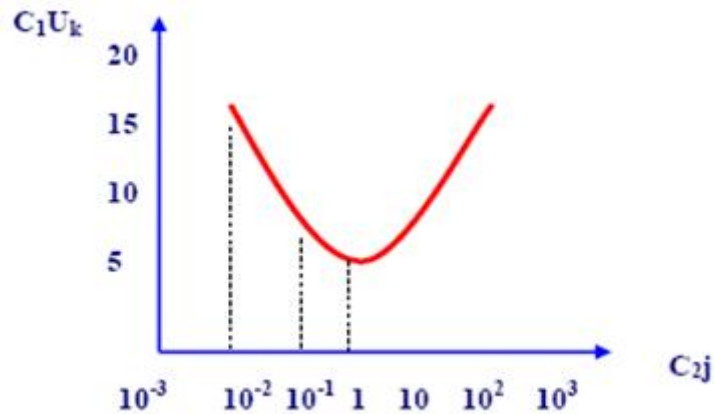


Рис. 2.7

Особый интерес представляет точка θ , которая соответствует так называемому режиму тлеющего разряда, при котором катодное падение напряжения U_k – минимально. Координаты этой точки: $C_1 U_k = 6,0$; $C_2 j = 0,67$.

Для того чтобы определить в случае однородного поля, при каком давлении газа значение пробойного потенциала будет минимальным, необходимо продифференцировать приведенное

выше выражение $\frac{\partial U_{пр}}{\partial P} = 0$. Тогда можно определить условия, соответствующие минимальному

значению пробойного напряжения.: $P_{мин} = e \frac{C}{Ad} = 2.72 \frac{C}{Ad}$, $U_{пр.мин} = e \frac{BC}{A} = 2.72 \frac{BC}{A}$, и

$$\left(\frac{E}{P}\right)_{мин} = B$$

При изучении фотоэлектронной эмиссии [Столетов](#) стремился подобрать условия по давлению, при

которых сила фототока максимальна. Таким образом были найдены значения $\left(\frac{E}{P}\right)$ при которых ток имел максимальное значение. Таунсенд дал объяснение этому экспериментальному факту.

Значение $\left(\frac{E}{P}\right)_{мин}$ – константа Столетова соответствует значениям, где ионизационная

способность электрона – $\eta_e = \frac{\alpha_T}{E}$ максимальна, следовательно, промежуток пробивается легче.

В отличие от $U_{пр.мин}$ и $(Pd)_{мин}$, величина $(E/P)_{мин}$ не зависит от материала катода. На рис. 2.6 штрих-пунктирная линия с наклоном 450, соединяющая точки минимума, которая отражает этот факт.

Для простого анализа зависимости $U_{пр} = f(Pd)$ и кривых Пашена (см. [рис. 2.5](#)), рассмотрим случай, когда выражение под знаком логарифма будет равно 1, тогда величина $U_{пр}$ стремится в бесконечность (левая ветвь [рис. 2.5](#)), что свидетельствует об отсутствии ионизации, и в этом случае электрическая прочность разрядного промежутка определяется закономерностями вакуумного пробоя.

При достаточно больших значениях Pd вступают в действие процессы ступенчатой ионизации, фотоионизации и др., и в этом случае, так же как и в предыдущем, происходит отклонение от закона Пашена.

Подъем кривой Пашена при больших Pd объясняется уменьшением длины свободного пробега и снижением вероятности набора электроном энергии, достаточной для ионизации. Резкий подъем кривой слева – малые значения Pd связаны с уменьшением числа столкновений на длине промежутка и как следствие необходимостью увеличения напряженности электрического поля, т.е. для должного усиления требуется сильное поле. Предельное значение Pd , когда нет никакого

$$Pd_{\text{предельное}} = A^{-1} \ln \left(\frac{1}{\gamma_e} + 1 \right) = \frac{(Pd)_{\text{min}}}{2,72}$$

усиления соответствует значению:

Таким образом, обе ветви кривой закона Пашена ограничены, слева – вакуумным пробоем, справа – лавинным пробоем.

2.4. ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД

Тлеющий разряд – самостоятельный электрический разряд в газе при токах $10^{-5} - 1$ А с холодными электродами, имеющий характерную пространственную структуру в виде чередующихся светящихся зон различной интенсивности и цветовой гаммы. Этот тип разряда поддерживается за счет эмиссии электронов с катода при его бомбардировке положительными ионами.

Отличительным признаком. Отличительным признаком тлеющего разряда является: существование значительного падения потенциала вблизи катода (катодное падение). В катодном слое формируется большой положительный объемный потенциал, создающий сильное поле у поверхности катода. При больших межэлектродных расстояниях пространство между катодным слоем и анодом занимает протяженная светящаяся область – положительный столб, формирующий электронейтральную плазму, которая отделена от анода – анодным слоем.

Типичная ВАХ тлеющего разряда представлена на [рис. 2.3](#) из которой видно, что в диапазоне токов $10^{-5} - 10^{-4}$ А (участок *CE*) существует переходная область от темного таунсендовского разряда к нормальному тлеющему разряду с падающим участком ВАХ и диапазоном токов $10^{-4} - 10^{-1}$ А (участок *EF*). На участке *EF* – нормальный тлеющий разряд напряжение между электродами не зависит от силы тока – ВАХ параллельна оси токов.

Феноменологически картина свечения тлеющего разряда представляет собой сложное, но строго определенное чередование светящихся и темных зон, имеющих названия как показано на [рис. 2.8](#). Наилучшим образом характерные зоны свечения наблюдаются в тлеющих разрядах низкого давления, так как их наличие напрямую связано со столкновениями. Пространственным масштабом, определяющим границы зон свечения, является длина свободного пробега электронов $l \sim P^{-1}$. Таким образом, границе определенного слоя (x_l) отвечает определенное значение Px_l .

Структура разряда существенным образом зависит от величины давления и межэлектродного расстояния.

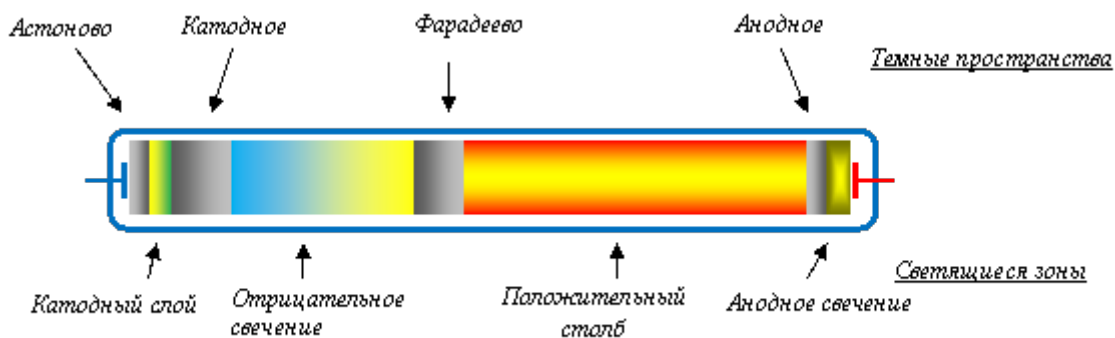


Рис. 2.8

В области низких давлений ($P \sim 10^{-2}$ Тор) и при малых значениях длины разрядного промежутка между анодом и катодом отсутствует место для формирования положительного столба. В этом случае наблюдается лишь область отрицательного (тлеющего, glow discharge) свечения.

Представляет интерес рассмотрение процессов установления разряда в длинных трубках, когда продольные размеры сосуда – L существенно превышают поперечные R . В таких условиях уже нельзя пренебрегать влиянием электростатически заряженных стенок на параметры разряда.

Следует также помнить, что отрицательные области (зоны между катодом и положительным столбом) как бы «приклеены» к катоду и перемещаются вместе при движении катода. В начальный момент развития лавины в прямом газовом промежутке часть электронов двигаясь вдоль силовых линий, попадают на стенки, заряжая их отрицательно. В результате возникает поле, препятствующее движению электронов в поперечном направлении. При этом малоподвижные ионы, медленно диффундирующие к стенкам, формируют пространственный потенциальный рельеф с радиальной ямой для электронов на оси.

Электроны и ионы, переносящие электрический ток, обязаны двигаться по газовому тракту, но вдоль силовых линий результирующего электрического поля. Особо отчетливо это наблюдается в искривленных газовых каналах.

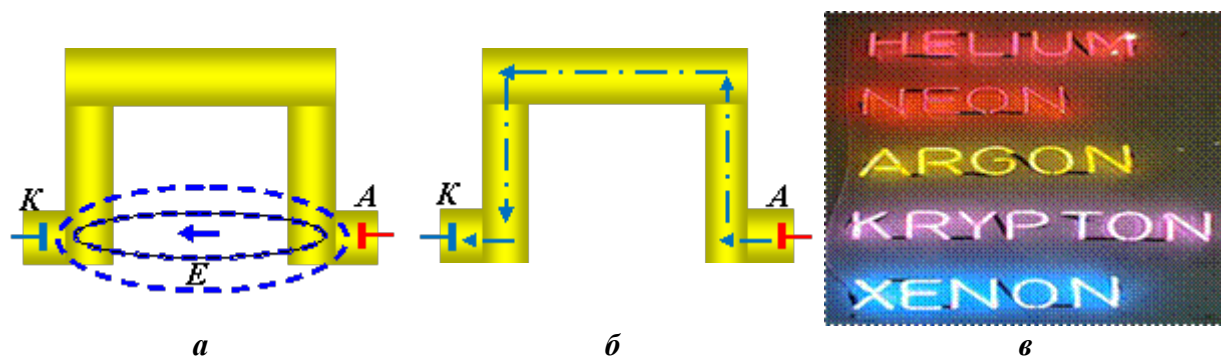


Рис. 2.9

На рисунке [2.9а,б](#) представлены линии напряженности приложенного (а) и результирующего поля. Положительный столб занимающий практически всю длину (если он существует) искривляется, чтобы достичь анода, в то время, как катодные слои стянуты к катоду. Эксперименты показывают, что разряд горит в трубках замысловатой конфигурации ([рис. 2.9в](#)), где представлено свечение положительного столба в различных газах.

Рассмотрим более подробно процессы, происходящие при формировании тлеющего разряда. На [рис. 2.10](#) представлены обобщенные результаты экспериментальных исследований продольных

зависимостей разнообразных параметров, позволяющих объяснить процессы, протекающие в тлеющем разряде.

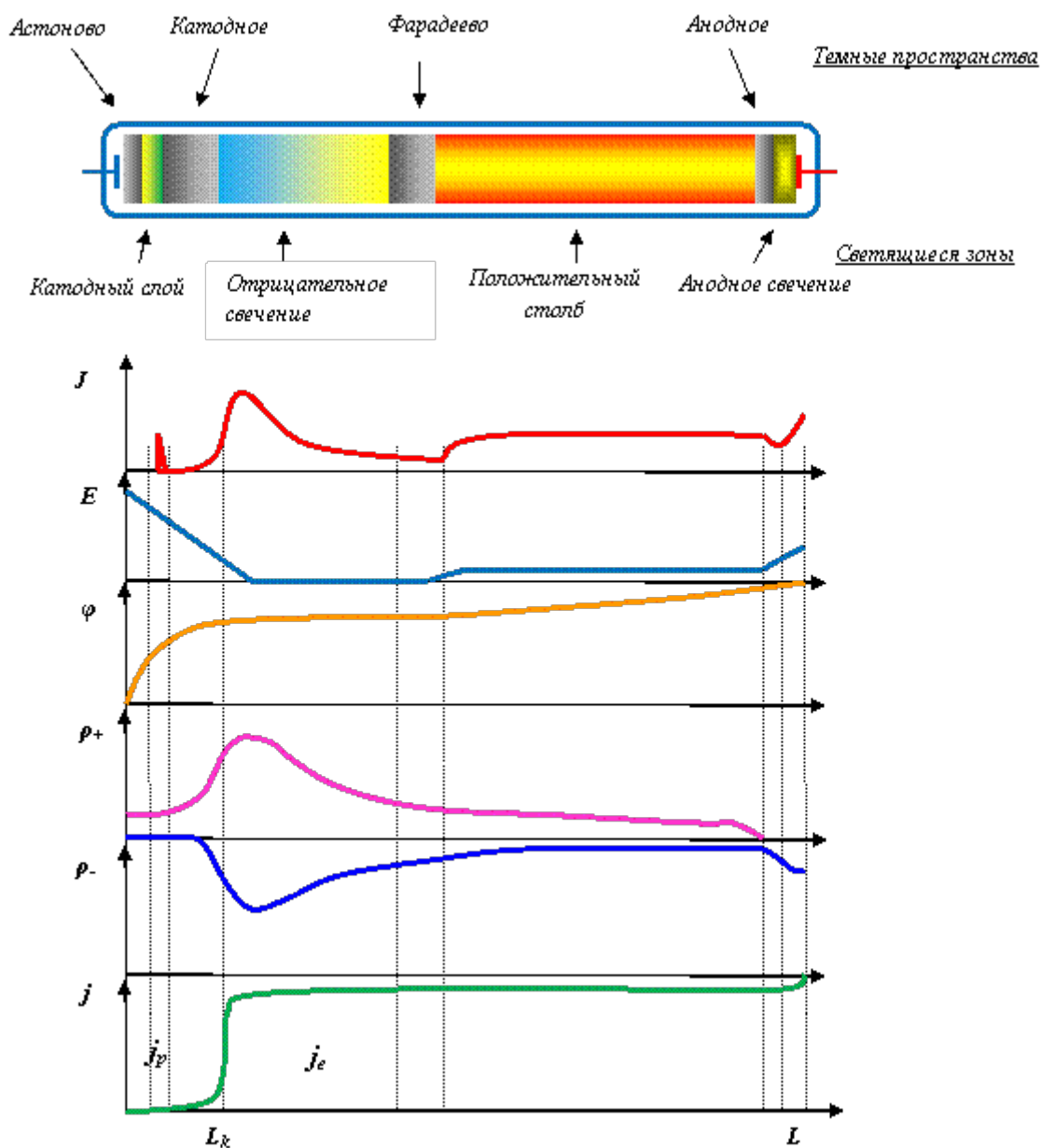


Рис. 2.10

Вылетающие из катода электроны обладают энергией порядка 1эВ , такой энергии недостаточно для возбуждения или ионизации атомов и они образуют отрицательный пространственный заряд и ограничивают эмиссию электронов. Таким образом у катода формируется тёмное астоново пространство. Ток в этой зоне создается в основном положительными ионами.

Дальнейшее ускорение электронов в поле обеспечивает их энергией, достаточной для возбуждения и возникает зона катодного свечения.

Структура катодного свечения два-три слоя (разного цвета) может быть легко объяснена если принять во внимание, что светящиеся слои соответствуют возбуждению различных уровней атомов, ближе к катоду более низких, дальше – более высоких.

Как только энергия ускоряемых электронов переваливает за максимум *функции возбуждения*, формируется зона с отсутствующим свечением – тёмное катодное пространство. Ввиду того, что к этому моменты ускоренные электроны обладают значительной энергией и преимущественно ионизируют атомы и происходит их основное лавинообразное размножение. Образующиеся в результате ионы ввиду их инерционности формируют статично-пространственный положительный объемный заряд. Большой положительный заряд приводит к тому, что потенциал в конце этой зоны становится близким потенциалу анода. В этой области пространства ток почти полностью переносится электронами, которые компенсируют положительный объемный заряд ионов.

Пространственный заряд, формирующийся в катодном слое, создающий в этой области повышенное падение потенциала, является определяющим фактором, влияющим на распределение потенциала по длине разрядного промежутка. По сути, катодный слой является автономной системой, определяющей условия возникновения и поддержания самостоятельного разряда. Зарождающийся в катодном слое ток идет уже через весь разрядный промежуток и по величине практически совпадает с полным током разряда.

Ввиду лавинообразного процесса образования электронов к границе катодного слоя подходит большой поток электронов с энергией недостаточной для ионизации, но обеспечивающей эффективное возбуждение атомов плазмообразующего газа, и как следствие, появляется зона отрицательного свечения. В отрицательном свечении вначале появляются линии излучения с более высоких атомных уровней, а затем с более низких, т.е. в порядке обратном картине катодного свечения (правило Зеелигера). В возникающей в разряде плазме электрическое поле резко падает, таким образом электроны из области отрицательного свечения движутся по направлению к аноду благодаря диффузии. Ионы, обеспечивающие вторичную эмиссию электронов с катода, попадают в прикатодную область также за счет диффузии. Затем отрицательное свечение переходит в тёмное [фарадеево](#) пространство. В фарадеевом пространствепродольное поле постепенно нарастает до значения, соответствующего положительному столбу. По мере приближения к положительному столбу беспорядочное тепловое движение преобладает над направленным движением. В столбе устанавливается характерное для неравновесной слабоионизованной плазмы хаотическое распределение электронов по скоростям. Средняя энергия электронов 1 – 2 эВ. Наличие в спектре энергетичных электронов обеспечивает возбуждение атомов, тем самым обуславливая свечение. Состояние плазмы в длинном столбе не зависит от процессов, происходящих в приэлектродных областях. Это состояние определяется местными процессами и величиной пропускаемого тока. Неизбежные потери носителей тока в столбе частично восполняются ионизацией, но основная масса носителей (электронов) поступает в столб извне, из катодных областей.

Анод ионы отталкивает, а электроны из столба вытягивает. Образуется область отрицательного объемного заряда и повышенного поля, ускоряющего электроны. Это приводит к анодному свечению.

Из представленной картины процессов, происходящих при установлении тлеющего разряда ясно, что все основные события происходят в катодных областях, а положительный столб по сути своей исполняет роль проводника, обеспечивающего цепь между катодным и анодным пространствами.

2.5. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Как было показано выше, переход от темного таунсендовского разряд к тлеющему разряду связан с формированием катодного слоя с избыточным пространственным зарядом. Тем самым по мере накопления пространственного разряда происходит искажение поля на большей части промежутка

анод-катод. На [рис. 2.11а,б](#) представлено распределение j_+ , j_e и плотностей зарядов в межэлектродном пространстве темного разряда.

Из [рис. 2.11](#) видно, во всем промежутке $n_+ \gg n_e$ ионный ток значительно превышает электронный. Несмотря на это, в условиях малости тока разряда не происходит искажение поля в межэлектродном пространстве ([рис. 2.12](#)).

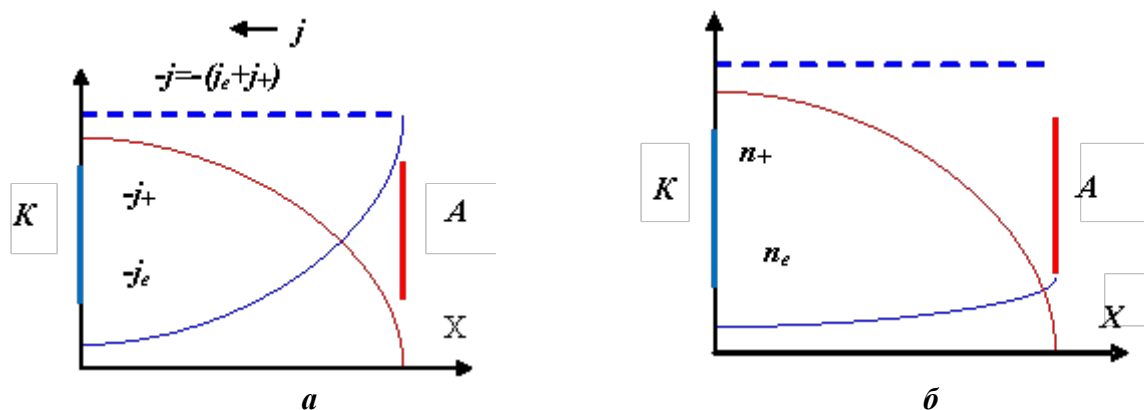


Рис. 2.11

При малых значениях плотности тока искажение поля в межэлектродном пространстве отсутствует (см. [рис. 2.12](#), $1 - j \sim 0$). По мере увеличения тока происходит искажение внешнего поля за счет увеличивающегося в катодной области пространственного заряда. При токе

$j_L = \frac{\mu_+ E_{sp}^2}{8\pi L}$ величина $E = 0$ в плоскости анода $x = L$ ([рис. 2.12](#), $-j = j_L$), а при $j > j_L$ минимум поля $x = d$ располагается в межэлектродном пространстве ([рис. 2.12](#), 4).

Таким образом, предельное значение плотности тока j_L определяет переход от темного разряда к тлеющему.

Рассмотрим электрическую цепь для зажигания тлеющего разряда, представленную на [рис. 2.4](#). По достижении на электродах пробивающего напряжения $U = U_{np}$ в газе зажигается таунсендовский разряд наличие в реальной разрядной цепи внешнего омического сопротивления $\Omega_{\text{вн}}$ (сопротивление проводов, источников питания и т.п.) ставит предел величине тока, протекающего в цепи при заданной ЭДС. Как показано на [рис. 2.12](#), величина тока, протекающего в цепи, определяет тип возникающего разряда.

На графике (U, i) , изображенном на [рис. 2.13](#) уравнение замкнутой цепи $e = U + iW_n$ представимо в виде прямой линии (нагрузочная прямая). Она падает тем круче, чем больше W_n , и отсекает по оси тока величину предельного тока e/W_n . Уменьшение нагрузочного сопротивления цепи приводит к увеличению пространственного заряда и смещению правого конца нагрузочной прямой в область токов, соответствующих нормальному тлеющему разряду. Реализуются те значения i и W_n , которым отвечает пересечение нагрузочной прямой и вольт-амперной характеристики (ВАХ) $U(i)$.

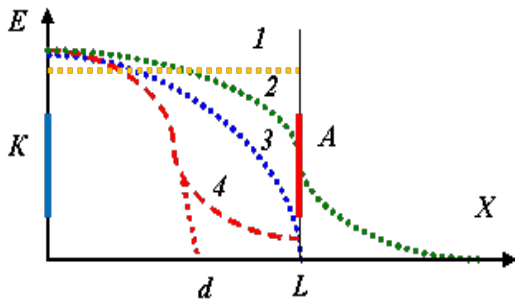


Рис. 2.12

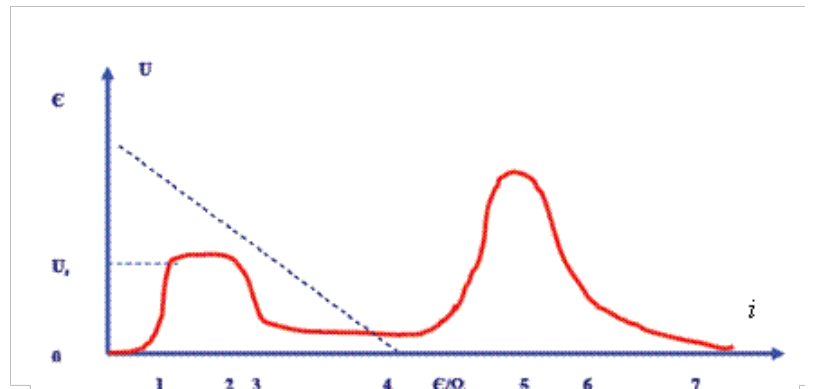


Рис. 2.13

Если сопротивление W_n велико, то течёт слабый ток. Плотность свободных носителей ничтожна, пространственный заряд настолько мал, что не искажает внешнего поля, т.е. $E(x)=U/L$. Для поддержания такого разряда должно быть приложено напряжение, равное потенциалу зажигания $U_{пр}$. Пока напряженность поля в разрядном промежутке не зависит от тока (см. [рис. 2.11](#)), на ВАХ $U(i)=const=U_i$ – участок 1-2, соответствует тёмному таунсендовскому разряду (газ не светится).

Увеличение тока достигается при уменьшении W_n или увеличении e . Начиная с определённого значения тока, напряжение на электродах резко падает, а затем в широком интервале токов не меняется. Участок 3-4 – нормальный тлеющий разряд. Участок 2-3 – поднормальный тлеющий разряд.

Нормальный тлеющий разряд обладает законом нормальной плотности тока, т.е. при изменении разрядного тока его плотность на катоде неизменна. Изменение тока тлеющего разряда приводит к соответствующему изменению площади катодного пятна, при этом величина катодного падения остается постоянной. Когда токовое пятно займет всю проводящую поверхность катода (в ряде случаев может переноситься на подводящие провода), незначительное перенапряжение приводит к тому к повышению катодного падения и, как следствие, переходу разряда в аномальный режим. Такой разряд называется аномальным – участок 4-5. При $i \sim 1$ А тлеющий разряд срывается в дугу, участок 5-6 переход в 6-7 – дуговой разряд. Несмотря на то, что тлеющий разряд является наиболее изученным, природа постоянства плотности тока при нормальном тлеющем разряде неизвестна.

2.6. НЕУСТОЙЧИВОСТИ РАЗРЯДА

Однородное свечение положительного столба тлеющего разряда достаточно часто нарушается (может наблюдаться визуально), что свидетельствует о возникновении неустойчивостей. В связи с тем что интенсивность свечения напрямую связана с плотностью основных носителей зарядов в области положительного столба (электронов), неоднородность свечения определяется пространственным перераспределением плотности электронов. Особенно часто эти явления наблюдаются при значительных токах тлеющего разряда. Наиболее характерными явлениями, сопровождающими неустойчивости тлеющего разряда, являются: **страты** – разбиение положительного столба на пространственно-регулярные светлые и темные слои, а также **контракция** – шнурование плазмы столба в тонкий, ярко светящийся токовый канал.

Иллюстрация возникновения продольных возмущений плотности электронов, приводящих к возникновению страт, представлена на [рис. 2.14а](#). Возникновение поперечных возмущения плотности приводит к контракции положительного столба ([рис. 2.14б](#)).

Указанные неустойчивости наиболее яркие причины, препятствующие разработке наиболее перспективного практического приложения плазмы столба – разработке мощных газовых ОКГ.

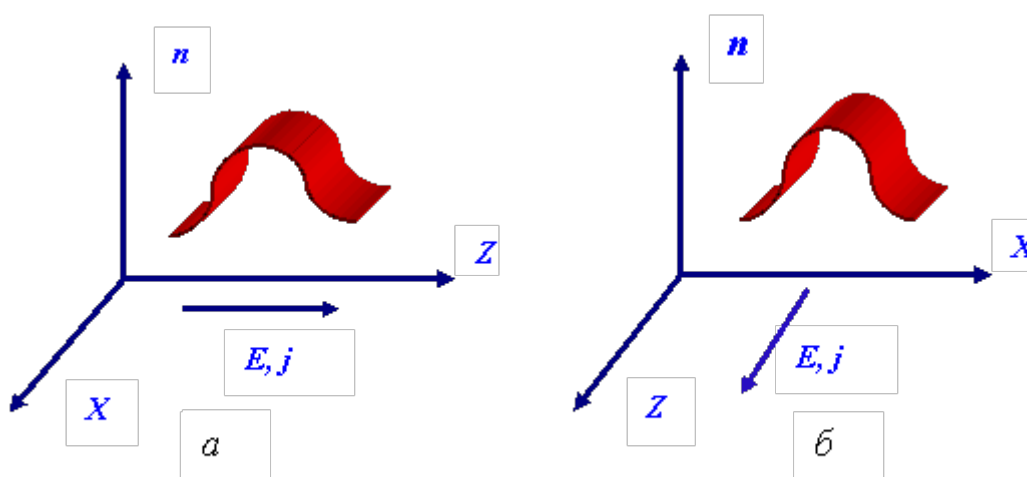


Рис. 2.14

На [рис. 2.15](#) представлены фотографии стратифицированного разряда при наличии стоячих ([рис. 2.15а](#)) и бегущих страт ([рис. 2.15б](#)). Механизмы неустойчивостей, вызывающих возникновения страт, связаны с ионизационными процессами. Страты представляют собой ионизационные колебания и волны (области ускоренной и замедленной ионизации). Таким образом, **периодические продольные изменения электронной плотности вызваны не перераспределением электронов в пространстве, как в плазменных волнах, а чередованием областей рождения и гибели электронов, приводящих к возникновению страт.**



а



б

Рис. 2.15

Для того чтобы подавляющая часть электронов оказалась сосредоточенной в тонком канале и возникла поперечная неоднородность плотности электронов, т.е. возникли **условия контрагирования разряда**, необходимо выполнение двух условий:

1. Ионизационные процессы сосредоточены в приосевой области;
2. Отсутствуют условия диффузии электронов в поперечном направлении.

Контракция возникает при достаточно сильных токах и больших электронных концентрациях, когда объёмная рекомбинация преобладает над рекомбинацией на стенках.

Явления диффузии и теплопроводность помогают рассасыванию продольных и поперечных неоднородностей плотностей частиц и температуры и потому принадлежат к числу стабилизирующих факторов.

2.7. ДУГОВЫЕ РАЗРЯДЫ

При повышении тока в разряде, превышающем силу тока тлеющего разряда, падение напряжения на разрядном промежутке, ранее увеличивающееся в режиме аномального разряда, резко падает до очень малых значений, а величина тока становится очень большой. Эти факты свидетельствуют, что механизм развития разряда меняется и разряд переходит в принципиально иную форму – *дуговой разряд*. Существенное отличие этого типа разряда от предыдущих форм разрядов постоянного тока состоит в том, что причиной эмиссии электронов из катода является не бомбардировка его положительными ионами, а термоэлектронная эмиссия, происходящая в результате разогрева катода до высоких температур.

При увеличении тока тлеющего разряда в области аномального катодного падения потенциала при росте напряжения происходит увеличение тока в значительных пределах. В этом режиме наблюдается разогрев катода. Напряжение на разрядном промежутке достигнет своего максимума, а затем будет происходить его быстрое падение на фоне возрастающего тока, пока оно не достигнет малого устойчивого значения, характерного для дугового разряда.

Дуговой разряд – это самостоятельный квазистационарный электрический разряд в газе, горящий в широком диапазоне давлений, в котором катодное падение потенциала имеет относительно низкую величину, порядка потенциалов ионизации или возбуждения атомов, с высокой плотностью тока и низким катодным падением потенциала. При дуговом разряде $1 - 10^5$ А плотность тока на катоде $j = 10^2 - 10^7$ А/см², напряжение горения дуг составляет единицы вольт. Ввиду того, что катоды в дуговом разряде подвержены эрозии и испарению, в спектре дуг присутствуют линии паров испаренного металла.

Малая величина катодного падения является результатом действия иных, чем в тлеющем разряде, механизмов катодной эмиссии. Эти механизмы в состоянии обеспечить большую величину тока с катода, близкого к полному току разряда (т.е. отпадает необходимость в усилении электрического тока, как в тлеющем разряде – большое катодное падение напряжения). Катоды при дуговом разряде испускают электроны в результате *термоэлектронной, автоэлектронной и термоавтоэлектронной* эмиссии.

Дугой разряд был назван потому, что при горизонтальном расположении электродов нагретый токовый канал изгибается, поднимается средней частью вверх под действием архимедовой силы.

В целом *дуговые разряды классифицируют* по характеру эмиссионных процессов на катоде, по состоянию плазмы, по роду среды:

- дуга с горячим термоэмиссионным катодом;
- дуга с внешним накалом катода;
- дуга с «холодным» катодом;
- дуга низкого, высокого и сверхвысокого давления.

На [рис. 2.16а](#) представлена схема термоэмиссионного дугового разряда в парах ртути, который является удобным объектом изучения и моделью для исследований. Балластный резистор ограничивает ток разряда, а модуляция тока дугового разряда позволяет изменять плотность зарядов в столбе плазмы, плазменную частоту, при этом остальные параметры могут оставаться постоянными. При увеличении тока разряд может перейти в самостоятельный.

На [рис. 2.16б](#) в качестве примера представлена фотография интенсивного источника света, в котором реализуется режим дуги сверхвысокого давления. В такой дуге в излучение трансформируется 80-90% выделяющегося [джоулева](#) тепла.

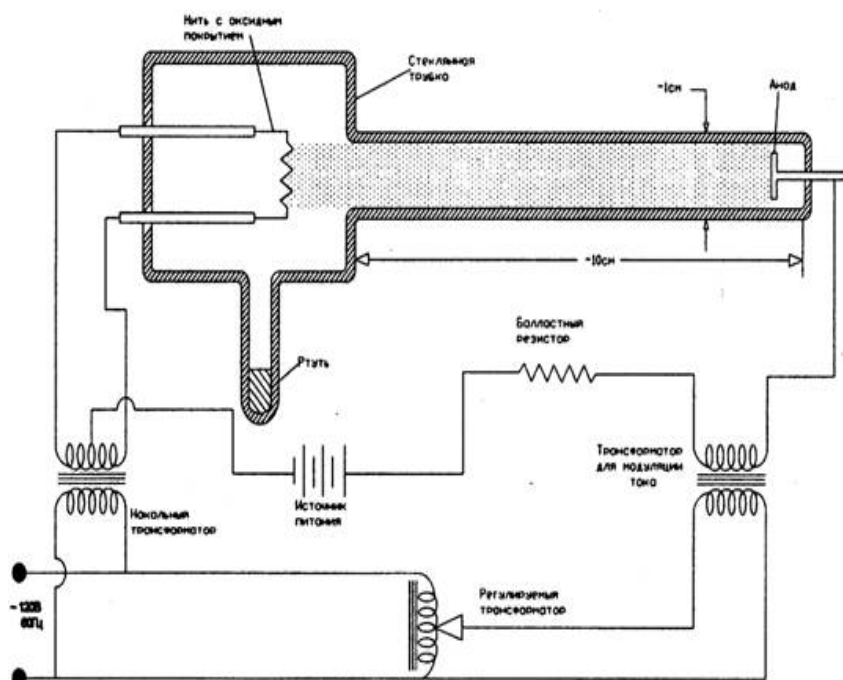
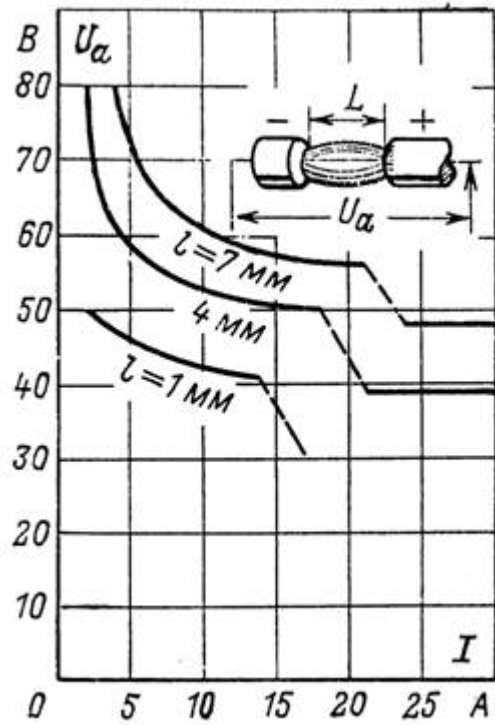
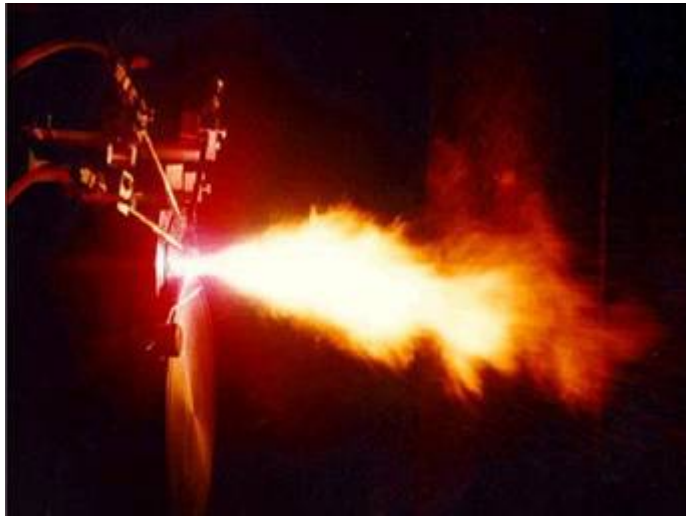


Рис. 2.16

При давлениях порядка 1 атм дуга состоит из интенсивно светящегося ядра с неразличимой на глаз структурой и внешней областью, напоминающей горящее пламя. Такой тип дугового разряда возникает при размыкании контактов в электрических цепях. На [рис. 2.17а](#) представлена фотография дугового разряда в водяном вихре – вариант дуги Гердиена (графитовый катод, медный анод). Образующаяся плазменная струя обладает температурой 16000 K и скоростью до 4000 м/с.

Переход из тлеющего разряда в дуговой осуществляется при постепенном увеличении тока, который вызывает разогрев катода. В какой-то стадии начинается термоэлектронная эмиссия и происходит резкий срыв тлеющего разряда в дугу.



a

б

Рис. 2.17

Переход к режиму термоэлектронной эмиссии может быть определен согласно теории Энгеля и Штенбека, при которой константа вторичной ион-электронной эмиссии должна быть заменена величиной, учитывающей число электронов, возникших в результате термоэлектронной эмиссии. Полный электронный ток на катоде может быть определен следующим образом:

$$i_e = i_+ + i_T, \quad (2.3)$$

где i_T – ток термоэлектронной эмиссии, определяемый согласно уравнению Ричардсона Дэшмана как

$$i_T = SA_0 T^2 \exp\left[-\frac{\Phi}{kT}\right], \quad (2.4)$$

где T – температура катода, S – площадь поверхности катода. Тогда величина общего тока разрядного промежутка составит величину $i = i_+ + i_e = (1 + \gamma_e) i_+ + i_T$. Исходя из этого, новый коэффициент катодной эмиссии при переходе из тлеющего разряда в дуговой может быть определен следующим образом:

$$\gamma' = \frac{i - i_+}{i_+} = \gamma_e + \frac{1 + \gamma_e}{\frac{i}{i_+} - 1}, \quad (2.5)$$

Вольт-амперная характеристика дугового разряда между угольными электродами представлена на [рис. 2.17б](#). Изменение условий разряда (материалы и геометрия электродов, состав газа, охлаждение) могут частично трансформировать ВАХ, но в целом ее вид сохраняется.

Обычно для зажигания дуги не используют тлеющий разряд, а производят простое замыкание электродов, которые затем разводят, поддерживая установившийся режим, либо осуществляют зажигание с помощью вспомогательного электрода. В случае короткого замыкания электродов, в точке замыкания происходит быстрый локальный нагрев, испарение материалов электродов (электрический взрыв металла, с возникновением плазмы, формирующей катодный слой). Таким образом, в начальной стадии дуга горит в парах материала электродов.

2.8. СТРУКТУРА ДУГОВОГО РАЗРЯДА

В отсутствие постороннего накала катода, катодный слой дугового разряда обеспечивает условие самоподдержания тока. Это возможно, когда выполняется его основная функция – образование достаточного числа ионов, способствующих формированию значительного положительного пространственного заряда. Тем самым в чрезвычайно тонком слое, который существенно меньше длины свободного пробега электронов и ионов, формируется сильное электрическое поле, способствующее увеличению кинетической энергии ионов, бомбардирующих катод, а также снижению работы выхода электронов с поверхности катода, благодаря эффекту Шоттки. Короткая область катодного падения потенциала и малые значения энергии электронов при малых вероятностях возбуждения и ионизации означают, что необходимо большое число электронов для эффективной ионизации. В этой связи дуговой разряд должен обладать большой плотностью токов, причем электронный ток на катод может значительно превосходить ток положительных ионов. Распределение температуры, потенциала и поля в дуге от катода к аноду представлено на рис. 2.18.

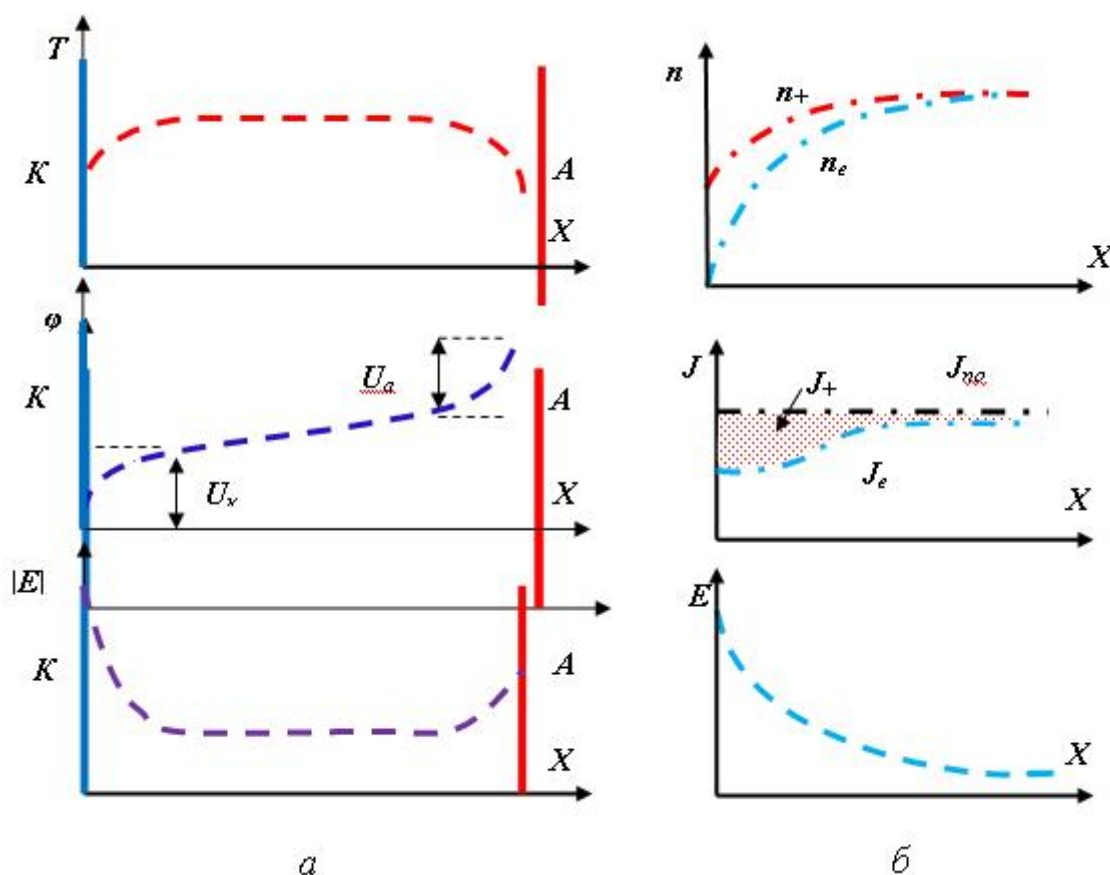


Рис. 2.18

Непосредственно к зоне катодного падения потенциала дуги примыкает положительный столб. В коротких дугах однородного положительного столба практически нет и весь дуговой промежуток

заполнен приэлектродными областями. В этом случае характеристика $U(l)$ существенно нелинейна. При увеличении межэлектродного пространства появляется однородный по длине положительный столб и величина приложенного напряжения линейно возрастает с увеличением длины дуги. В этом случае по наклону линейной части характеристики можно определить напряженность поля в пределах положительного столба.

На аноде формируется анодное пятно, размеры которого больше размеров катодного пятна. Температура поверхности анода практически такая же, как и поверхности катода. Поле температур в поперечном сечении имеет колоколообразную форму. На [рис. 2.19а](#) представлены распределение относительной температуры ($T/T_{\text{макс}}$), относительной плотности тока ($J/J_{\text{макс}}$) и относительной яркости свечения ($\Phi/\Phi_{\text{макс}}$) в плазменном столбе дуги в Hg при давлении 1 атм, полученное в предположении, что $E = \text{const}$ в сечении столба.

В ряде случаев плазму дугового разряда можно считать равновесной, однако полностью равновесные распределения в действительности не реализуются.

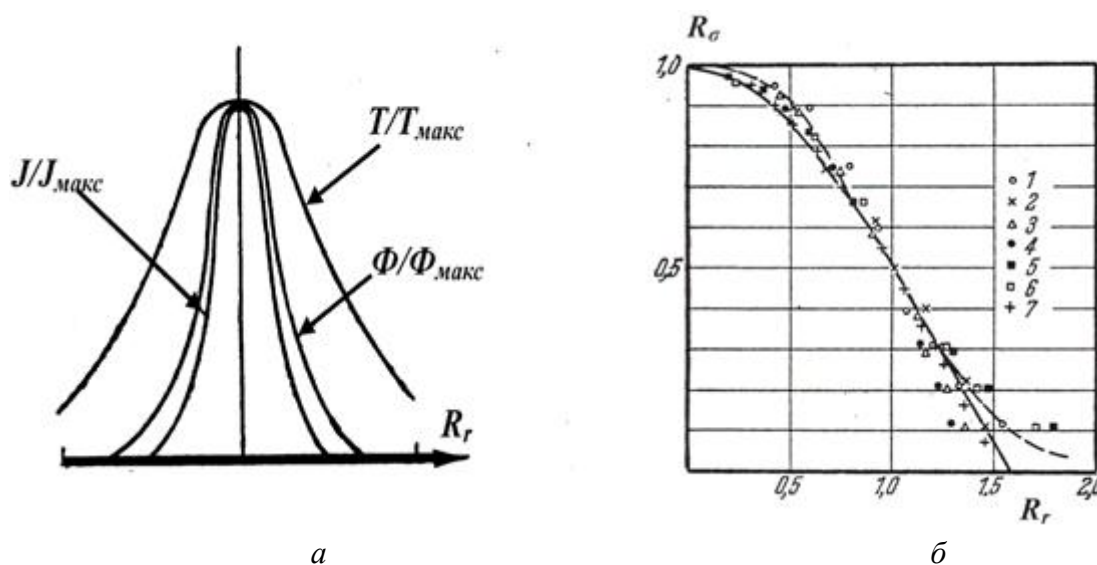


Рис. 2.19

Токопроводящий канал дуги сосредоточен у оси. В случае равновесной плазмы проводимость

канала резко падает $\sigma_r \sim n_e \sim \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right)$, где r_0 – радиус токопроводящего канала. На [рис 2.19б](#)

представлены экспериментальные зависимости электропроводности $R_\sigma = \frac{\sigma(r)}{\sigma(0)}$ плазмы

положительного столба в зависимости от относительного радиуса $R_r = \frac{r}{r_{1/2}}$, где $r_{1/2}$ – радиус экранировки.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И ОБСУЖДЕНИЙ

1. Чем отличается несамостоятельный разряд от самостоятельного?
2. Что является источником электронов для разряда в газе?
3. Опишите процессы при несамостоятельном разряде.
4. Опишите процессы при самостоятельном разряде.
5. Изобразите график распределения потенциала в разрядном промежутке при самостоятельном разряде.
6. Каково условие существования самостоятельного разряда?
7. Изобразите кривую Пашена, объясните ее ход.
8. Изобразите вольт-амперную характеристику самостоятельного разряда, поясните области.
9. Что такое напряжение зажигания разряда и напряжение горения?
10. Какова роль балласта в цепи газового разряда?
11. Какова роль балласта в цепи газового разряда?
12. Что характеризует коэффициент газового усиления?
13. Как меняется плотность тока на катоде с увеличением разности потенциалов при нормальном законе плотности тока в газовом разряде?
14. Чем характеризуется возникновение страт?
15. Как меняется энергия заряженных частиц в бесстолкновительной плазме при включении высокочастотного электрического поля?
16. Какие существуют типы высокочастотных источников плазмы?
17. Какие источники плазмы называются ЭЦР источниками плазмы?
18. Каков механизм формирования плазмы в ЭЦР источниках?
19. Какому условию соответствует минимум пробойного напряжения в высокочастотном поле?
20. Какова яркость свечения при а и g -разрядах?

Список рекомендуемой литературы к главе 2

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учеб. руководство. – М.: Наука, 1987. -592с.
2. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах /Пер. с англ./ – М.: Гос. изд. технико-теоретической литературы, 1950. -668 с.
3. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. -Глав. редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1971. -543 с.
4. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. – М.: Наука, 1980. -416 с.
5. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме: Учеб. руководство. – М.: Наука, 1987. -160 с.
6. Князев Б.А. Низкотемпературная плазма и газовый разряд: конспект лекций – части 1, 2 /Интернет-версия, – Новосибирск, 2000. -164 с.
7. Физ. энциклопедия. – М.: науч. изд. «Большая Российская энциклопедия»,
8. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. – М.: Изд. «Наука», 1968. -328 с.
9. Голант В.Е. Газовый разряд на сверхвысоких частотах //Успехи физических наук. -Т. LXXV, вып. 1. -1958. -С. 39-86.
10. Физика и технология источников ионов /Под ред. Я Брауна. Пер. с англ. – Мир, 1998. -496 с.
11. Braithwaite N St J. Introduction to gas discharge Plasma Sources. //Sci.Technol. -9(2000). -P. 517-527.
12. Conrads H., Schmidt M. Plasma generation and plasma sources //Plasma Sources Sci.Technol. -9(2000). -P. 441-454.

ГЛАВА 3. Пристеночные процессы

Введение

4.1. Переходные слои в плазме

4.2. Процессы на поверхности

4.3. Пылевая плазма

Введение

Совокупность процессов, возникающих при взаимодействии плазмы с поверхностью твёрдых тел (стенка разрядной камеры, электроды, диагностические зонды) и расположенных возле “стенки” на расстояниях $d \sim D$, где D – “диаметр” плазмы, называются **пристеночными процессами**. Среди пристеночных процессов в первую очередь выделяются **поверхностные явления**, то есть явления, которые происходят либо на самой поверхности стенки, либо на расстоянии от нее порядка нескольких атомных размеров. Эти явления очень разнообразны: распыление поверхностей быстрыми частицами, [фото-](#) и [термоэмиссия](#), [адсорбция](#), поверхностная ионизация, испарение и т.п. Между стенкой и ядром плазмы лежит множество различных пограничных или переходных слоев. Они обязаны своим происхождением характерным пространственным масштабам составляющих плазму заряженных компонент.

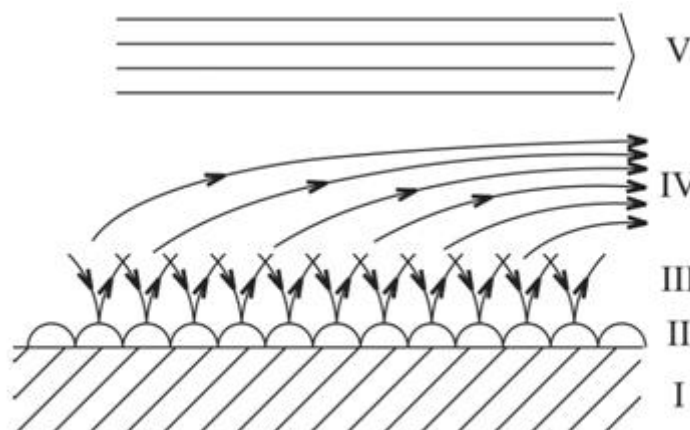
3.1 Переходные слои в плазме

В предыдущих разделах в основном шла речь о процессах в объеме (ядре) плазмы. При этом не акцентировалось внимание на граничных условиях, которые формируются на поверхности твёрдого тела, играющего роль стенки разрядной камеры или электрода. Эти граничные условия должны отражать характер различных взаимодействий плазмы с твёрдым телом.

Кратко напомним роль граничных условий в формировании структуры течений газов и жидкостей. Это необходимо, так как эта роль переносится на плазму различных зарядов атмосферного давления.

Из гидродинамики известно, что стенки формируют общую структуру потока. Однако воздействие стенок не ограничивается созданием макроструктуры. Они организуют вблизи себя свою собственную динамическую структуру – “**пограничный слой**”, в пределах которого происходит согласование комплекса параметров, характеризующих стенку (ее скорость, температуру, шероховатость и др.) с соответствующими параметрами основного потока или, как часто говорят, “ядра” потока.

Переходные слои имеют, как правило, сложную структуру. Рис. 3.1 демонстрирует наличие трех слоёв в гидродинамике (без плазмы).



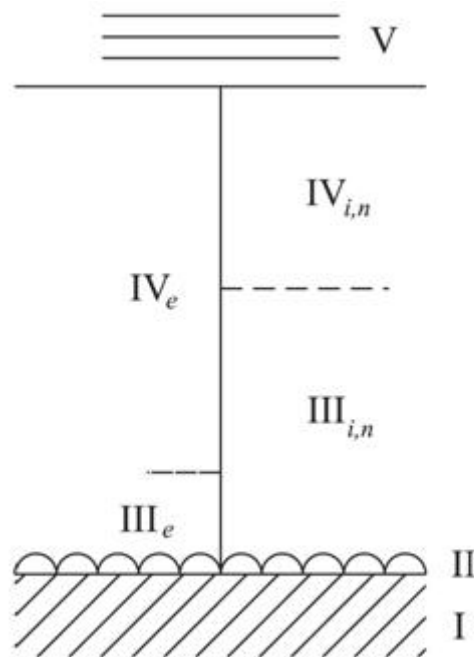
Характерные слои гидродинамической пристеночной области: I – стенка, II – “атомарный слой”, III – кнудсеновский подслой, IV – вязкостный пограничный слой, V – ядро потока. Рис. 3.1: слой”. Свойства этого слоя радикально отличаются от свойств основного потока. Так, в обычной гидродинамике в ядре течение может быть практически бездиссипативным, тогда как в пограничном слое диссипация в виде вязкости принципиальна. Эти вязкостные слои, будучи часто весьма тонкими, по сравнению с основным потоком, – такая ситуация имеет место, например, при обтекании крыла самолета, – тем не менее существенно влияют на поток в целом. В настоящее время создают плазменные слои около крыла самолёта для существенного снижения сопротивления воздуха. Наличие плазмы и сравнительно низкие давления газа существенно влияют на свойства и структуру переходных слоёв.

3.1.1 Общая структура переходного слоя “плазма – твёрдое тело”

Общая картина взаимодействия плазмы с твёрдым телом несравненно сложнее, чем в газодинамике. Это связано как с большим числом компонент плазмы (электрические и магнитные поля, электроны, ионы, атомы и др.), так и с огромным многообразием форм взаимодействий компонент друг с другом и с твёрдым телом, а также и свойствами самих стенок, которые не различаются в обычной газодинамике (диэлектрики, металлы и т.п.), но приводят к разным эффектам при взаимодействии с плазмой. Поэтому мы не будем пытаться дать полную классификацию переходных структур в области прилегающих к твёрдому телу, а ограничимся самыми общими характеристиками таких структур и рядом конкретных примеров. Прежде всего, приведём схему, аналогичную представленной на рис. 3.1, для системы “плазма – стенка” (рис. 3.2). Выделим пять подобластей, но главное здесь не число, а содержание подобластей III, IV, которые будем различать не моделями описания (они могут быть кинетическими и гидродинамическими), а преобладающей ролью отдельных компонент плазмы в формировании структур в данных областях. А именно:

- к области III_e – отнесём электронные структуры с масштабами дебаевского и электронно-ларморовского радиусов,
- к областям $III_{e,n}$ и IV_e – структуры электронно-атомных гидродинамических масштабов,
- к области $V_{i,n}$ – структуры ион-атомных масштабов.

Хотя области I и II сохраняют в целом тот же смысл, что и в газодинамике, но их функции становятся несравненно богаче. Нужно подчеркнуть, что схема на рис. 3.2 идеальна, и во многих случаях указанные подобласти могут быть хитрым образом перемешаны.



Характерные слои в пристеночной области плазмы: I – стенка, II – наружный слой, III_e – область электронных структур дебаевского и электронного ларморовского масштабов, III_{e,n} – область структур электронно-атомных масштабов, IV_e – структуры электронно-гидродинамических масштабов, IV_{i,n} – область структур ионно-атомных масштабов, V –

Рис. 3.2: ядро плазмы

Кроме описанных выше явлений в пристеночной области могут возникать различного рода динамические структуры, которые отличаются высокой концентрацией энергии и относительной автономностью. Одни из них порождаются, например, скользящим сильноточным разрядом вдоль диэлектрика, как в импульсных эрозионных плазменных двигателях, другие наблюдаются при контрагировании разряда ([контракция](#)) на электродах. Типичным примером структур второго типа являются катодные пятна дуг, горящих между холодными электродами.

До сих пор шла речь о влиянии стенок на процессы в плазме. Однако сама стенка может при этом подвергаться серьезной модификации, что находит большое прикладное применение.

3.1.2 Электронные пограничные слои

Рассмотрим пограничные слои электронного масштаба. Электронная компонента порождает три собственных масштаба, определяемые:

- дебаевским радиусом r_D ([Дебай](#)),
- электронным ларморовским радиусом $r_{L,e}$ ([Лармор](#)),
- длиной свободного пробега λ_e (во многих случаях приходится различать длины свободных пробегов по отношению к столкновениям разных типов, но здесь мы не будем уточнять смысл λ_e).

$$r_D = \frac{V_{Te}}{\omega_p}, \quad r_{L,e} = \frac{V_{Te}}{\omega_B}, \quad (3.1)$$

где ω_p – плазменная частота электронов.

Кроме этих масштабов реально всегда присутствует еще один – масштаб системы или, точнее, масштаб неоднородности плазмы L . Для того чтобы можно было вообще говорить об электронных

пограничных слоях как о квазиавтономных объектах, необходимо выполнение хотя бы одного из неравенств:

$$\frac{r_D}{L} \ll 1; \quad \frac{r_{L,e}}{L} \ll 1; \quad \frac{\lambda_e}{L} \ll 1. \quad (3.2)$$

При анализе конкретных ситуаций полезно знать отношение дебаевского радиуса к ларморовскому. Учитывая (3.1), имеем

$$\frac{r_D}{r_{L,e}} = \frac{\omega_B}{\omega_p} = \frac{1}{c} \frac{B}{\sqrt{4\pi m n_e}}. \quad (3.3)$$

Стоящая справа величина есть отношение электронного аналога скорости Альфвена (Альфвен) к скорости света. Как правило, она достаточно мала. Так, при концентрации плазмы $n = 10^{11} \text{см}^{-3}$ величина $r_D < r_{L,e}$, если магнитное поле $B < 10^3$ Э. Ниже будем считать, что $r_D < r_{L,e}$.

Наряду с тремя “внутренними” параметрами, отмеченными выше, важным при анализе потоков плазмы оказывается ещё один параметр, который является своеобразным аналогом числа Маха (Мах) и который можно назвать “внешним” параметром слоя (Bu). Его определяют как отношение масштаба токовой скорости $V_{\perp} = \frac{j_{\perp}}{en}$ поперек слоя к тепловой скорости электронов (V_{Te})

$$Bu = \frac{V_{\perp}}{V_{Te}}. \quad (3.4)$$

Итак, как видно, имеется не менее четырех существенных безразмерных параметров, и, следовательно, многообразие пристеночных электронных слоев очень велико. Поэтому рассматриваемые ниже конкретные слои составляют малую часть существующих их вариантов. Для простоты рассмотрим только “бестоковые” слои, $Bu > 0$. Кроме того, пренебрежём объемными столкновениями частиц. Таким образом, рассматриваемые нами электронные слои будут характеризоваться только дебаевским радиусом и электронным ларморовским радиусом. Несмотря на сделанные достаточно жёсткие ограничения, остаются три принципиально разных класса слоев. Они различаются ориентацией электрического (E) и магнитного (B) полей по отношению друг к другу и к поверхности стенки (см. рис. 3.3).

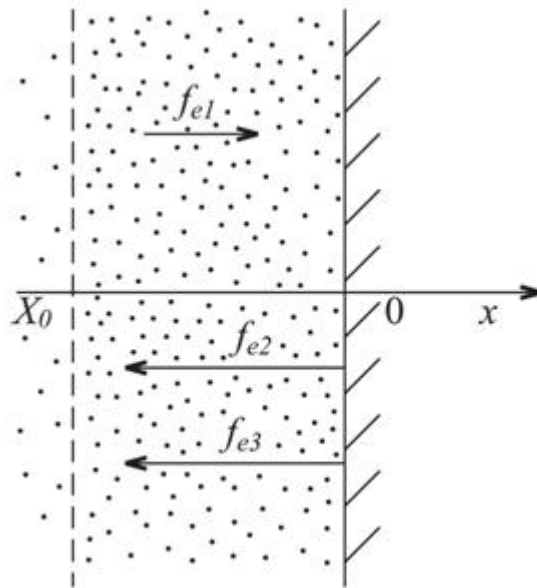


Схема потоков вблизи дебаевского слоя: X_0 – начальное положение электронов; f_{e1} – функция распределения падающих электронов; f_{e2} – функция распределения упруго отражённых электронов; f_{e3} – функция распределения вторично-эмиссионных электронов

Различные классы слоёв отличаются следующими признаками:

Если магнитное (B) поле отсутствует (точнее, мало, так что $r_{L,e} \gg r_D$) или направление магнитного и электрического полей совпадают $B \parallel E$, то вблизи стенки, которая может быть как диэлектрической, так и проводящей, возникает дебаевский слой.

В случае, когда магнитное поле перпендикулярно стенке, а электрическое поле \vec{E} – параллельно ей: однородный слой может возникнуть только около диэлектрической стенки. Этот слой называется диффузным или “слоем пристеночной проводимости”.

Если магнитное поле \vec{B} параллельно стенке, а электрическое поле \vec{E} перпендикулярно ей, то возникает “дрейфовый слой”, называемый часто слоем “магнитной изоляции”. Обычно он реализуется около проводников, по которым течет ток, создающий касательное к поверхности магнитное поле.

Мы ограничимся рассмотрением “простейших” дебаевских слоёв на диэлектрических стенках.

Дебаевские слои, которые практически всегда появляются около диэлектрических элементов, соприкасающихся с плазмой, представляются настолько привычными структурами, что во многих случаях остаются вне поля зрения исследователей. В результате этого (хотя это может показаться парадоксальным) мы знаем о поведении дебаевских слоёв, возникающих на диэлектрических поверхностях в реальных условиях, значительно меньше, чем о поведении многих весьма экзотических плазменных образований, например [страт](#).

Дебаевские слои на диэлектриках интересны по ряду причин. В частности, у диэлектриков коэффициент вторичной электронной эмиссии существенно выше, чем у металлов, и поэтому здесь легче достигается критическое значение коэффициента вторичной эмиссии $\sigma_e = 1$.

Казалось бы, проблему дебаевского слоя для диэлектрических поверхностей исчерпывают процессы, изображенные на рис. 3.4 и оценки по формуле (3.5), которая следует из условия равенства ионного и электронного потоков “прилипающих” к стенке частиц

$$j_{in} = j_{en}(1 - \sigma_e)e^{-\frac{eU_D}{kT_e}}. \quad (3.5)$$

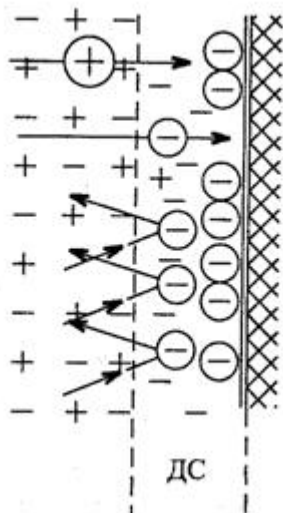


Рис. 3.4: Дебаевский слой на диэлектрической стенке

где $j_{i,n}$ и $j_{e,n}$ – плотности нормальных потоков ионов и электронов на поверхность стенки, U_D – модуль пристеночного (“дебаевского”) скачка потенциала.

Однако во многих плазодинамических системах (например в стационарных плазменных двигателях – [СПД](#)) картина несравненно сложнее.

Во-первых, функция распределения электронов, падающих на поверхность, существенно немасвелловская (формула (3.5) получена в предположении максвелловской функции распределения падающих на стенку электронов) ([Максвелл](#)).

Во-вторых, поверхности изоляторов обычно негладкие. Это связано как с крупнозернистостью материалов изоляторов, так и с их эрозией под действием энергичных частиц, приводящей к образованию на поверхности макроструктур, которые на порядок больше толщины дебаевского слоя, оцененных по V_{Te} и ω_p . К этому следует добавить, что все указанные неровности, как правило, содержат острые кромки и выступы.

Наконец, в-третьих, электронная компонента может содержать много частиц, для которых $\sigma_e > 1$ и при этом формула (3.5) просто теряет свой смысл.

Для простоты мы ограничимся рассмотрением одномерных дебаевских слоёв на плоских диэлектрических поверхностях. Предполагаем, что слои образуются за счет падения на поверхность бесстолкновительных ионного и электронного потоков, идущих из квазинейтрального объёма (плазменное ядро) с известными функциями распределения f_{i0} и f_{e0} . Наряду с этим будем учитывать электронный поток, идущий от стенки в ядро плазмы, вызываемый вторичной электронной эмиссией.

Теория дебаевского слоя строится на основе системы уравнений Власова ([Власов](#)) и Пуассона ([Пуассон](#)):

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \frac{\partial f_e}{\partial r} + \frac{|e|\hbar}{m} \left(\nabla\phi - \frac{1}{c} [\vec{V} \times \vec{B}] \right) \frac{\partial f_e}{\partial V} = 0, \quad (3.6)$$

$$\Delta\phi = -4\pi e(n_i - \int f_e dV), \quad (3.7)$$

где ϕ – электрический потенциал, и соответствующих граничных условий.

Рассмотрим стационарный дебаевский слой вблизи диэлектрической поверхности и будем считать, что она является гладкой, т.е. толщина слоя h_D удовлетворяет условиям:

$$\delta_s \ll h_D \ll R, \quad (3.8)$$

где δ_s – масштаб шероховатости поверхности, а R – радиус кривизны поверхности.

При этом, очевидно, сумма нормальных составляющих ионного и электронного потоков к поверхности стенки равна нулю:

$$j_{in} + j_{en} = 0. \quad (3.9)$$

На рис. 3.4 изображена функциональная схема классического дебаевского слоя, когда коэффициент вторичной эмиссии $\sigma_v < 1$. В этом случае поверхность твёрдого тела покрыта слоем электронов и имеет отрицательный потенциал $\Phi_s = U_D$ по отношению к плазменному объёму. Потенциал квазинейтральной плазмы вблизи дебаевского слоя будем считать равным нулю $\Phi_0 = 0$. Более адекватными, чем на рис. 3.4, являются фазовые диаграммы координата – скорость (x, V) , приведённые на рис. 3.5, на которых координата левой границы дебаевского слоя обозначена через x_0 , а координате поверхности твёрдого тела соответствует $x = 0$.

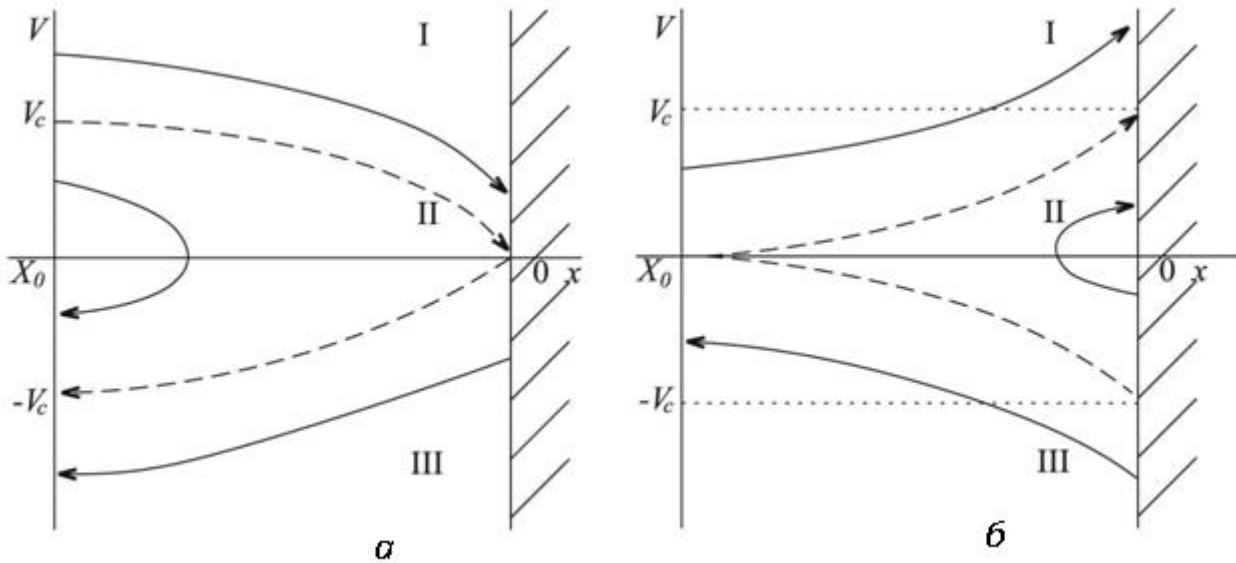


Рис. 3.5: Фазовые диаграммы динамики частиц в дебаевском слое: а) $\sigma_v < 1$, б) $\sigma_v > 1$. На рис. 3.5а представлены три электронных потока: I – поток, идущий от x_0 и достигающий стенки, который порождает поток вторичных электронов – III и поток низкоэнергетичных

электронов – II, которые не достигают стенок, так как их кинетическая энергия меньше eU_D . При этом весь поток ионов достигает стенки и все ионы рекомбинируют с прилипшими к ней электронами.

На рис. 3.5б изображена фазовая диаграмма при $\sigma_b > 1$. В этом случае стенка заряжается положительно и картина существенно усложняется. Мы рассмотрим простейший случай, когда энергия ионов достаточно велика и все они достигают поверхности стенки и там рекомбинируют. Кроме того, потенциал в объеме слоя изменяется монотонно от нуля до $\Phi_0 = U_D > 0$. Слои с такими свойствами будем называть “антидебаевскими”. Нетрудно понять, почему при $\sigma_b > 1$ имеется четыре потока электронов. Наряду с теми тремя потоками, которые были при $\sigma_b < 1$, здесь появляется четвертый поток медленных вторичных электронов, возвращающийся на положительно заряженную поверхность твердого тела.

Расчет обоих типов дебаевских слоев в стационарном режиме может быть произведен по следующей схеме.

Для случая $\sigma_b < 1$ считаем известными функции распределения ионов и электронов, выходящих из квазинейтральной плазмы (см. рис. 3.3) $f_i(V, x_0)$, $f_{e1}(V, x_0)$, $f_{e2}(V, x_0)$. Так как решение уравнения Власова (3.6) зависит от интегралов движения электронов и ионов (интеграл энергии и обобщенного момента количества движения), которые в рассматриваемом случае известны, сразу получаем зависимости этих функций распределения от скорости V и потенциала Φ во всем объеме слоя $f_i(V, \Phi)$, $f_{e1}(V, \Phi)$, $f_{e2}(V, \Phi)$. Зная зависимости первого потока на стенку от V , $f_{e1}(V, U_D)$ и

задавая оператор взаимодействия со стенкой $S\left(\frac{V}{V_1}\right)$, показывающий сколько частиц, падающих на стенку со скоростью V , рождает вторичных частиц со скоростью V_1 , находим функцию распределения электронов группы III, идущих от стенки (вторичные электроны) $f_{e3} = S f_{e1}(V, U_D)$, и тем самым зависимость $f_{e3}(V, \Phi)$.

Если же $\sigma_b > 1$, то идущий от стенки поток электронов расщепляется на два f_{e3} и f_{ey} , первый из них покидает слой при $x = x_0$, а второй возвращается на стенку. Очевидно, раздел этих потоков происходит при $\frac{mV^2}{2} \sim eU_D$. Определив все функции f_e , в том числе и $f_i(V, \Phi)$, мы можем вычислить плотность заряженных частиц, написать уравнение Пуассона

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -4\pi e(n_+ - \sum n_0) = q(\phi), \quad (3.10)$$

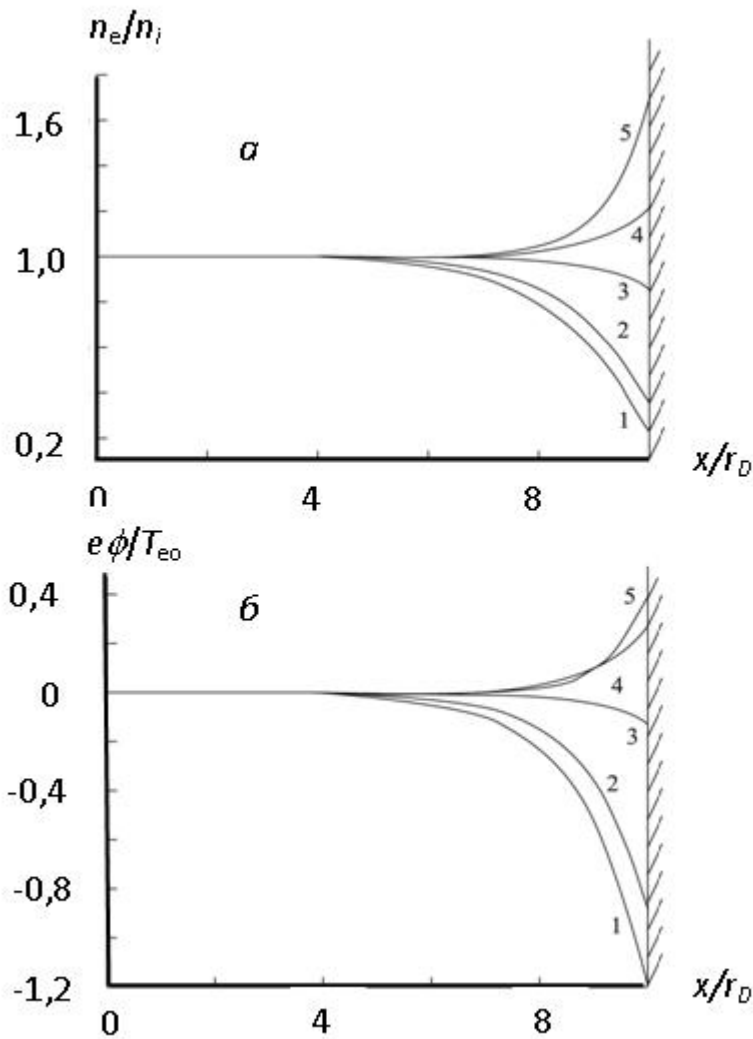
и найти зависимость ϕ от x , постоянных C_1, C_2 и пристеночного скачка потенциала U_D :

$$\phi = \phi(x, C_1, C_2, U_D). \quad (3.11)$$

Эти постоянные определяются граничными условиями

$$\phi(x_0) = 0, \quad \phi'(x_0) = 0, \quad j_{in} + \sum j_{en} |_{x=0} = 0. \quad (3.12)$$

Здесь штрих означает производную по координате. Мы не будем приводить конкретных расчетов $\phi(x)$ и определение U_D . Это, как правило, весьма громоздкие выкладки, требующие к тому же привлечения компьютера. Примеры результатов расчетов $n(x)$ и $\phi(x)$ при малых и больших температурах электронов T_e приведены на рис. 3.6.



Распределение плотности электронов (а) и потенциала плазмы (б) в пристеночном слое
 Рис. 3.6: при $\sigma_b < 1$ (кривые 1-3) и при $\sigma_b > 1$ (кривые 4-5)

Отметим, что в случае, если $f_{e1}(V, x_0)$ и $f_{e3}(V, 0)$ – максвелловские функции с одной и той же температурой, а $\sigma_b = \text{const} < 1$, мы получим уравнение баланса в традиционной форме (3.5). Но если хотя бы одно из указанных условий не выполнено, то уравнение баланса непосредственно не выражается через граничные условия, т.е. через значения $j_{i,n}$ и $j_{e,n}$ и энергию частиц на границе слоя ($x = x_0$). В этом случае требуется полное решение сформулированной выше задачи.

3.1.3 Условие исчезновения дебаевского слоя

До сих пор коэффициент вторичной электронной эмиссии σ_b предполагался постоянной величиной. Однако известно, что величина σ_b для диэлектриков достаточно сильно зависит от энергии падающих электронов $W_{e,p}$. Эту зависимость в пределах $0 < W_{e,p} < W^?$, где $W^?$ – порог размножения ($\sigma_b(W^?) = 1$), можно аппроксимировать линейной функцией

$$\sigma_b(W) = \sigma_0 + (1 - \sigma_0) \frac{W}{W^?}, \quad (3.13)$$

где σ_0 – постоянная составляющая коэффициента вторичной эмиссии.

Поскольку функция распределения $f_{e,p}$ падающих электронов непосредственно перед стенкой имеет вид

$$f_{e,p}(V) = F_{0e} \left(\sqrt{V^2 + \frac{2eU_D}{m}} \right), \quad (3.14)$$

где F_{0e} – функция распределения электронов в фоновой плазме перед слоем, плотность потока электронов, оседающих на стенке, будет определяться выражением

$$j_{e,p} = -e \int (1 - \sigma_b(W)) V f_{e,p} dV = -e(1 - \sigma_0) \int_{V>0}^{\infty} V \left(1 - \frac{W}{W^*} \right) F_{0e} \left(\sqrt{V^2 + \frac{2e}{m} U_D} \right) dV. \quad (3.15)$$

Заметим, что для существования классического дебаевского слоя модуль этой величины должен быть равен плотности тока ионов $j_{i,n}$, приходящих на стенку, $j_{e,p} = j_{in}$. Предполагая, что F_{0e} – одномерное максвелловское распределение

$$F_{0e}(V) = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{(W - e\phi)}{kT_e} \right), \quad W = \frac{mV^2}{2}, \quad (3.16)$$

получаем

$$j_{e,p} = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right) kT_e \left(1 - \frac{kT_e}{W^*} \right) e^{-\frac{eU_D}{kT_e}}. \quad (3.17)$$

Таким образом, классический дебаевский слой в одномерном случае может существовать только при

$$kT_e < W^*. \quad (3.18)$$

В трехмерном случае условие оказывается более жестким

$$kT_e < \frac{1}{2} W^*. \quad (3.19)$$

Электрон, падая на стенку, приносит на нее свою кинетическую и потенциальную энергии. В свою очередь, выбитая частица уносит работу выхода ($e\phi$) и некоторую кинетическую энергию.

Простые вычисления показывают, что при максвелловских распределениях электронов и ионов поток энергии, приносимый плазмой на стенку, равен

$$q = \nu_e \left\{ [(2kT_e + e\phi_e) + (2kT_i + e\phi_i)] - \sigma_b [(\bar{W}_e + e\phi_e)] + (1 - \sigma_b) I_p \right\}. \quad (3.20)$$

Здесь $\nu_e = \frac{1}{4} n \bar{v} e^{-\frac{eU_D}{kT_e}}$ – плотность потока первичных электронов, достигающих стенки, $e\phi_e$ и $e\phi_i$ – работы выхода соответствующих частиц, \bar{W}_e – средняя кинетическая энергия, с которой электроны покидают дебаевский слой, I_p – энергия рекомбинации электрона и иона на поверхности стенки.

Весьма любопытным оказывается численное исследование устойчивости дебаевских слоёв.

Например, в расчётах вводились периодические возмущения разной амплитуды и частоты на поток электронов, идущий из ядра плазмы (из “бесконечности”). Оказалось, что при $\sigma_e < 1$ амплитуда возмущений убывает по мере приближения к стенке независимо от частоты и амплитуды. Если же $\sigma_b > 1$, то, наоборот, амплитуда колебаний нарастает при приближении к стенке и с ростом величины σ_b увеличивается. Тем не менее колебания происходят около стационарного состояния.

3.2 Процессы на поверхности

Рассмотрим основные процессы, идущие на поверхности твёрдого тела, находящегося в контакте с плазмой: [адсорбция](#), десорбция, поверхностная ионизация, распыление, эмиссия электронов.

3.2.1 Адсорбция

Поверхностный слой атомов (молекул) имеет по сравнению с атомами в объеме тела ненасыщенные связи. Поэтому, попав с небольшой энергией на поверхность, атом оказывается захваченным и превращается в так называемый адатом. Характер связи адатома с поверхностью может быть различным. Обычно различают два крайних случая взаимодействий: физическая адсорбция и химическая адсорбция.

При физической адсорбции удержание атома осуществляется за счет поляризации адатома силами изображения или силами Ван-дер-Ваальса ([Ван-дер-Ваальс](#)) (рис. [3.7](#)).

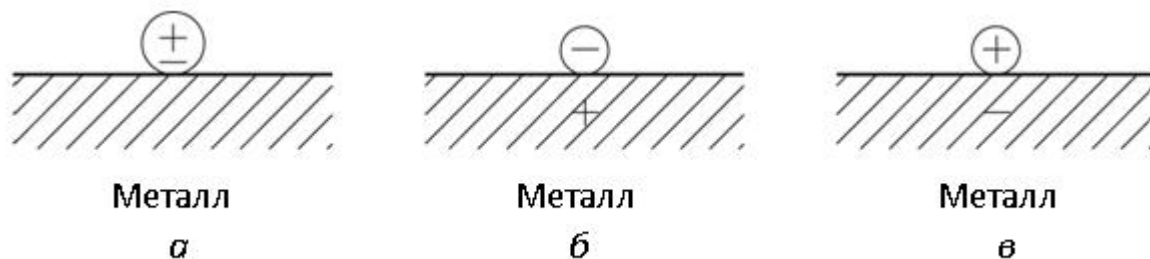


Рис. 3.7: Схема связи адатома с поверхностью твёрдого тела: а – поляризационная связь, б – акцепторная связь, в – донорная связь

Такого рода взаимодействие является сравнительно слабым, поскольку оно не сопровождается значительной перестройкой оболочки адатома. Примером физической адсорбции является адсорбция благородных газов металлами, а также адсорбция газов (O_2 , N_2 и др.) активированным углем, силикагелями и другими [сорбентами](#). Мерой связи адатома с поверхностью является теплота адсорбции и энергия поверхностной миграции. Характерные значения теплот физической адсорбции приведены в табл. [3.1](#).

Таблица 3.1: Характерные значения теплот физической адсорбции

Адсорбируемый газ	Металл	Теплота адсорбции, эВ	Энергия поверхностной миграции, эВ
Ar	Вольфрам	0,08	0,02 – 0,05
Xe		0,35 – 0,4	~0,1
Kr		0,2	>0,05
Xe	Молибден	0,35	
Xe	Тантал	0,2	
O_2	Вольфрам	8,5	1,3
N_2		3,7	1,5
H		2,0	

Более распространенной, чем физическая адсорбция, является химическая адсорбция. При химической адсорбции (хемосорбции) электронная оболочка адсорбируемого атома или молекулы испытывает существенную перестройку, в результате чего высвобождается часть связей, идущих на сцепление с поверхностью. Процессы хемосорбции условно могут быть разделены на два вида в зависимости от характера преобладающей связи “атом – твердое тело”:

гомополярная связь, когда происходит обмен электронами между адатомами и твердым телом, но в среднем адатом не отдает “своего” электрона и не отбирает “чужого” и поэтому остаётся нейтральным. Энергия связи в этом случае может быть соизмерима с энергией при физической адсорбции. Примером может служить адсорбция водорода на относительно нейтральных к нему металлах (например никеле),

гетерополярная связь, когда адсорбция сопровождается изменением зарядового состояния адатома. При этом следует различать два типа гетерополярной связи:

1) акцепторная связь, при которой электроны твердого тела локализуются вблизи адатома (точнее, электрон из зоны проводимости или валентной зоны переходит на локальный уровень хемосорбированной частицы), образуя отрицательный комплекс,

2) донорная связь, когда электрон сорбированной частицы “растворяется” в твердом теле, оставляя положительно заряженный остов (см. рис. 3.6).

Примером акцепторной связи может служить адсорбция химически активных газов O_2 , N_2 и галогенов на поверхностях химически реагирующих с ними металлов. В случае образования слоя отрицательных адатомов работа выхода повышается. Например, если работа выхода чистого вольфрама 4,54 эВ, то у окиси вольфрама WO_3 6,15 эВ.

Примером донорной связи служит адсорбция паров металлов с потенциалом ионизации, существенно меньшим работы выхода металлической поверхности (пар щелочных металлов K, Rb, Cs на поверхности тугоплавких металлов Pt, W, Mo). Слой положительно заряженных адатомов снижает работу выхода, поскольку положительно заряженные ионы частично компенсируют объемный заряд электронного облака, окружающего металл. Например, для вольфрама покрытого цезием, работа выхода вольфрама приближается к работе выхода цезия – 1,81 эВ.

Адатом непрерывно движется (**мигрирует**) по поверхности потому, что поверхность непрерывно “волнуется” за счёт тепловых колебаний составляющих её частиц. Проводя существенную часть времени вблизи того или иного “хозяина”, адатом будет изредка перескакивать от одного к другому из-за тепловых колебаний. Характерное время жизни частиц в связанном состоянии (τ хозяина) определяется формулой Френкеля:

$$\tau' = \tau_0 \exp\left(-\frac{u_{\text{я}}}{kT}\right). \quad (3.21)$$

Здесь $\tau_0 \sim h/kT$; h – постоянная Планка (**Планк**), T – температура поверхности, $u_{\text{я}}$ – энергия поверхностной миграции (см. табл. 3.1). Адатом скользит с тепловой скоростью вдоль поверхности, рассеиваясь на ее неоднородностях и сталкиваясь с другими адатомами.

Распространение совокупности адатомов по поверхности представляет собой диффузионный процесс, который можно характеризовать коэффициентом диффузии D_s . Если степень покрытия $\theta \ll 1$, то множество адатомов по их свойствам можно рассматривать как двумерный газ, близкий к идеальному. Если же значение θ соизмеримо с единицей, то начинается “конденсация” этого газа с образованием плотных скоплений – пятен. Следует также иметь в виду, что при достаточно высокой температуре поверхности адатомы могут диффундировать в толщу твердого тела и, наоборот, диффундировать из объема тела на его поверхность.

3.2.2 Десорбция

Опыт показывает, что наряду с нейтральными атомами могут уходить с поверхности (испаряться) также положительно и отрицательно заряженные ионы. Физическая причина десорбции проста и связана с тем, что, находясь на поверхности, адатом испытывает случайные толчки не только вдоль поверхности (о чем говорилось выше), но и по нормали к ней. В некий момент сила нормального воздействия может достигнуть такой величины, что адатом получит энергию, достаточную для преодоления энергии связи I_c . В этом случае время жизни адатома также подчиняется уравнению Френкеля

$$\tau = \tau_0 \exp\left[-\frac{I_c}{kT}\right]. \quad (3.22)$$

Здесь величина τ_0 та же, что и в формуле (3.21).

В табл. 3.2 приведены времена жизни, вычисленные для комнатной температуры ($\tau_0 = 10^{213}$ с) для различных энергий связи.

Времена жизни, вычисленные для комнатной температуры ($\tau_0 = 10^{213}$ с) для

Таблица 3.2: различных энергий связи

Энергия связи I_c , эВ	0,004	0,065	0,174	0,65	0,87	1,3
τ , сек	$1 \cdot 10^{213}$	$1 \cdot 10^{212}$	$1 \cdot 10^{210}$	$2 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^9$

Необходимо отметить, что при достаточно высокой энергии связи и низкой температуре адатомы практически не покидают поверхность. На этом принципе основана криогенная вакуумная откачка.

3.2.3 Поверхностная ионизация

Поверхностной ионизацией называется процесс, при которой атом, упавший на поверхность твёрдого тела, отражается в виде иона.

Это явление находит разнообразные применения. В частности, существуют ионные двигатели, в которых ионизация рабочего тела осуществляется при контакте с нагретой пластинкой. Обычно это цезий, который, попав на поверхность вольфрама, десорбируется с нее преимущественно в виде ионов. Это объясняется тем, что работа выхода вольфрама (4,5 эВ) больше потенциала ионизации атомов цезия (3,89 эВ). Поэтому энергетически более выгодной является эмиссия положительных ионов Cs^+ . При поверхностной ионизации энергия, необходимая для отрыва электрона от атома, берется от нагретой пластины. Об эффективности положительной поверхностной ионизации можно судить по данным, представленным в табл. 3.3, в которой указаны работы выхода материала пластины ϕ и потенциалы ионизации, падающих на пластину веществ I .

Работы выхода материала пластины ϕ и потенциалы ионизации, падающих на

Таблица 3.3: пластину веществ I

Пластина	<i>Nb</i>	<i>Mo</i>	<i>Ta</i>	<i>W</i>	<i>Re</i>	<i>Pt</i>	<i>MoSi₂</i>	H_2O	
ϕ , эВ	3,99	4,2	4,13	4,54	4,98	5,4	5,0 – 6,0	6,1	
Вещество	<i>Li</i>	<i>Na</i>	<i>K</i>	<i>Rb</i>	<i>Cs</i>	<i>La</i>	<i>Hg</i>	<i>Ba</i>	<i>Al</i>
I , эВ	5,39	5,14	4,34	4,18	3,89	5,61	5,5	5,81	5,98

Степень ионизации идущего от пластины (эмиттера) потока ионов, определяется формулой Саха – Ленгмюра ([Саха](#)) ([Ленгмюр](#))

$$\frac{n_i}{N} = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{e(\phi - I)}{kT}\right). \quad (3.23)$$

Здесь T – температура эмиттера.

Видно, что для увеличения степени ионизации надо понижать температуру эмиттера. Однако это будет снижать скорость десорбции оказавшихся, например, на W атомов (ионов) Cs . Из-за присутствия Cs будет уменьшаться ϕ , и таким образом ионизация может прекратиться.

Оптимальная температура пластины для пары $W - Cs$ составляет 1500-1700 К.

3.2.4 Взаимодействие частиц различных энергии с поверхностями

Выделим три диапазона энергий частиц: низких энергий – меньше 0,1 эВ, средних – $1 \text{ эВ} \leq W \leq 10 \text{ эВ}$ и высоких – более 50 – 100 эВ.

Частицы с низкими энергиями не в состоянии произвести с заметной вероятностью необратимых повреждений решетки твёрдого тела. Характер взаимодействия слабо зависит от энергии частиц и определяется температурой поверхности (см. адсорбция, десорбция). В рассматриваемом случае

обнаружились весьма любопытные явления. Так, несмотря на казалось бы неизбежную шероховатость поверхностей монокристаллов на атомарном уровне, удалось в отдельных случаях реализовать практически зеркальные отражения падающих частиц. Такое отражение наблюдается, например, при взаимодействии потоков гелия с монокристаллическими поверхностями разных металлов. Появление на поверхности адсорбированных частиц и различного рода дефектов, а также повышение температуры поверхности сопровождается размыванием отраженного пучка. Кроме гелия почти столь же зеркально могут отражаться пучки водородных молекул. Однако другие атомы и молекулы отражаются существенно более диффузно.

Для характеристики взаимодействия частиц с поверхностью часто используют коэффициент аккомодации энергии α_E

$$\alpha_E = \lim_{W_p \rightarrow W_{от}} \frac{W_p - W_{от}}{W_p - W_{ст}}. \quad (3.24)$$

Здесь W_p – средняя энергия падающих частиц, $W_{от}$ – средняя энергия отраженных частиц, $W_{ст}$ – средняя энергия этих же частиц, соответствующая температуре стенки.

В табл. 3.4 приведены значения α_E для разных газов на вольфраме. Из таблицы видно, что значение α_E может быть очень мало, что находится в согласии с малой вероятностью прилипания атомов в указанном диапазоне температур (He). Наоборот, те газы (Kr и Xe), которые имеют в данном диапазоне температур вероятность прилипания близкую к единице, имеют близкий к единице и коэффициент аккомодации.

Таблица 3.4: Значения α_E для разных газов на вольфраме

Т стенки, К	He	Ne	Ar	Kr	Xe
113	0,0137	0,049	0,47	0,74	0,93
193	0,0148	0,042	0,34	0,57	0,85
303	0,0166	0,045	0,27	0,46	0,77

В диапазоне средних энергий, когда кинетическая энергия падающей частицы соизмерима с энергией связи атома (иона) в решетке твёрдого тела E_0 , необходимо учитывать огромное количество факторов. Мы не будем на них останавливаться, а сразу перейдем к большим энергиям.

В случае больших энергий следует различать три группы частиц:

- собственно отраженные частицы, которые приходят с минимальным запаздыванием и достаточно большой энергией, соизмеримой с энергией падающих частиц,
- испаренные частицы, представляющие собой результат десорбции прилипших к поверхности бомбардирующих частиц,
- диффундированные частицы, которые образовались в результате проникновения первичных частиц в глубь приповерхностных слоев и затем вышедших за счет диффузии на поверхность и десорбировавшихся.

При $W_p \geq 200$ эВ процесс отражения легких ионов (масса падающей частицы меньше массы частиц поверхности, $M_+ < M_0$) от поверхности можно рассматривать как парное столкновение этих ионов с атомами (ионами) поверхности. Если же $M_+ > M_0$, то падающий ион увлекает за собой частицу поверхности, и в этом случае процесс взаимодействия быстро приобретает коллективный характер, так как в нем начинают участвовать многие частицы тела. Коэффициент отражения легких ионов значительно выше, чем тяжелых.

В настоящее время исследование энергетических спектров рассеянных первичных ионов превращается в мощный инструмент изучения химического состава поверхностей (метод СИР – спектроскопия ионов рассеяния).

3.2.5 Распыление поверхностей

В случае, если энергия падающих частиц превышает энергию связи E_0 частиц твердого тела, то при ударе о поверхность они начинают “распылять” ее, то есть выбивать из поверхности атомы, ионы или небольшие комплексы. Впервые такое распыление наблюдалось на катоде

газоразрядной трубки (Гроув, 1852 г.), и поэтому его называют катодным. Продукты распыления представляют собой в подавляющей массе нейтральные атомы, тогда как доля ионов, как правило, не превосходит 1%. Распыление поверхностей ионами имеет большое значение как для технологий, так и для самих плазменных систем, поскольку во многих случаях именно оно ограничивает их временной ресурс.

Основной характеристикой распыления ионами является коэффициент распыления (S), который характеризует количество эмиттируемых распыленных атомов на один упавший ион. Это определение естественно в тех случаях, когда речь идет о распылении простых веществ. В случае распыления сложных веществ (изоляторов) удобнее пользоваться массовыми характеристиками типа $S = \Delta m / (j_i)$, где j_i – плотность ионного тока.

Типичный вид зависимости S от энергии падающих ионов (W_p) изображен схематически на рис. 3.8. На рисунке выделено пять областей. В области I распыление отсутствует. Область II – окрестность порога распыления, $W^* \sim 30$ эВ. В области III коэффициент S с большой степенью точности растет линейно, причем характерные значения для $W_1 \sim (30 - 50)$ эВ, а для $W_2 \sim 0,5$ кэВ. Далее рост замедляется, зависимость проходит через максимум в области IV и в области ионных скоростей $V_+ \sim 10^8$ см/сек обычно начинается падение S .

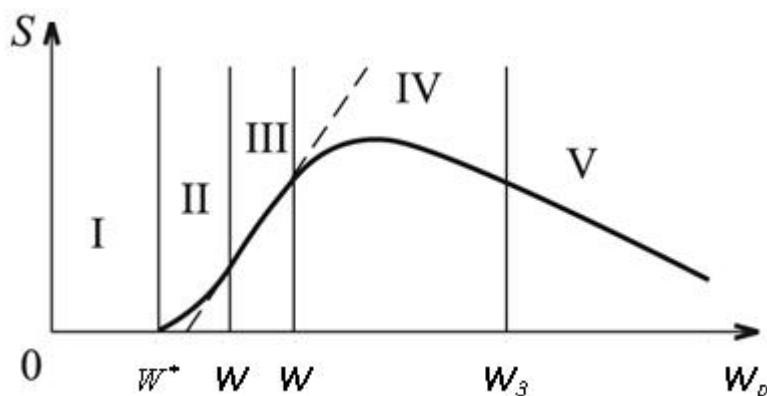
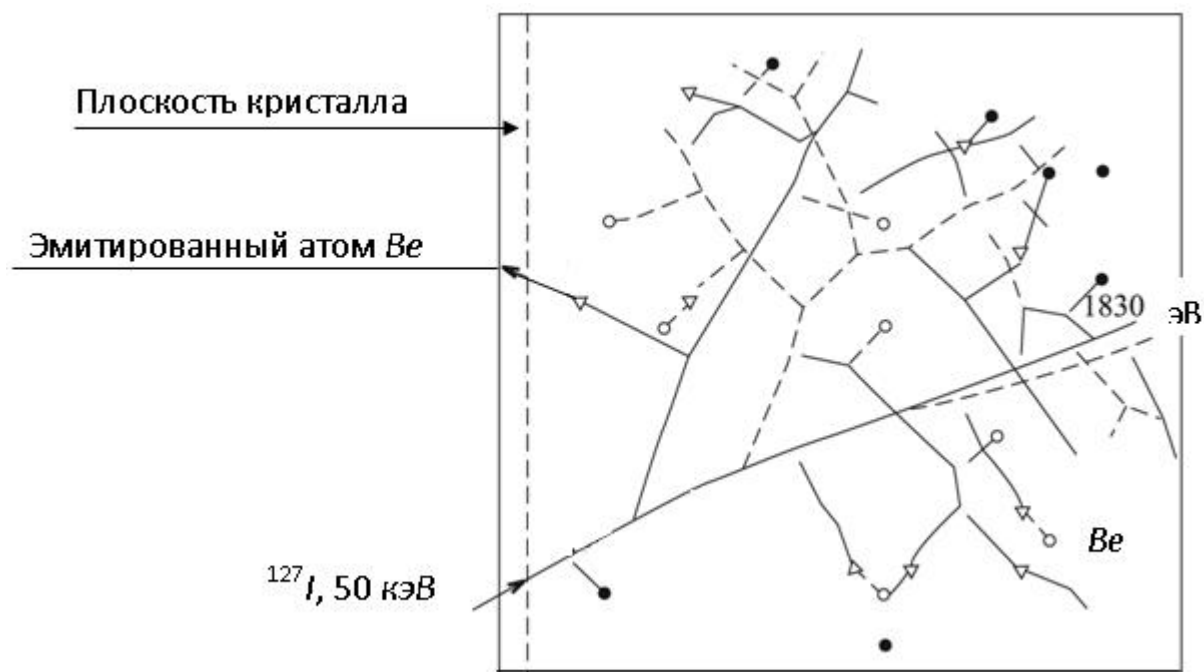


Рис. 3.8: Зависимость коэффициента распыления (S) от энергии бомбардирующих ионов (W_p)

Общее представление о происходящих явлениях внутри твёрдого тела дает рассчитанная на машине модельная картина движения падающего иона иридия с энергией $W_p = 50$ кэВ в двумерной кристаллической решетке (рис. 3.9).

Из рис. 3.9 видно, что процесс распыления является побочным по сравнению с модификацией поверхностного слоя твердого тела. Подвергаемый облучению приповерхностный слой является существенно неравновесной системой с высокой подвижностью частиц, что способствует, в частности, образованию при бомбардировке различных экзотических структур.



Расчетные траектории движения иона иридия с начальной энергией 50 кэВ и каскадов смещенных атомов, возникающих в кристалле окиси бериллия:

о – место остановки атома кислорода, • – место остановки атома бериллия, ? –

Рис. 3.9: замещающее столкновение

Для каждой пары “ион – поверхность” коэффициент распыления быстро убывает при приближении к некоей энергии W^* – порогу распыления (см. рис. 3.8). Для ряда пар можно считать, что вблизи порога распыления

$$S \sim (W_p - W^*)^n, (3.25)$$

где $n \sim 2 - 3$.

Для одного сорта падающих ионах, как правило, W^* растет с увеличением теплоты возгонки мишени. Пороги распыления диэлектриков заметно выше порога распыления металлов.

Экспериментальные значения порога распыления W^* [эВ] для ряда пар “ион – мишень” приведены в табл. 3.5.

Экспериментальные значения порога распыления W^* [эВ] для ряда пар “ион – мишень”
Таблица 3.5: мишень”

Ион	Мишень	Ar ⁺	Xe ⁺	Hg ⁺	Cs ⁺	Ион	Мишень	Ar ⁺	Xe ⁺	Hg ⁺	Cs ⁺
Be		15	15	–	–						
Al		13	–	18	–	Mo		24	–	–	–
Ti		20	–	25	–	W		33	30	30	16
Cu		17	15	20	16	Re		35	30	35	–

На рис. 3.10 и рис. 3.11 приведены характерные зависимости скорости распыления от энергии для разных пар ион – мишень.

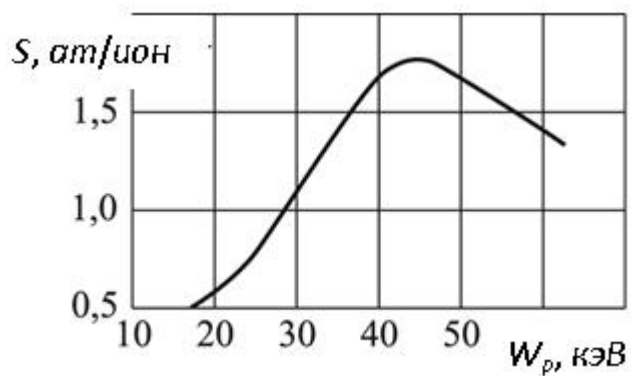


Рис. 3.10: Коэффициент распыления плавленного кварца ионами ксенона

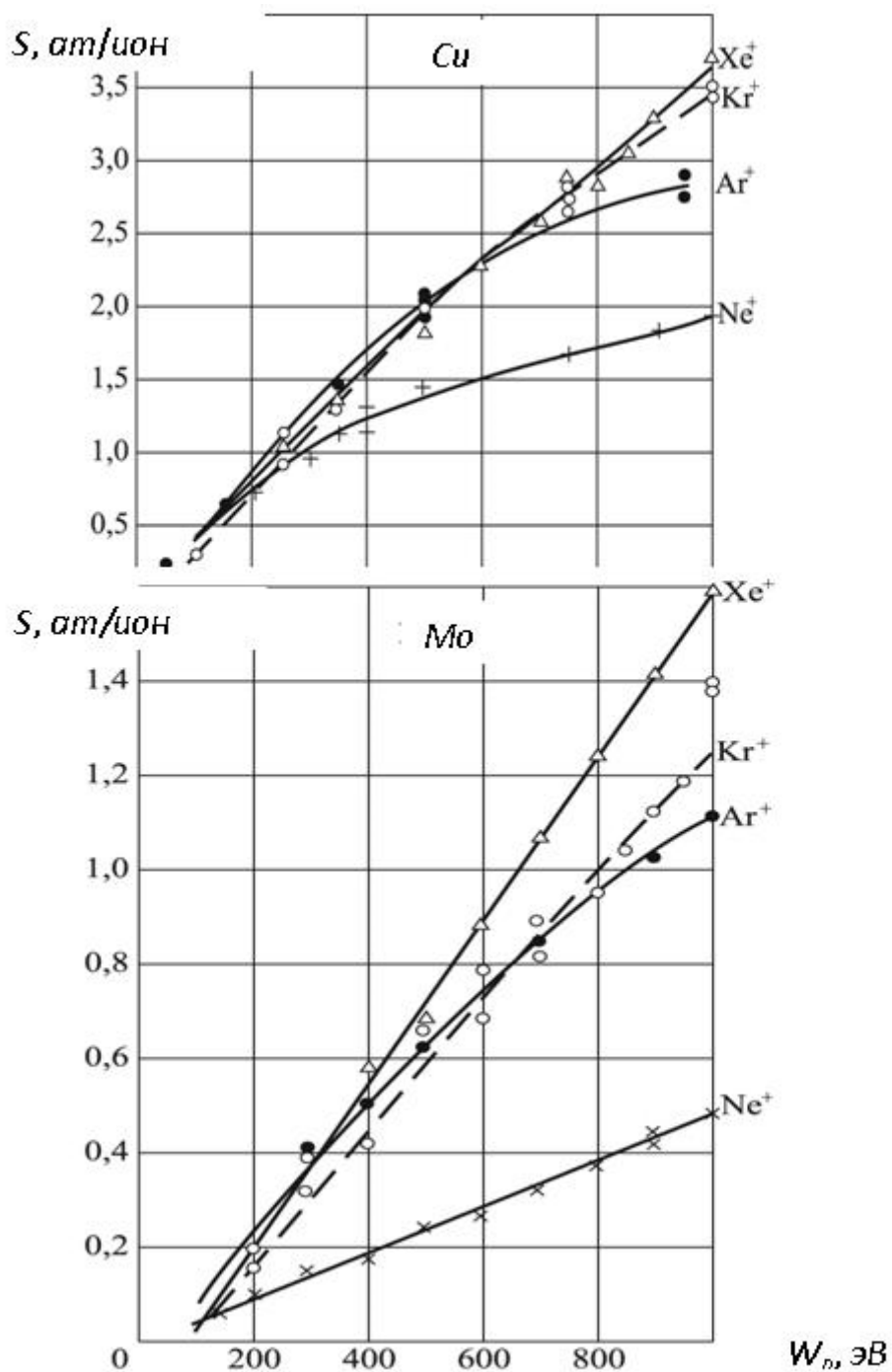


Рис. 3.11:

Коэффициент распыления существенно зависит не только от энергии, но и от ряда других параметров: угла падения ионов, направления кристаллографических осей. При скользящем падении пучка наблюдается хорошая полировка поверхности.

3.2.6 Эмиссия электронов с поверхностей

Эмиссия электронов может быть:

- спонтанной (термоэмиссия), а может вызываться самыми различными факторами:
- электрическими полями (авто- или холодная эмиссия),
- электромагнитным излучением (фотоэмиссия),
- бомбардировкой поверхности электронами (вторичная электронная эмиссия) и ионами (ион-электронная эмиссия),
- протекающим током (взрывная эмиссия).

В реальных условиях эффективность эмиссии сильно зависит от состояния поверхности, которая в свою очередь во многом определяется окружающей средой. В результате эмиссия электронов в исследуемой установке может существенно отличаться от табличной.

Термоэмиссия объясняется тем, что те электроны в объеме металла, которые находятся вблизи его поверхности и получили за счет столкновений достаточно большую скорость в направлении, перпендикулярном поверхности, оказываются способными преодолеть силы притяжения к металлу и покинуть его. Термоэмиссия металлов описывается законом Ричардсона-Дешмана:

$$j = A_p T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right). \quad (3.26)$$

Здесь A_p – постоянная Ричардсона, ϕ – работа выхода. Например, для бария, $\phi = 2,5$ эВ, $A_p = 60 \text{ А см}^2/\text{град}^2$, для молибдена $\phi = 4,3$ эВ, $A_p = 60 \text{ А см}^2/\text{град}^2$, для вольфрама $\phi = 4,6$ эВ, $A_p = 100 \text{ А см}^2/\text{град}^2$.

Стремление получить эффективные эмиттеры электронов с низкой работой выхода привели к созданию четырех типов катодов:

- катоды сложного компонентного состава со сверхнизкой работой выхода. К ним относятся оксидно-бариевые катоды, которые представляют собой сложные системы оксидов Ва, Sr, Са. Их характерная работа выхода составляет 1,0-1,2 эВ. В то же время благодаря тому, что Ва и другие металлы связаны кислородом, скорость их испарения невелика. При рабочей температуре ~ 900 °С они могут работать тысячи часов, эмитируя токи плотностью до 1 А/см². К сожалению, они легко “отравляются”, в частности, на воздухе. Рекордными, с точки зрения малости работы выхода, являются катоды фотоэлементов, сделанные на основе Ag–O–Cs. В них работа выхода достигает 0,6 эВ. К сожалению, поверхности этих катодов очень “нежные”;
- стойкие катоды сложного состава с низкой работой выхода. Примером эмиттера этого типа является гексаборид лантана LaB₆ с высокими механическими характеристиками. Работа выхода LaB₆ в рабочем диапазоне температур (до 1500 °С) $\phi \sim 2,6$ эВ, постоянная Ричардсона $\sim 50 \text{ А/см}^2$. Катод из гексаборида лантана может работать на воздухе и сохраняет свои свойства при хранении в агрессивных средах. Характерные значения плотности тока равны 0,3 А/см² при $T = 1300$ °С, 1,0 А/см² при $T = 1400$ °С и 10 А/см² при $T = 1600$ °С. Ресурс составляет не менее 5000 ч;
- катоды с “восстанавливаемой” поверхностью (пленочные катоды). Наиболее отчетливо принцип пленочных катодов реализован в так называемых металлокапиллярных катодах (Л-катод). По мере десорбции активный материал (например, Ва) диффундирует из специальной коробочки через пористую диафрагму на эмиттирующую поверхность. По существу, к этому же классу относятся катоды из торированного или лантанированного

вольфрама. Только здесь пленка поддерживается за счет диффузии активной присадки (La, Th) из объема катода;

- полые катоды, которые, по существу, являются неким газоразрядным устройством. Отличительная особенность его в том, что катодный блок представляет собой полость с малым отверстием (рис. 3.12).

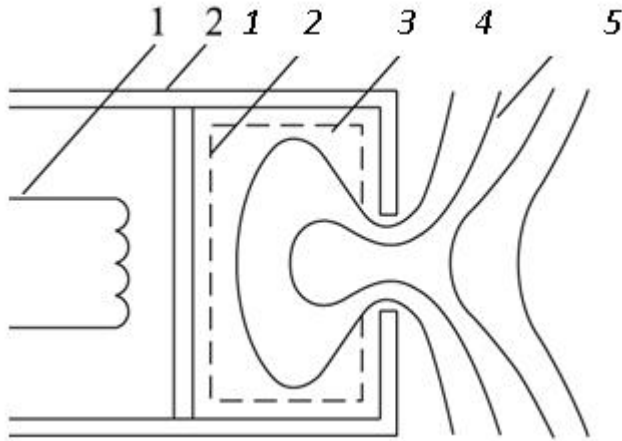
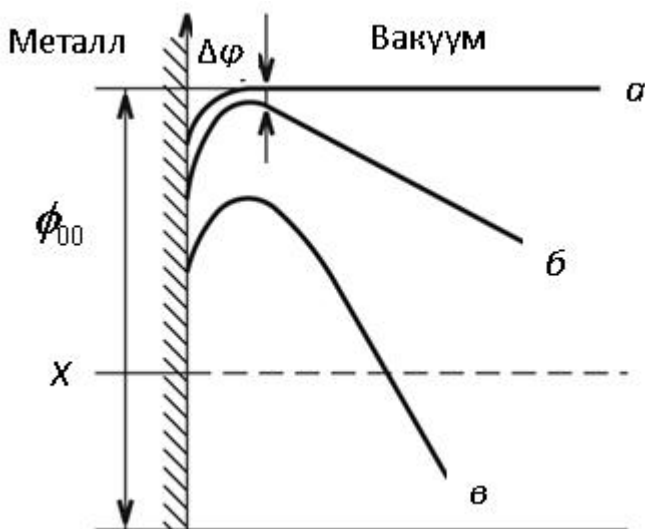


Схема полого катода: 1 – нагреватель, 2 – корпус, 3 – активный эмиттирующий слой, 4 – Рис. 3.12: полость, 5 – эквипотенциали E-поля

Если внутренняя часть полости является активным эмиттером, то при весьма малой скорости испарения удастся получать большие токи за счет “проваливания” в полость электрического поля и образования там плазмы, собирающей поток электронов со всей поверхности полости.

Автоэлектронная и взрывная эмиссии

Если вблизи рассматриваемой поверхности появляется значительное электрическое поле, вытягивающее электроны, то оно влияет на эмиссионные свойства этой поверхности. Поля средних масштабов ($10^4 - 10^5$ В/см) приводят к количественному изменению тока эмиссии (поправка Шоттки) ([Шоттки](#)), а большие поля ($> 10^6$ В/см) дают качественно новое явление холодной или автоэлектронной эмиссии. Причины указанных эффектов легко понять, если изобразить картину распределения потенциальной энергии электрона в системе (рис. 3.13).



Потенциальный барьер на границе металл-вакуум: а – при отсутствии E-поля, б – при небольшом и в – сильном поле, ϕ_{00} – потенциальный барьер для электронов, находящихся на самом нижнем уровне зоны проводимости, X – уровень Ферми, $\Delta\phi$ – Рис. 3.13: снижение работы выхода под действием внешнего поля

Видно, что появление внешнего электрического поля способно качественно повлиять на выход электронов из металла. Действительно, если при $E = 0$ толщина потенциального барьера, окружающего “яму с электронами”, не ограничена, то при появлении поля ($E < 0$) барьер становится тем тоньше, чем больше E . Благодаря этому появляется возможность “туннельного” просачивания электронов непосредственно из всей “ямы” (а не только из окрестности уровня Ферми ([Ферми](#))) во внешнюю часть пространства. Такое просачивание, очевидно, может происходить при температуре $T = 0$, и поэтому этот тип эмиссии называют холодной эмиссией, хотя наиболее распространенным термином для нее является “автоэлектронная эмиссия”. На опыте существенная эмиссия с холодных электродов наблюдается при полях $10^5 - 10^6$ В/см, тогда как теория требует для получения тех же плотностей токов полей в 10 – 100 раз больше. Причина этого различия во многом оказалась связанной с наличием микроскопических острий, их взрывом под действием больших токов и влиянием образующейся плазмы как на усиление поля около эмиттера, так и на эмиссию электронов этой плазмой. В этом режиме эмиссия называется “взрывной”. Если создать электрическое поле у нагретого термоэмиттера, то влияние поля на ток эмиссии можно заметить и при относительно небольших значениях E . Это явление называется эффектом Шоттки.

Фотоэмиссия

Эмиссия электронов под действием гамма-квантов электромагнитного излучения называется фотоэмиссией. Фотоэмиссия электронов (внешний фотоэффект) в практических приложениях пока играет скромную роль.

Однако со временем ее значение, по-видимому, возрастет, что связано с появлением новых мощных источников света, а также с тем, что в условиях космического пространства фотоэмиссионные источники электронов могут быть использованы для решения самых различных задач.

Основные законы фотоэмиссии хорошо известны, и поэтому мы ограничимся здесь лишь тем, что приведем экспериментальные значения квантового выхода Y для ряда материалов. Напомним, что энергия кванта света с длиной волны $\lambda_0 = 12400 \text{ \AA}$ равна $h\nu = 1$ эВ. В видимой области света квантовый выход чистых металлов достаточно мал $\sim 10^{23} - 10^{24}$. Однако использование сложных катодов (Cs + O + Ag; Sb + Cs + O и др.) позволяет существенно его увеличить. Так, для кислородно-цезиевого катода $Y \sim (2 - 3)\%$, а для сурьмяно-цезиевого – квантовый выход электронов может достигать 20 – 30% .

Вторичные эмиссии электронов

Эмиссия электронов из каких-либо материалов под действием падающих электронов называется вторичной электронной эмиссией. Наибольшее количество экспериментальных данных относится к $\sigma_{в,t}$ – так называемому полному коэффициенту вторичной электронной эмиссии, измеренному при нормальном падении пучка первичных электронов на поверхность. Поток вторичных электронов разбивают на три группы:

- упруго отраженные,
- неупруго отраженные,
- истинно вторичные электроны.

Если через $\sigma_{в,t}$ обозначим общее количество электронов, эмиттируемых поверхностью под действием одного падающего электрона, и соответствующие количества для упруго отраженных, неупруго отраженных и истинно вторичных электронов обозначим соответственно γ^* , η^* , δ^* , то $\sigma_{в,t} = \gamma^* + \eta^* + \delta^*$. Коэффициент неупругого отражения η^* часто определяют как отношение числа вторичных электронов с энергией больше 50 эВ к числу падающих первичных электронов. Таким образом, при энергии падающих электронов $W_p < 50$ эВ неупруго рассеянных электронов нет. Типичные зависимости $\sigma_{в,t}$ от энергии первичных электронов W_p для металлов и изоляторов изображены на рис. [3.14](#). Видно, что значение $\sigma_{в,t}$ сначала нарастает с увеличением энергии, а затем начинает падать. При этом абсолютные значения $\sigma_{в,t}$ для диэлектриков значительно больше,

чем для металлов. В области малых энергий кривые $\sigma_{в,t}(W_p)$, $r^2(W_p)$, $\delta^*(W_p)$ для разных металлов и диэлектриков имеют вид, представленный на рис. 3.15.

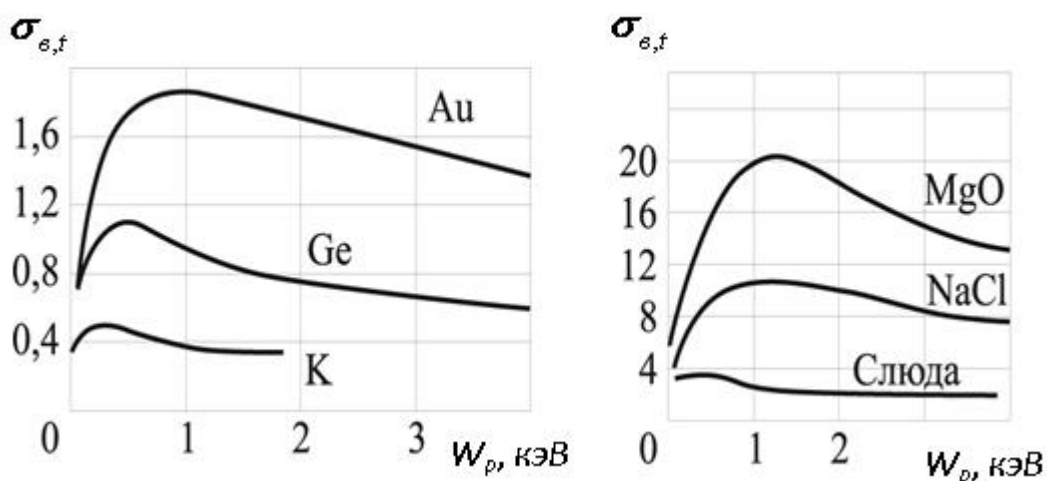


Рис. 3.14: Полный коэффициент вторичной электронной эмиссии при средних энергиях электронов

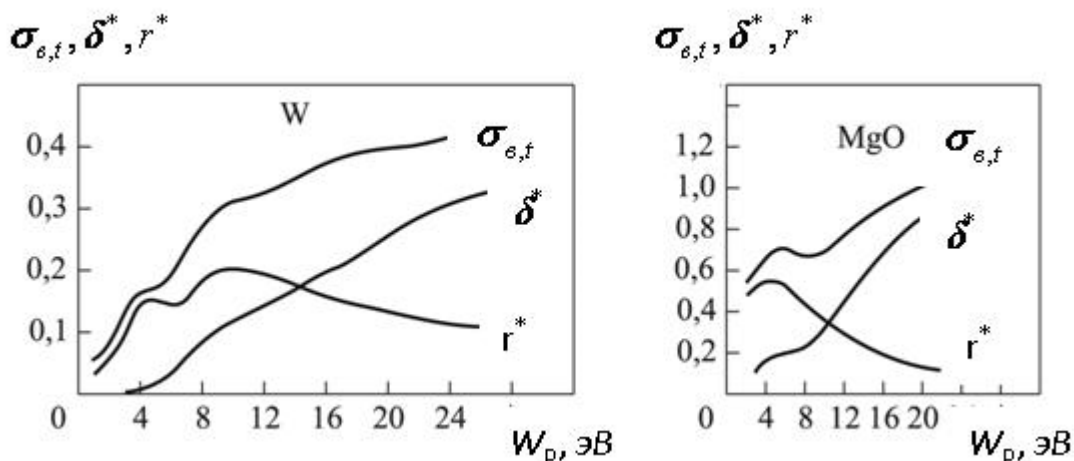


Рис. 3.15: Зависимость составляющих вторичной электронной эмиссии от энергии падающих электронов в области малых энергий

Для большинства плазменных систем, связанных с взаимодействием электронов с поверхностями, принципиально важно знать $\sigma_{в,t} < 1$ или $\sigma_{в,t} > 1$, то есть является ли поверхность поглотителем электронов или их источником. В связи с этим каждую поверхность можно характеризовать двумя энергиями W_{p1} и W_{p2} , при которых $\sigma_{в,t} = 1$. Эти значения будут соответственно называться первым и вторым порогом размножения. В табл. 3.6 приведены значения W_{p1} и W_{p2} для ряда веществ, а также максимальные значения $\sigma_{в,t,m}$ и соответствующие им энергии $W_{p,m}$.

значения W_{p1} и W_{p2} для ряда веществ, а также максимальные значения $\sigma_{в,t,m}$ и

Таблица 3.6: соответствующие им энергии $W_{p,m}$

Вещество	$\sigma_{в,t,m}$	$W_{p,m}$, эВ	W_{p1} , эВ	W_{p2} , эВ
Be	3,4	2000	16	4000
MgO	20,0	1500	20	4000
Al ₂ O ₃	1,5-4,8	350-1300	30-50	4000
Кварц	2,1-4,9	400-440	20	2300
NaCl (20% С)	17,0	1000	—	3200
Li	0,5	75	—	—
С(графит)	1,0	300	200	—

Cu	1,4	700		
Mo	1,2	600		3000
La	1,0	500	200	3000
Ta	1,3	700	200	2000
W	1,4	700	200	2000
Hg	1,6	700	200	2400

Изучение взаимодействия электронных пучков с поверхностями породило целый ряд современных методов контроля структуры и химического состава поверхностей. Среди них особое распространение получила так называемая электронная Оже-спектроскопия, основанная на изучении спектра вторичных электронов, что позволяет определять атомарный состав поверхности твердого тела.

3.3 Пылевая плазма

Под “пылевой плазмой” понимают плазму, содержащую наряду с обычными микрочастицами (атомами, молекулами, ионами и электронами) также макрочастицы – пылинки, капли и т.п. В настоящее время в основном рассматриваются “пылинки” размером в 1 – 10 мкм. В буквальных обозначениях “область основных интересов” сегодня выглядит так:

$$r_d \ll r_D \ll l_d, \quad l_d \sim \frac{1}{\sqrt[3]{n_d}}. \quad (3.27)$$

Здесь n_d – концентрация макрочастиц, r_d – радиус макрочастицы, r_D – дебаевский радиус частиц фоновой плазмы.

Чаще всего в эксперименте образуются макрочастицы сферической формы. Газообразную компоненту плазмы называют “фоновой плазмой”. “Фоновая плазма” создается традиционными средствами: прямыми разрядами (дуговыми, тлеющими), ВЧ-разрядами того или иного типа, ультрафиолетовым облучением и т.п. Если пылинки не эмиттируют электроны, а температура электронов мала,

$$kT_e \ll W_p^*, \quad (3.28)$$

т.е. меньше порога размножения при вторичной электронной эмиссии, то пылинка заряжается отрицательно, причем в типичных условиях ее заряд составляет величину

$$q_m = Z_d e \sim (10^3 - 10^4) e. \quad (3.29)$$

Ясно, что появление таких гигантов в фоновой плазме существенно сказывается на её свойствах. Следует отметить, что пылинки, о которых идет речь, могут быть занесены извне, но они могут и спонтанно возникать в разрядном объеме в результате конденсации частиц фоновой плазмы.

Впервые особенности плазмы с пылевыми частицами были отмечены И. Ленгмюром ([Ленгмюр](#)) в 1920-х годах. Однако серьезный интерес к запыленной плазме начал расти с 60-х годов XX века в связи с созданием [МГД-генераторов](#), работающих на продуктах сгорания твердых топлив.

Несколько позднее, в конце 60-х – начале 70-х годов, проблемой пыли в плазме – причем в чисто утилитарном плане – стали заниматься в связи с развитием технологии плазменного напыления.

Однако объектом интенсивных научных исследований пылевая плазма стала только во второй половине 80-х годов, причем не только применительно к практической деятельности человека, как, например, связанной с пылевыми образованиями вокруг космических аппаратов, но и в более фундаментальном аспекте – с образованием космических объектов из пылевых облаков, в которых, благодаря излучению центрального скопления, пыль в существенной степени является ионизованной.

Физика пылевой плазмы сегодня находится в младенческом возрасте, но ее интенсивное и плодотворное развитие в будущем неизбежно.

3.3.1 Зарядка макрочастиц и их взаимодействие друг с другом

Выше мы отметили только один вариант зарядки макрочастицы: макрочастица не эмиттирует электроны и электронная температура фоновой плазмы мала. При этих условиях макрочастица заряжается отрицательно. Если же под действием того или иного фактора частица начинает эмиттировать электроны (термоэмиссия, фотоэмиссия, вторичная электронная эмиссия при $kT_e > W_p$), то макрочастица будет заряжаться положительно. Разнообразие электрического состояния пылевой плазмы велико, особенно если учесть, что можно комбинировать частицы с разными эмиссионными свойствами.

Условие квазинейтральности пылевой плазмы имеет вид

$$(\pm Z_d e n_d + e n_+ - e n_e) = 0. (3.30)$$

Отсюда видно, что если пыль заряжена положительно, то она может связывать основную часть электронов и таким образом сильно снижать проводимость плазмы, и наоборот.

Величину заряда пылинки q_m можно оценить из простого соображения: “типичному электрону” должно хватить кинетической (тепловой) энергии, чтобы достичь уже заряженной макрочастицы.

Иными словами, так как $kT_e \sim \frac{q_m e}{r_d}$, то

$$Z_d \sim \frac{kT_e r_d}{e^2}. (3.31)$$

Из этой оценки и следуют указанные выше значения q_m (3.29).

Поле каждой частицы окружено экранирующим его слоем, потенциал которого на расстоянии $r \sim r_D$ определяется выражением

$$\phi = -\frac{q_m}{r} e^{-\frac{r}{r_D}}; \quad r_D = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_e}}. (3.32)$$

Однако на больших расстояниях из-за неравновесного распределения ионов потенциал может убывать медленнее:

$$\phi \sim \frac{-q_m}{r^2}. (3.33)$$

Ситуация с взаимодействием пылинок между собой достаточно сложная. Благодаря большим размерам макрочастицы достаточно сильно экранируют потоки ионов, идущие к соседним частицам, и в результате между удаленными макрочастицами возникают силы притяжения. Поэтому потенциальная энергия двух частиц имеет яму. Эта особенность приводит к тому, что в пылевой плазме можно говорить о разных фазовых состояниях совокупности макрочастиц:

- “газообразном”, когда положение частиц не скоррелировано друг с другом,
- “жидком” – когда имеется сильная корреляция только на близких расстояниях,
- “твердом” (“кристаллическом”) – когда корреляция имеет место на значительном расстоянии.

Возможность существования разных фазовых состояний облака макрочастиц в плазме можно связать с большими значениями коэффициентов неидеальности в пылевой плазме

$$\Gamma^* \equiv \frac{q_m^2 / l_d}{kT_d}. (3.34)$$

Численное моделирование показало, что “кристаллизация” наступает при $K \lg \Gamma^* \geq 4$, где $K = (N_d^{1/3} \lambda_D)^{-1}$, λ_D – длина экранирования, которая при малом числе частиц совпадает с радиусом Дебая фоновой плазмы. Экспериментально поведение макрочастиц особенно хорошо наблюдать в емкостном ВЧ-разряде (рис. 3.16).

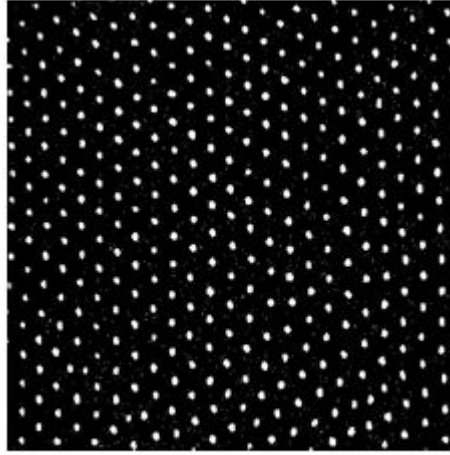


Рис. 3.16: “Кристалл” из пылевых частиц

Это типичное видеоизображение горизонтального сечения упорядоченной структуры частиц, полученной в приэлектродной области ВЧ-разряда. Показана область $6,1 \times 4,2$ мм², содержащая 392 частицы диаметром 6,9 мкм. Представленная структура имеет гексагональную решетку. Особенно чётко кристаллизация проявляется в расположении пылинок в горизонтальных плоскостях. Что же касается расположения вдоль вертикали (большую роль играет сила тяжести), то частицы выстраиваются строго одна под другой. При повышении температуры плазмы “кристалл” переходит в “жидкое” состояние, а затем и в “газ”.

3.3.2 Линейные колебания в однородной пылевой плазме

Появление в фоновой плазме заряженной пыли естественно изменяет спектр её колебаний. Поскольку в настоящее время полный анализ спектра колебаний для произвольного значения параметра неидеальности может быть проведен только численно, ограничимся случаем $\beta \ll 1$, когда пылевую компоненту можно считать идеальной. В этом случае система гидродинамических уравнений для компонент пылевой плазмы имеет следующий вид (изотермическая плазма, $q_m < 1$):

$$\begin{cases} \frac{\partial n_d}{\partial t} + \text{div} n_d V_m = 0 \\ M_d \left(\frac{\partial V_d}{\partial t} + (V_m \nabla) V_m \right) = - e Z_d \nabla \phi = \frac{1}{n_d} \nabla P_d, (3.35) \\ P_d = k n_d T_d \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \text{div} n_\alpha V_\alpha = 0 \\ m_\alpha \left(\frac{\partial V_\alpha}{\partial t} + (V_\alpha \nabla) V_\alpha \right) = - e_\alpha \nabla \phi - \frac{\nabla P_\alpha}{n_\alpha}; \quad \alpha = +, e, (3.36) \\ P_\alpha = k n_\alpha T_\alpha \end{cases}$$

$$\Delta \phi = -4\pi e (n_+ - n_e - Z_d n_d). (3.37)$$

Линеаризуя эту систему обычным образом и предполагая невозмущенную плазму неподвижной, а волны плоскими $\exp\{-i\omega t + i\alpha x\}$, получаем для продольных волн дисперсионное уравнение вида

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - V_{Te}^2 \alpha^2} - \frac{\omega_{p+}^2}{\omega^2 - V_{T+}^2 \alpha^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2 - V_{Td}^2 \alpha^2} = 0. (3.38)$$

Его корни в предельных случаях имеют вид

$$\omega_1^2 \approx \omega_{pe}^2 + V_{Te}^2 \alpha^2, (3.39)$$

$$\omega_2^2 \approx \alpha \sqrt{\frac{kT_e}{M_+}} \cdot \left(\frac{n_+}{n_e} \right)^{1/2}, (3.40)$$

$$\omega_3^2 \approx \omega_{pd}^2 \alpha^2 \frac{r_D^2}{1 + \alpha^2 r_D^2}, \quad \frac{1}{r_D^2} = \frac{1}{r_{De}^2} + \frac{1}{r_{D+}^2}. (3.41)$$

Колебания (3.39) соответствуют ленгмюровским волнам, (3.40) – ионному звуку при $\alpha r_{De} \ll 1$, (3.41) – пылевому звуку. При этом различие n_+ и n_e связано не с нарушением квазинейтральности, а с наличием отрицательно заряженных макрочастиц.

Список использованной литературы в главе 3

1. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. – М.: Физматлит, 2006. -С. 345-528.
2. Энциклопедия низкотемпературной плазмы /Под ред. В.Е. Фортова – М.: Наука, 2000. -Т. 2. -С. 5–329.
3. *Морозов А.И.* Физика плазмы. -Т.19. -2003. -С.261–276.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И ОБСУЖДЕНИЙ

1. Как ведет себя работа выхода при наличии слоя отрицательных адатомов?
2. На каком процессе основана криогенная вакуумная откачка?
3. От чего зависит коэффициент аккомодации энергии?
4. У металлов или у диэлектриков выше порог распыления?
5. Чем объясняется то, что на опыте эмиссия с холодных катодов наблюдается при полях, значительно более низких, чем следует из теории?
6. От чего зависит заряд макрочастицы в пылевой плазме?
7. Может ли пылевая плазма находиться в различных состояниях: твердом, жидком, газообразном?

Список рекомендуемой литературы к главе 3

1. *Кролл Н., Трайвелтис А.* Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. -525 с.
2. *Морозов А.И.* и др. //Физика плазмы. -Т. 30. -2004. -С. 299-306.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортов. – М.: Изд. «Наука», 2000. -Т.III, -С. 7-229.
4. *Фортов В.Е.* и др. Физика неидеальной плазмы. – М.: Физматгиз, 2004. -224 с.
5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е.Фортова – М.: Изд. «Наука», 2000. Т.II, -С. 5-329.
6. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. – М.: Изд. «Наука», 1992. -592 с.
7. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.* Высокочастотный емкостной разряд. – М.: Изд. «Наука», 1995. -325 с.
8. *Семашко Н.Н.* и др. Инжекторы быстрых атомов. – М.: Изд. «Энергоиздат», 1981. Гл.III.
9. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортова – М.: Изд. «Наука», 2000. -Т.IV.
10. *Ваганов А.Б.* и др. Многофункциональный воздушно-плазменный медицинский аппарат. В сб. «Плазменная техника и плазменные технологии». – М.: Изд. МГТУ им Н.Э Баумана. 2003. -С.39-52.
11. *Морозов А.И.* Физика плазмы. -Т.19. -2003. -С.261-276.

ГЛАВА 4. СОВРЕМЕННЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ФИЗИКИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Введение

- 4.1. Генераторы плазмы практического назначения
- 4.2. Применение плазмы в бытовой технике
- 4.3. Ионные и плазменные космические двигатели
- 4.4. Применение плазмы в решении экологических проблем
- 4.6. Плазменный катализ
- 4.7. Плазменно-энергетические технологии

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих главах говорилось об основных физических законах, определяющих свойства плазмы, и были рассмотрены различные газовые разряды безотносительно к их прикладной ценности, которую демонстрируют хорошо зарекомендовавшие себя газоразрядные источники света, дуговая электросварка, свечи зажигания в двигателях автомобилей, разнообразные электротехнические плазменные устройства такие, как дугогасительные камеры коммутаторов мощных электроцепей, ртутные выпрямители, газотроны, тиратроны и др.

В данной главе будет говориться о применении газового разряда в приборах бытовой техники, в космических двигателях, в различных плазмохимических технологиях.

Термины «*плазмохимия*», «*плазмохимические реакции*», «*плазмохимические процессы*» и «*плазмохимические технологии*» были введены в отечественную литературу после опубликования монографии «Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме» под ред. [Л.С. Полака](#) (М.: Наука, 1965). Они отражают тот факт, что рассматриваются специфические химические объекты, в которых химические реакции протекают в плазме, при этом физические и химические явления не могут рассматриваться независимо.

Особенности плазмохимических реакций обусловлены тем, что в отличие от традиционных химических процессов они проводятся в системах, открытых в термодинамическом смысле: для получения плазмы необходимы внешние источники энергии, часть которой расходуется на осуществление (инициирование) химических реакций ([удельный энерговклад](#))([энергетическая эффективность процесса](#)). Это объясняет существенную [неравновесность](#) среды (отклонение от состояния термодинамического равновесия, отличие распределений частиц по скоростям от максвелловского распределения и др.), наблюдаемую и используемую во многих [плазмохимических процессах](#).

Наиболее часто для их реализации применяется газоразрядная плазма (хотя возможны и другие способы, например, ударные трубы, адиабатическое сжатие и др.), для создания которой необходимо присутствие внешнего источника электрической энергии. В связи с этим можно выделить три основных этапа в инициировании и проведении плазмохимических процессов.

- Во-первых, энергия от внешнего источника передается электронной компоненте плазмы.
- Во-вторых, электронный газ передает полученную энергию тяжелым частицам в процессах нагрева, возбуждения внутренних степеней свободы движения атомов и молекул, диссоциации, ионизации. Таким образом, происходит перераспределение энергии внешнего источника между тяжелыми частицами, и создаются химически активные частицы. Часто доля, идущая на нагрев газа (особенно в неравновесных условиях при пониженных

давлениях), мала и в основном энергия электронов расходуется на возбуждение внутренних степеней свободы атомов и молекул.

- В-третьих, происходят химические превращения в полученной химически активной среде.

Таким образом, процессы в [химически активной плазме](#) связаны с присутствием трех групп частиц: заряженных, возбужденных и нейтральных невозбужденных (исходные вещества, атомы, радикалы, продукты промежуточных реакций), при этом роль электронной компоненты плазмы в иницировании реакций является определяющей. В ряде случаев химические реакции могут инициироваться электронными пучками и (или) излучением плазмы, преимущественно [УФ](#) и [ВУФ](#) области спектра.

Энергии частиц в низкотемпературной плазме меньше первого порога ионизации атомов и молекул, и именно это позволяет частицам плазмы эффективно инициировать химические превращения. Поэтому, даже в случае использования плазмы, образованной электронными пучками, в плазмохимических реакциях участвуют только низкоэнергетические электроны (по сравнению с энергией электронов пучка), образованные либо в процессе релаксации энергии электронов пучка, либо в результате вторичных процессов.

Плазма может быть неравновесной или квазиравновесной и, соответственно, плазмохимические процессы являются неравновесными (как правило, процессы при пониженных давлениях) или квазиравновесными (как правило, процессы при атмосферном давлении).

Диапазон параметров плазмы в плазмохимических устройствах велик:

- степень ионизации находится в диапазоне от 10^{-8} до величин порядка единицы;
- средние энергии лежат в пределах $0,01 - 10$ эВ;
- абсолютные значения концентрации заряженных частиц изменяются от 10^8 до 10^{18} $см^{-3}$, причем диапазон $10^8 - 10^{13}$ $см^{-3}$ обычно соответствует плазме пониженного давления $10^{-5} - 100$ Тор, а большие концентрации, как правило, достигаются в плазме при давлении, близком или равном атмосферному;
- различие средних энергий тяжелых частиц и электронов достигает порядков величин при пониженных давлениях и уменьшается или практически отсутствует при атмосферном давлении.

Во всех представляющих интерес случаях плазма является **частично ионизованной, идеальной, невырожденной** и подчиняется статистике Максвелла – Больцмана.

При решении ряда теоретических и прикладных задач имеет значение [изотропность](#) или [анизотропность](#) параметров плазмы. Причины возникновения анизотропии могут быть различными, в частности, ее возникновение может быть следствием введения или возникновения пучков заряженных частиц в плазме, движения плазмы в целом. Анизотропия параметров плазмы наблюдается в приэлектродных областях разрядов постоянного тока, низкочастотных и ВЧ (СВЧ) разрядах, в присутствии магнитных и сильных электрических полей и т.д.

Преимущества использования низкотемпературной плазмы в химической технологии перед традиционной технологией определяются высоким уровнем энергии, вкладываемой в систему, что ведет к увеличению скоростей протекания процессов и к уменьшению размеров химического реактора, к одностадийности большинства процессов, к возможности получения новых материалов, обладающих уникальными свойствами, к возможности переработки сырья, плохо поддающегося переработке традиционными методами, к возможности замены ряда экологически опасных химических процессов на безопасные. Кроме этого плазмохимия позволяет существенно улучшить существующие технологические процессы.

Все это позволяет утверждать, что плазмохимический подход будет основой новых технологий XXI века.

4.1. ГЕНЕРАТОРЫ ПЛАЗМЫ ПРАКТИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ

В основе плазменных технологий, естественно, лежат генераторы плазмы, то есть системы, в которых происходит ионизация рабочего вещества и сообщение энергии образующейся плазме.

Процесс генерации плазмы тесно связан с её удержанием и принципиальным является вопрос, каково время жизни плазмы и её энергии в системе. В тех случаях, когда она создается в среде плотного газа или внутри какого-либо баллона, это время порядка времени рекомбинации или пролета ионов до стенки камеры. Особенно остро проблема удержания плазмы стоит в связи с задачами [УТС](#). Однако изоляция плазмы от энергопоглощающих губительных «стенок» нужна не только в этих исследованиях. Проблема изоляции плазмы от стенок встает и в системах более скромных масштабов. Это касается, в частности, ГРК – газоразрядных камер ионных источников разного назначения, в том числе и ионных двигателей. Здесь используются разные способы, но особенно прогрессивным оказались магнитные мозаичные «стенки», предложенные впервые Муром в 1969 г. для ГРК ионных двигателей ([рис. 4.1](#)). Эти «стенки» набираются из постоянных магнитов, располагаемых вне корпуса ГРК. Они могут образовывать разные конфигурации. Под арками силовых линий корпус камеры имеет положительный – по отношению к плазме – потенциал. В результате ионы отражаются электрическим полем от корпуса, а электроны не могут непосредственно попасть на корпус из-за магнитного поля. Таким образом, время жизни частиц в камере увеличивается во много раз. Важным достоинством систем с периферийной магнитной стенкой является возможность создавать большие объемы однородной плотной плазмы в условиях практического отсутствия магнитного поля внутри этих объемов.

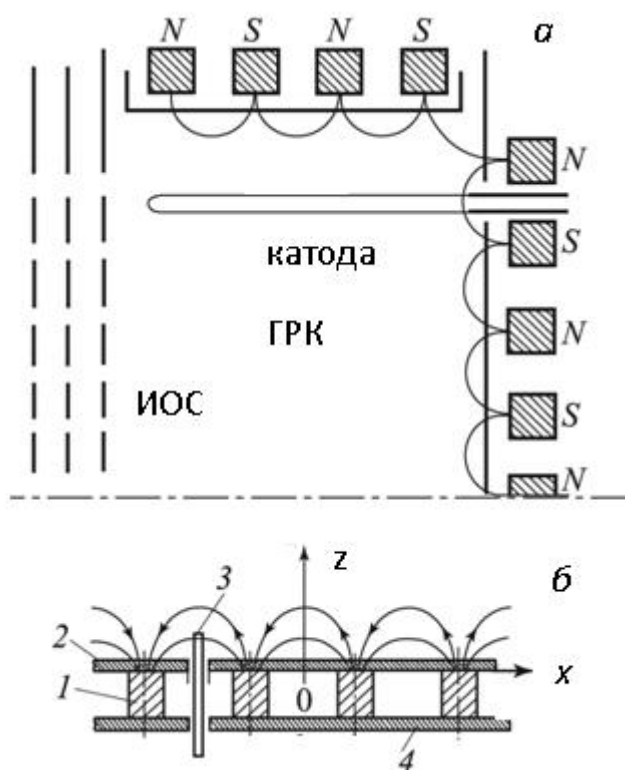


Рис. 4.1. Схема ионного источника типа Мура (а) и геометрия магнитной системы (б)
ГРК – газоразрядная камера, ИОС – ионно-оптическая система, 1 – магнит, 2 – стенка ГРК, 3

Создание плазмы может происходить под действием самых различных энергоносителей: электромагнитных полей, потоков электронов, ионов, нейтральных потоков газа, если они имеют нужные параметры. Ниже будем говорить в основном о стационарных и квазистационарных генераторах.

Генераторы плазмы по своим конструктивным особенностям и по характеру протекающих процессов можно условно разбить на несколько типов, каждый из которых в свою очередь подразделяется на существенно отличающиеся подтипы.

4.1.1. Генераторы плазменных потоков

Генераторы плазменных потоков можно условно разделить на два подтипа: *плазмотроны и плазменные ускорители*.

Плазмотроны – это генераторы низкоэнергетических потоков плазмы, обычно работающие при атмосферном давлении. Если потоки на выходе дозвуковые, то плазмотроны можно рассматривать как генераторы-нагреватели, однако по схеме функционирования они «потоковые» системы. Плазмотроны в настоящее время весьма многообразны. Они работают в постоянно-токовом режиме, под действием ВЧ и СВЧ-волн, а также лазерного излучения. Плазмотроны – одна из наиболее распространенных плазмодинамических систем. Они существуют в самых различных модификациях, имеют мощность от десятков Ватт до мегаватт. Их главные области применения: плазмохимия, машиностроение, научные исследования и в последнее время – медицина.

Плазменные ускорители (ПУ) – это генераторы плазменных сгустков (импульсные пушки) или потоков (стационарных или квазистационарных) с достаточно большими энергиями частиц: от десятка до сотен электрон-вольт. Среди импульсных ПУ микросекундного диапазона чаще всего используются коаксиальные электродные пушки. Они различаются по своим масштабам и энерговыкладам в разряд: от сотен джоулей до сотен килоджоулей. В этих пушках наиболее сложным узлом является клапан, который должен за времена 0,03 – 0,1 мс сформировать между электродами газовую «шайбу», через которую потом потечет ток, ионизуя газ и ускоряя плазменное образование действием амперовой силы. В настоящее время для ряда задач также разрабатываются сильноточные ускорители наносекундного диапазона.

Стационарные плазменные ускорители и почти аналогичные им – квазистационарные ускорители – различаются, прежде всего, механизмами ускорения. В этих ускорителях плазма квазинейтральна, и на гидродинамическом языке действующая в них ускоряющая сила равна

$$F = -\nabla P + \frac{1}{c}(\mathbf{J} \times \mathbf{H}) \quad (4.1)$$

Здесь давление P равно сумме давлений ионной P_i и электронной P_e компонент $P = P_i + P_e$. Отсюда видно, что можно выделить следующие **подтипы ПУ**:

- изотермические ($P_i \sim P_e$, а $|\mathbf{J} \times \mathbf{H}|$ – мало). К ним относятся обычные газодинамические сопла и многие плазмотроны,
- амперовы ПУ (P – мало). Сюда относится большинство ПУ,
- неизотермические ПУ ($P_i \ll P_e$, а $|\mathbf{J} \times \mathbf{H}|$ – мало),

- «термомагнитные» ПУ ($|\nabla\varphi| \sim \frac{1}{c} |\vec{j} \times \vec{R}|$).

Амперовы ускорители в свою очередь разбиваются на три класса:

- сильноточные ПУ с собственным магнитным полем. К ним относятся магнитоплазменные компрессоры (МПК), особенностью которых является образование на выходе под действием магнитного поля и набегающего потока плазмы зоны с большей плотностью и температурой. Эту зону называют либо зоной компрессии или «стационарно текущим Z-пинчем». Зона компрессии является мощным источником излучения, когда используется рабочее вещество с большим зарядовым числом Z . При работе с дейтерием зона компрессии может быть источником нейтронов;
- слаботочные (ток $j < 100 \text{ A}$) с внешним магнитным полем. Это преимущественно «холловские» ПУ – стационарные плазменные двигатели;
- ПУ с комбинированным магнитным полем, в которых магнитное поле в рабочей зоне представляет собой суперпозицию внешнего и собственного полей.

4.1.2. Ионные источники как генераторы плазмы

Схема одного из вариантов мощного ионного источника с газоразрядной камерой (ГРК) изображена на [рис. 4.2](#). Это ионный источник 1970-х годов, разработанный для инжекторов нейтральных атомов водорода. Параметры этого источника следующие. ГРК имеет прямоугольную форму размером 20 см x 12 см. Вдоль длинных сторон расположены два катодных блока (1) с пластинами LaB_6 , закрепленными в танталовые обоймы и подогреваемые излучением вольфрамовых спиралей (2). Разрядный ток в ГРК $\sim 700 \text{ A}$. Ионная оптическая система (ИОС) источника (3, 4, 5) трехэлектродная (эмиттирующий, ускоряющий и земляной электроды). В ИОС имеются три щели. Мощность ионного пучка на выходе источника до 3 МВт, энергия ионов $\sim 40 \text{ кэВ}$, длительность работы импульса $\sim 1,5 \text{ с}$. В данном источнике в ГРК отсутствует магнитное поле, что позволяет получить практически «нешумящие» ионные пучки, что очень важно для сохранения квазинейтральности пучка после его выхода из источника и последующего прохождения магнитных систем. Выходящий из источника ионный поток энергично «ищет» доступный источник электронов, чтобы нейтрализовать свой объемный заряд и стать квазинейтральным, т.е. «плазменным». Если источник используется как космический двигатель, то на нем крепится специальный эмиттер электронов – нейтрализатор («катод-компенсатор»).

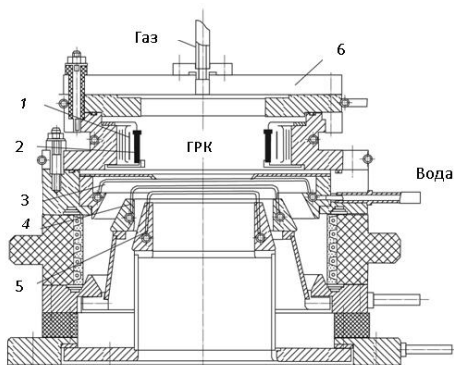


Рис. 4.2. Ионный источник без магнитного поля Н.Н. Семашки

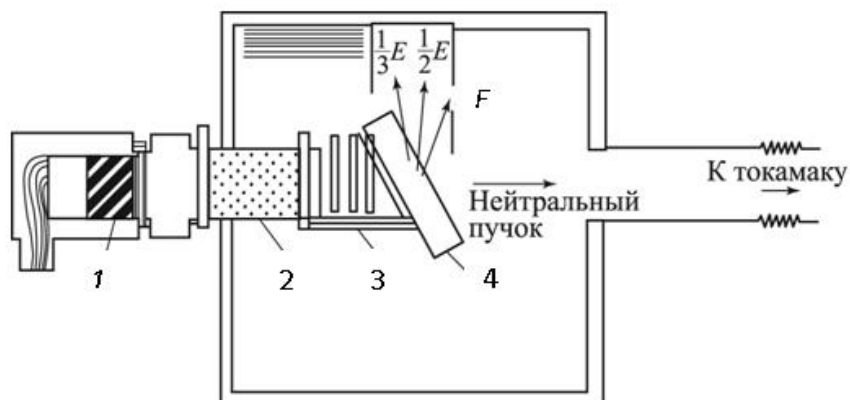


Рис. 4.3. Инжектор высокоэнергичных нейтральных атомов

1. – ионный источник,
2. – газовая мишень для перезарядки,
3. – жалюзный магнитный экран,
4. – магнит, отклоняющий неперезарядившиеся ионы

Ионные источники особенно удобны, когда речь идет о высокоэнергичных (по ионной компоненте) потоках ионов с малой массой. Специфической формой использования высокоэнергичных ионных потоков является превращение их, за счет эффекта перезарядки, в нейтралы и последующий ввод в термоядерные ловушки с магнитным полем, где они и ионизируются (рис. 4.3).

4.1.3. Эрозионные источники плазмы

В рассмотренных выше источниках плазмы предполагалось, что в исходном состоянии рабочее вещество находится в виде газа и затем оно ионизируется. Однако во многих случаях исходным является вещество в твердом состоянии. Под действием разряда вещество испаряется и пары ионизируются. Конкретные зоны эрозии могут быть разными, так, в дуговых разрядах это обычно катоды (сварка, ртутные выпрямители, катодные пятна на холодном катоде). В последнее время все большее внимание уделяют разрядам, в которых эродирует диэлектрик разделяющий анод и катод.

4.1.4. Затормаживаемые гиперзвуковые потоки как источники плазмы

Наиболее яркими представителями этого типа генераторов плазмы являются метеориты, космические корабли, возвращающиеся на Землю, а также атомные взрывы.

4.1.5. Микроволновые источники плазмы

Источники плазмы ВЧ и СВЧ-диапазона представляют практический интерес, так как газовый разряд в них может быть организован в условиях отсутствия каких-либо электродов, и, следовательно, в организуемой плазме будут отсутствовать примесные частицы.

В настоящее время микроволновый разряд получил широкое применение в различных технологических процессах, в частности, в модификации физико-химических свойств поверхностей различных материалов и формировании тонких пленок с заданными свойствами. Прогресс в этом направлении обусловлен возможностями микроволнового разряда формировать

плазму в широком диапазоне давлений рабочего газа (или смеси газов) с высокой степенью ионизации частиц, с высокой концентрацией таких активных частиц, как атомы, радикалы, возбужденные молекулы, высокой концентрацией заряженных частиц в условиях контроля их распределения по энергиям.

Особый интерес представляют источники, в которых реализуется [ЭЦР-разряд](#), обеспечивающий их высокую энергетическую эффективность. Распределение СВЧ электрического поля и конфигурация стационарного магнитного поля в этих источниках позволяют локализовать область разряда и создать условия для достижения желаемого результата.

В практических целях применяют как волноводные СВЧ-источники плазмы, так и резонаторные.

Следует отметить, что ЭЦР-источники плазмы позволяют формировать интенсивные плазменные потоки, в связи с чем в настоящее время изучается вопрос их использования в качестве двигателей коррекции орбит легких космических аппаратов.

4.2. ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАЗМЫ В БЫТОВОЙ ТЕХНИКЕ

Газоразрядные приборы получили широкое распространение в бытовой технике. Ниже будут рассмотрены некоторые примеры их использования, а именно: лампы «дневного» света, плазменные экраны, плазменный скальпель и люстры (лампы) [Чижевского](#).

4.2.1. Лампы «дневного» света (люминесцентные лампы)

Впервые в нашей стране эти лампы были созданы С.И. Вавиловым. Они обычно представляют собой стеклянную прямую трубку, на торцах которой находятся периодически нагреваемые электроды. Внутри трубки находится рабочий газ (аргон) при давлении $P \approx 1 \text{ Тор}$ и приблизительно 0,1 грамм ртути, которая испаряется в течение нескольких десятков секунд после начала разряда. В установившемся режиме в трубке горит обычный тлеющий разряд, который благодаря наличию ртути в основном излучает в УФ-области, причем световое КПД превосходит раз в пять КПД обычных ламп накаливания. Чтобы превратить это излучение в «дневной» свет, внутренние стенки газоразрядной трубки покрывают специальным люминофором, который превращает излучение разряда в видимый свет ([рис. 4.4](#)).

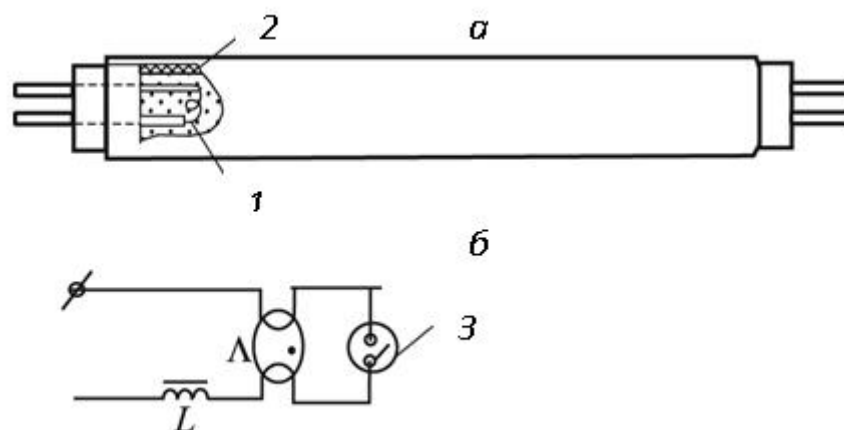


Рис. 4.4. Схема люминесцентной лампы (а) и питающей ее цепи (б):

1 – один из электродов, 2 – слой люминофора на внутренней стороне трубки, 3 – неоновая лампочка с биметаллической пластинкой

Эти лампы питаются через индуктивность от переменного сетевого напряжения частотой 50 Гц. Система электропитания этих ламп обеспечивает не только поддержание разряда, но и осуществляет его поджиг (старт). Происходит это следующим образом. После замыкания контакта напряжение подается на лампу и неоновую лампочку, которая загорается. Протекание тока в этой вспомогательной цепи разогревает спиральные электроды лампы, которые начинают эмитировать электроны. Параллельно с нагревом спиралей нагревается находящаяся в неоновой лампе биметаллическая пластина, которая размыкает контакт в цепи и тем самым гасит в ней разряд. Прерывание тока, благодаря наличию индуктивности в общей цепи, дает импульс напряжения между спиральями лампы и он тем самым поджигает тлеющий разряд в ней. Переменное напряжение, приложенное к системе, приводит к перемене полярности электродов лампы. При этом лампы шумят, а свет мерцает, хотя последнее обычно малозаметно. В последнее время разработаны люминесцентные лампы Аладдины, которые имеют обычный цоколь и могут ввинчиваться в традиционные патроны ([рис. 4.5](#)). Они укомплектованы преобразователем частоты тока, благодаря чему устраняются недостатки обычных люминесцентных ламп.

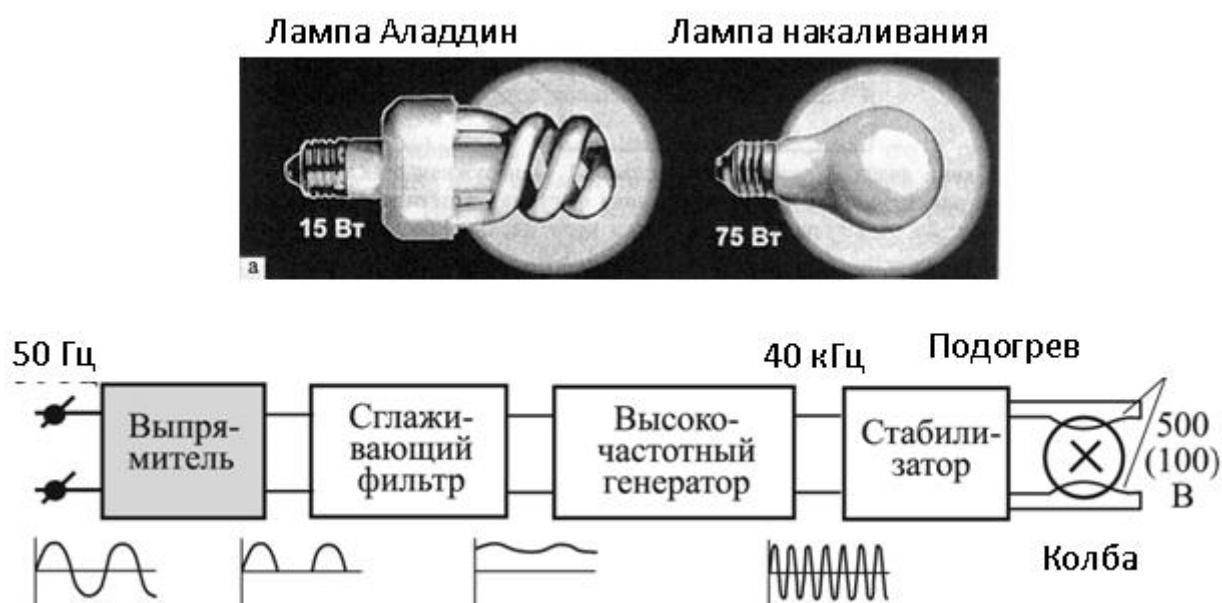
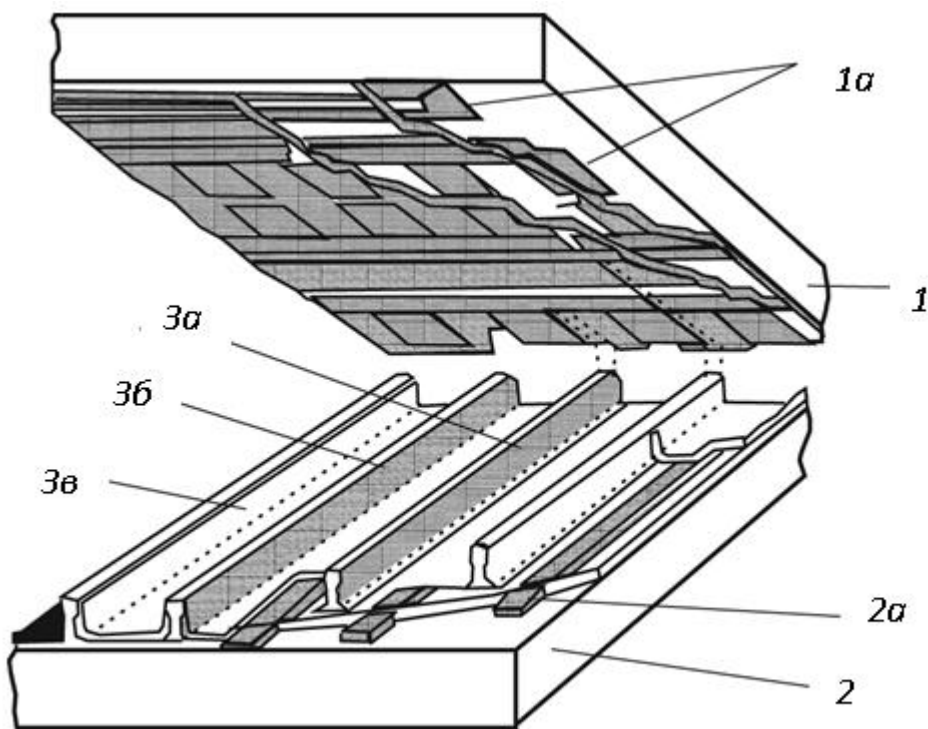


Рис. 4.5. Люминесцентная лампа «Аладдин» и блок-схема электронного пускорегулятора. Справа для сравнения показана лампа накаливания с одинаковым световым потоком

4.2.2. Плазменные телевизионные панели

В начале нового тысячелетия в продаже появились телевизоры и компьютерные мониторы с плазменными экранами (панелями). Эти панели обладают целым рядом достоинств. Вот характеристики одной из них (РОС-42 IV): размер $961 \times 512 \text{ мм}^2$, количество пикселей 853×480 , контрастность 300:1 и 25 градаций яркости, угол зрения 160° , толщина панели 99 мм. Прогресс здесь стремительный, и за небольшое время характеристики панелей уже существенно улучшились. По своей сути такая панель представляет собой ~ 106 люминесцентных лампочек трех базовых цветов: красного, зеленого, синего. Схема одной трехцветной ячейки изображена на [рис. 4.6](#).



- 1 – наружная стеклянная пластина с полупрозрачным электродом 1а,
- 2 – внутренняя фигурная пластина с тремя «корытцами» на каждую ячейку,
 - 2а – электроды для каждого корытца,
- 3 – базовые люминофоры:
 - 3а – синий,
 - 3б – зеленый,
 - 3в – красный

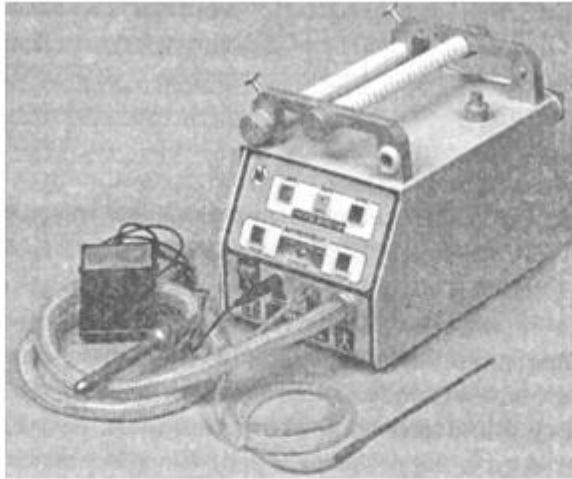
Рис. 4.6. Схема ячейки плазменного дисплея:

Эти ячейки образованы двумя стеклянными пластинами, на которые нанесены полупрозрачные электроды. На наружной пластине на каждую ячейку приходится один электрод в виде прямоугольника, а на внутреннюю – три прямоугольника. Поверхность внутренней пластины – фигурная. В пределах одной ячейки она содержит три «корытца», боковые стенки которых непрозрачны. Пространство между стеклянными пластинами заполняется обычно ксеноном, а весь объем герметизируется. В каждом корытце при подаче напряжения загорается тлеющий разряд, который и является источником УФ. Подавая импульсы напряжения разной длительности на электроды разных корыт, можно управлять яркостью свечения их люминофоров и таким образом получить нужный цвет ячейки в целом. Достаточно сложная коммутационная система, управляющая потенциалами на электродах, позволяет получить нужное изображение на экране.

4.2.3. Плазменный скальпель

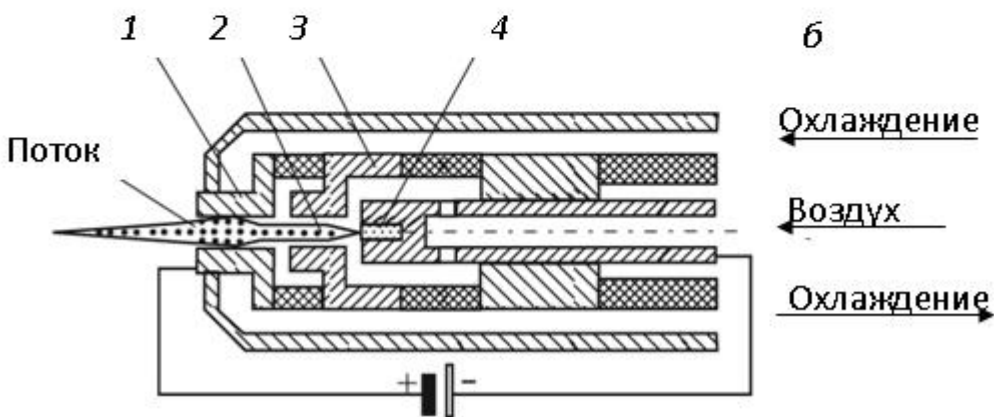
Плазма как хирургический инструмент на первый взгляд кажется противоестественной. Однако в МВТУ им. Н.Э. Баумана совместно с рядом медицинских учреждений был создан миниатюрный плазмotron с отверстием в аноде ~1 мм, работающий на воздухе, который дает узкую (диаметром ~2 мм) сравнительно длинную (порядка 3 см) струю плазмы, которая может быть использована как хирургический скальпель. Серийная установка «Плазмон» изображена на [рис. 4.7](#).

Аппарат «Плазмон» компактен. Его размеры 19?23?33 см, а полная масса около 8,5 кг. При работе он потребляет мощность ~ 500 Вт. Разрядные ток и напряжение плазмotronа соответственно 15 А и 30 В соответственно. Энергетическое КПД плазмotronа ~ 40%, температура на оси струи вблизи выхода из плазмotronа ~ 3000 К, а степень ионизации воздуха ~ 1%.



a

1. – анод,
2. – электрическая дуга,
3. – межэлектродная вставка,
4. – катод



б

Рис. 4.7. Установка «Плазон»: *a* – внешний вид установки, *б* – схема генераторной части манипулятора:

По сравнению с традиционным металлическим скальпелем, скальпель «Плазона» имеет ряд принципиальных достоинств. Прежде всего, обжигаемая плазмой поверхность разреза практически не кровоточит, поскольку кровь коагулирует и запирает кровеносные сосуды. Это особенно важно при хирургической обработке крупных ранений в боевых условиях, что было подтверждено его использованием в передвижных военных госпиталях. Но этим преимущество «Плазона» не ограничивается. В 2000 г. молекулой года – есть такой конкурс мирового сообщества химиков – была объявлена к всеобщему изумлению молекула монооксида азота NO . И в том же году была присуждена Нобелевская премия за открытия замечательных физиологических свойств этой молекулы. Оказывается, она является мощным стимулятором целого ряда важных органов организма, в том числе сердца. Нобелевские лауреаты, в частности, установили, что давно известное благотворное действие нитроглицерина на сердце основано именно на выделении NO при его употреблении. Как было установлено, плазменный поток вызывает образование в прилегающем воздухе NO и тем самым стимулируют репаративные процессы при лечении ран, трофических язв, пролежней и т.д. путем обдувания их газовым потоком с температурой до $40^{\circ}C$, содержащим монооксид азота. Поэтому полное название аппарата звучит так «скальпель – коагулятор – стимулятор воздушно-плазменный».

4.2.4. Люстра Чижевского

Все хорошо знают, что в разных местах по-разному дышится: тяжело в замкнутом помещении и наоборот, легко – на улице после дождя, в лесу, в горах. Исследования показали, что в существенной степени это различие связано с наличием в воздухе отрицательных аэроионов. Искусственно создать атмосферу свежего воздуха смог замечательный ученый [А.Л. Чижевский](#). Принцип его «люстры» прост. Это слаботочный высоковольтный разряд между катодом с острием и гладким анодом ([рис. 4.8](#)). При подаче на такую электродную систему напряжения $\sim 300\text{ В}$ основное падение напряжения происходит около острия, где загорается темный разряд в условиях атмосферного давления. Образующиеся в процессе разряда отрицательные ионы уносятся от катода за счет электростатического отталкивания. Вне околоострийной зоны проводимость мала, и поэтому ионы движутся широким потоком к аноду. В то же время положительные ионы высаживаются на развитую гладкую часть катода недалеко от острия.

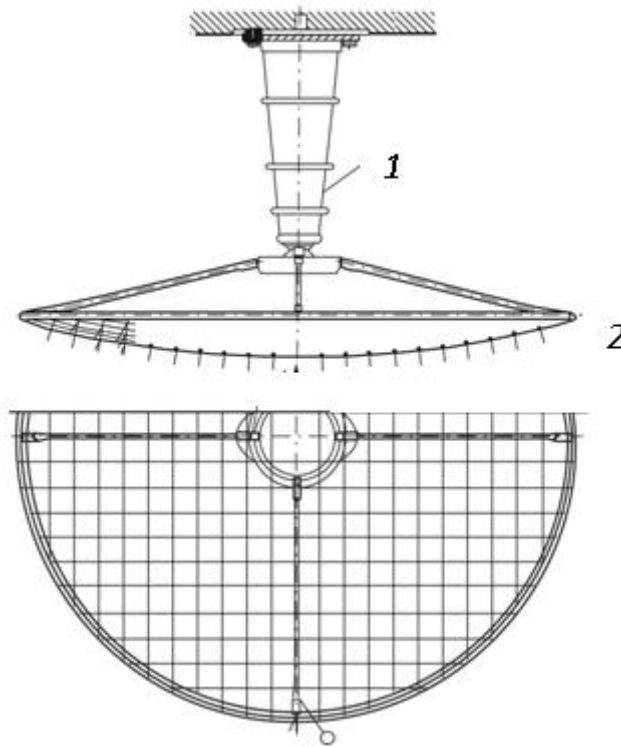


Рис. 4.8. Люстра Чижевского для промышленных помещений:
1 – высоковольтный изолятор, 2 – иглы-катоды

4.3. ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ДВИГАТЕЛИ

Реактивные двигатели создают тягу за счет выброса массы, находящейся в самой ракете, и эта тяга равна

$$F = \dot{m}V, \quad (4.2)$$

здесь \dot{m} – секундный расход массы, V – скорость ее вылета по отношению к аппарату. Из (4.2) непосредственно следует, что, сохраняя тягу, можно уменьшить расход массы, только увеличивая скорость его истечения. Нужные скорости можно получить только вкладывая энергию в

ускоряемый поток от постороннего источника. Это можно делать по-разному, но наиболее гибкими являются электрические ракетные двигатели (ЭРД), питаемые от бортового электрогенератора, первичным источником для которого является Солнце, ядерный реактор или энерго-генератор с радиоактивным изотопом.

Типы электрических ракетных двигателей (ЭРД)

В основе конкретного ЭРД может лежать практически любая система, трансформирующая электрическую энергию в кинетическую энергию потока частиц. Подчеркнем, что речь идет о принципиальной схеме, поскольку для того, чтобы на ее основе получился двигатель, всегда требуется большая работа по оптимизации конструкции. Поэтому не удивительно, что фронт поисковых разработок ЭРД, особенно на начальном этапе (50-60-е годы XX столетия), был очень широк. Исследовались около тридцати разных вариантов ускорителей. Но постепенно стали вырисовываться схемы, обладающие совокупностью важных достоинств, которые обеспечивали им в будущем достаточно многообразные применения. ЭРД условно можно разбить на три типа:

- подогревные ЭРД (с твердотельным или дуговым источником тепла и ускорением рабочего вещества за счет перепада давления DP),
- ионные ЭРД, включая коллоидные (в ускорительном зазоре находятся только положительно заряженные частицы, ускоряемые электростатическим полем),
- плазменные ЭРД (с квазинейтральным хорошо ионизованным потоком и преимущественным ускорением под действием силы Ампера).

Каждый из этих типов распадается на ряд подтипов. Простейшими ЭРД являются подогревные с твердотельным подогревателем. ЭРД этого типа сегодня работают более чем на 30 связанных геостационарных аппаратах. Они поддерживают местоположение спутников, компенсируя действие солнечного ветра, несферичности гравитационного поля Земли и т.п. Основное достоинство этих двигателей заключается в том, что при очень малых размерах они дают потоки легких нейтральных газов (например, H_2 или продуктов разложения аммиака) со скоростями > 4 км/с и имеют КПД $> 50\%$. В настоящее время широко используются и электродуговые двигатели, которыми оснащены несколько десятков (~ 30) геостационарных спутников. Эти двигатели имеют относительно невысокий КПД ($< 40\%$), но, используя водород как рабочее тело, могут обеспечить скорости истечения $V \sim 12$ км/с.

Далее, более подробно рассмотрим ионные и плазменные двигатели, которые уже работали в Космосе.

Ионные и плазменные двигатели

Существует четыре типа таких ЭРД. Первые из них – ионные и импульсные ЭРД к концу 2003 года проработали единичными экземплярами или малыми сериями в общей сложности порядка 20 раз каждый. Двигатели третьего типа – стационарные плазменные двигатели, обычно называемые по своей аббревиатуре (СПД) – стали штатными системами и уже работали более чем на 30 спутниках. Их мы и рассмотрим ниже. Наконец, двигатель четвертого типа, называемый «двигателем с анодным слоем» (ДАС), пока работал только на одном космическом аппарате.

Стационарные плазменные двигатели (СПД)

По своей функциональной схеме СПД напоминают ионные двигатели, но только роль твердотельных электродов здесь играют то, что можно назвать «электронно-магнитными электродами» (ЭМЭ). Это объясняется тем, что в плазме магнитные силовые линии с точностью до сравнительно слабых тепловых возмущений становятся эквипотенциальными. Поэтому

силовые линии с навитыми на них электронными траекториями можно рассматривать как прозрачные нитчатые электроды. Далее мы опишем три модели: первую двигательную установку (ДУ) с СПД, вышедшую в космос (ДУ «ЭОЛ»), и современные двигатели СПД М-70 и СПД-100.

Двигательная установка «ЭОЛ»

К середине 1968 г. в Институте атомной энергии в лаборатории Г.Я. Щепкина по идее и под руководством А.И. Морозова была создана устойчиво работавшая модель СПД с радиационным охлаждением и КПД > 35%. Созданный там же через год макет двигательной установки был передан в ОКБ «Факел» (Калининград), где и был доведен до нужного технического уровня под руководством главного конструктора Р.К. Снарского и поставлен в конце 1971 г. во Всесоюзный НИИ электромеханики для установки на спутнике «Метеор» (главный конструктор А.Г. Мосифьян). Основные параметры установки следующие: мощность ДУ ~ 400 Вт, тяга ~ 0,02 Н, масса ~ 18 кг. Конструктивная схема СПД «ЭОЛ» изображена на [рис. 4.9](#).

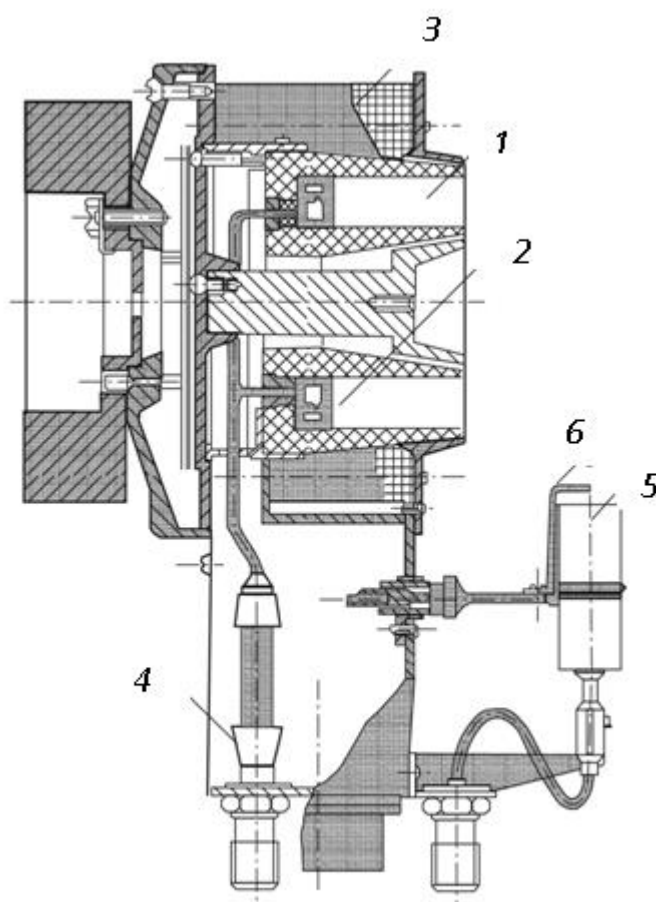


Рис.4.9. Схема конструкции СПД «ЭОЛ-1»:

1 – разрядная камера, 2 – анод газораспределитель, 3 – магнитная система, 4 – высоковольтный ввод, 5 – полый катод, 6 – поджигной электрод

31 декабря 1971 г. спутник «Метеор» был выведен в космос. В начале 1972 г. испытания ДУ «ЭОЛ» прошли успешно. Основными результатами были: демонстрация надежности работы ДУ с СПД и ее совместимость с космическим аппаратом: отсутствие существенного влияния плазменной струи на связь с Землей; хорошее соответствие тяговых характеристик, определенных на стенде и по изменениям траектории спутника. Вместо заявленного ресурса 100 часов ДУ «ЭОЛ» проработала ~ 150 часов, использовала весь запас ксенона и обеспечила полезную

нефть	72	1	12	15	100	1500	300
уголь	74	5	6	15	40	700	600

Целью любого метода очистки является создание химически активных частиц, приводящих к разрушению или связыванию загрязняющих компонентов газовой среды, которые затем могут быть легко удалены из нее. В настоящее время для создания [активных частиц](#) широко используется неравновесная плазма пониженного и атмосферного давления. Образующиеся в плазме продукты диссоциации и ионизации – электроны, ионы, [свободные радикалы](#) и возбужденные частицы – реагируют с микропримесями, превращая их в компоненты (в случае оксидов серы и азота – в серную и азотную кислоты), которые могут быть легко удалены. В случае органических компонент конечными продуктами могут являться продукты деструкции или полимеризации.

В качестве источников плазмы используются электронные пучки, корона постоянного тока, импульсная стримерная корона, барьерный разряд, поверхностный разряд между сегнетоэлектрическими гранулами, тлеющий разряд атмосферного давления и скользящая дуга. В данный момент нельзя выделить конкретный тип разряда, в котором условия протекания реакций очистки реализуются оптимально.

Необходимо отметить один аспект применения любого, не только плазменного, удаления примесей: в процессе химических превращений могут образовываться химические соединения, токсичность которых не ниже, а в ряде случаев и выше, чем токсичность уничтожаемого соединения. Примером может служить образование [диоксинов](#) в результате переработки хлорсодержащих соединений. Поэтому при разработке процессов нужно следить не только за удалением исходного вещества, но и анализировать химический состав продуктов химических превращений.

4.4.2. Очистка газов от пыли

Очистка газов от взвешенных в них твердых или жидких частиц осуществляется в электрофильтрах. Электрофильтр представляет собой двухэлектродную систему, в которой осуществляется коронный разряд. Ионизационные процессы в коронном разряде сосредоточены в узкой области вблизи коронирующего проволочного электрода с малым радиусом кривизны, где напряженность поля наибольшая. Во внешней области присутствуют только отрицательные ионы, которые создают в межэлектродном пространстве униполярный объемный заряд. Внешняя область коронного разряда занимает преобладающую часть межэлектродного пространства. Ионы из объемного заряда сообщают электрический заряд пылевым частицам. Заряженные частицы под действием электрического поля выводятся из очищаемого газового потока и осаждаются на собирающих электродах. Характеристикой фильтра является его эффективность η_{ϕ} , она определяется содержанием частиц в потоке:

$$\eta_{\phi} = \frac{N_1 - N_2}{N_1},$$

где N_1 – концентрация пыли на входе в электрофильтр, N_2 – концентрация на выходе.

4.4.3. Очистка отходящих газов от оксидов серы и азота

Как уже отмечалось, процесс очистки газов от тех или иных соединений связан с их разрушением и (или) преобразованием (конверсией) в безопасные продукты или продукты, легко удаляемые из

газовой среды. В результате химических превращений в плазме, как правило, образуются азотная и серная кислоты. Улавливание полученной низкоконцентрированной азотной кислоты в отходящем газе в практических условиях является нерентабельным, поэтому в очищаемый поток обычно добавляют аммиак NH_3 в стехиометрическом соотношении (примерно 1:1) с исходными оксидами азота или серы. В этом случае в объеме происходит реакция нейтрализации и конечным продуктом является сухой порошок – смесь солей $(NH_4)_2SO_4$ и $(NH_4)_2SO_4 \cdot 2(NH_4)NO_3$. Размер частиц такого [аэрозоля](#) составляет менее 1 мкм. Необходимо отметить, что добавление аммиака приводит не только к формированию легкоулавливаемых твердых частиц в очищаемом потоке, но и приносит новые газофазные каналы разрушения оксидов. Наличие аммиака в газоразрядной плазме приводит к возникновению в ней новых радикалов – производных от аммиака NH и NH_2 , которые чрезвычайно активны.

Можно выделить отдельные стадии процесса очистки, которые реализуются в пучковых и газоразрядных устройствах:

- процесс диссоциации частиц обрабатываемого газа с образованием реакционно-способных частиц;
- химические реакции образовавшихся частиц с компонентами газа в газофазных реакциях происходит окисление оксидов азота и серы с образованием паров азотной и серной кислот;
- при конденсации паров серной кислоты и воды происходит образование жидкой фазы в виде мелких капель;
- гетерогенное окисление оксидов серы и термические реакции молекул SO_2 с NH_3 , протифундировавшими к образовавшимся каплям, на их поверхности или внутри их, с образованием солей аммония;
- процесс очистки потока газа от продуктов реакций путем улавливания аэрозолей сульфата и нитрата аммония в фильтре.

Эффективность процесса очистки плазменным методом характеризуется G-фактором, который определяется выходом частиц того или иного вида на 100 эВ вложенной в плазму энергии. На [рис. 4.10](#) показан пример таких зависимостей для смеси 70% N_2 , 5% O_2 , 10% H_2O и 15% CO_2 .

[Гетерогенные процессы](#) имеют значение при удалении оксидов серы. В процессе объемной конденсации паров воды и серной кислоты в газе образуются аэрозольные частицы, на поверхности или внутри которых происходит гетерогенное окисление SO_2 . Для отходящих газов электростанций, облучаемых быстрыми электронами или обрабатываемых стримерной короной, в качестве окислителей SO_2 в жидкой фазе могут рассматриваться такие компоненты, как NO_2 , O_3 , H_2O_2 . Эффективность такого окисления невелика, а характерное время процесса несколько секунд. Однако показано, что при температурах ~ 60 °C достигается почти полное удаление SO_2 , что нельзя объяснить газофазными и [термическими](#) реакциями. Возможен цепной механизм окисления SO_2 , причем инициатором цепи являются радикалы OH , которые нарабатываются в газе. Растворение OH и SO_2 в каплях аэрозоля создает условия для цепного жидкофазного окисления.

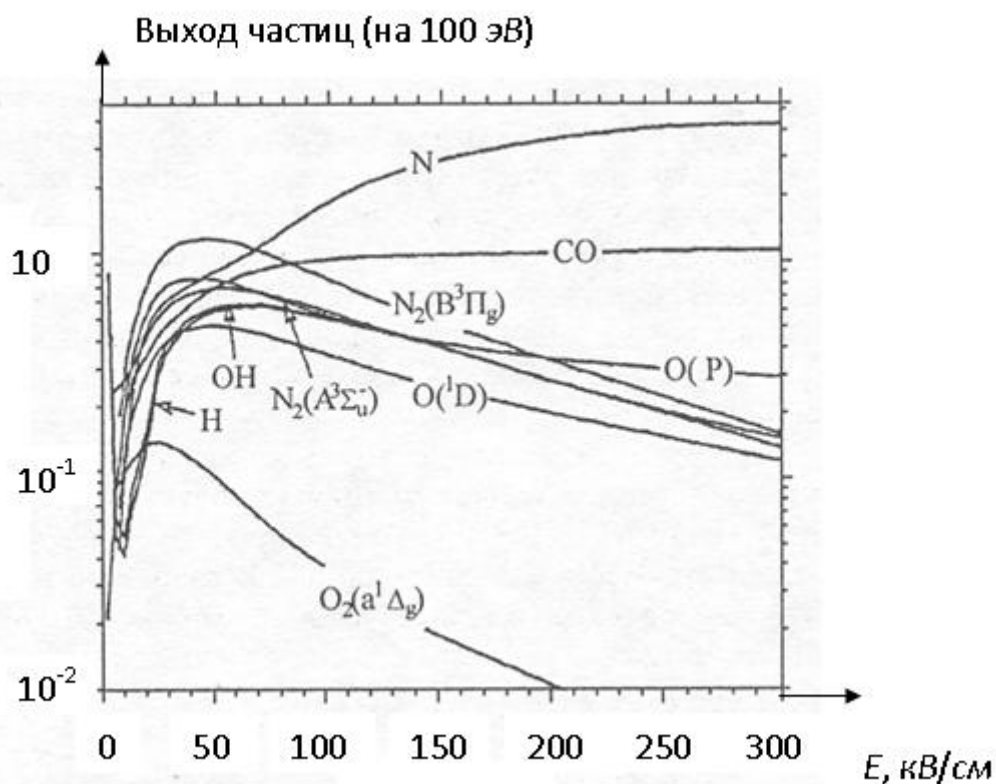


Рис. 4.10. G-фактор для разных частиц, производимых энергичными электронами в смеси 70% N_2 , 5% O_2 , 10% H_2O и 15% CO_2 при атмосферном давлении и температуре 300 K

Одним из наиболее разработанных способов очистки газов является очистка под действием электронного пучка (рис. 4.11), который позволяет обрабатывать отходящие дымовые газы с расходом более 10000 $Нм^3/ч$.

Эффективность удаления зависит не только от суммарной дозы (энергии) облучения, но и от способа ввода энергии. Большей эффективностью обладает последовательное облучение газа несколькими пушками, расположенными вдоль потока. При этом эффективность удаления оксидов серы и азота достигает 96%.

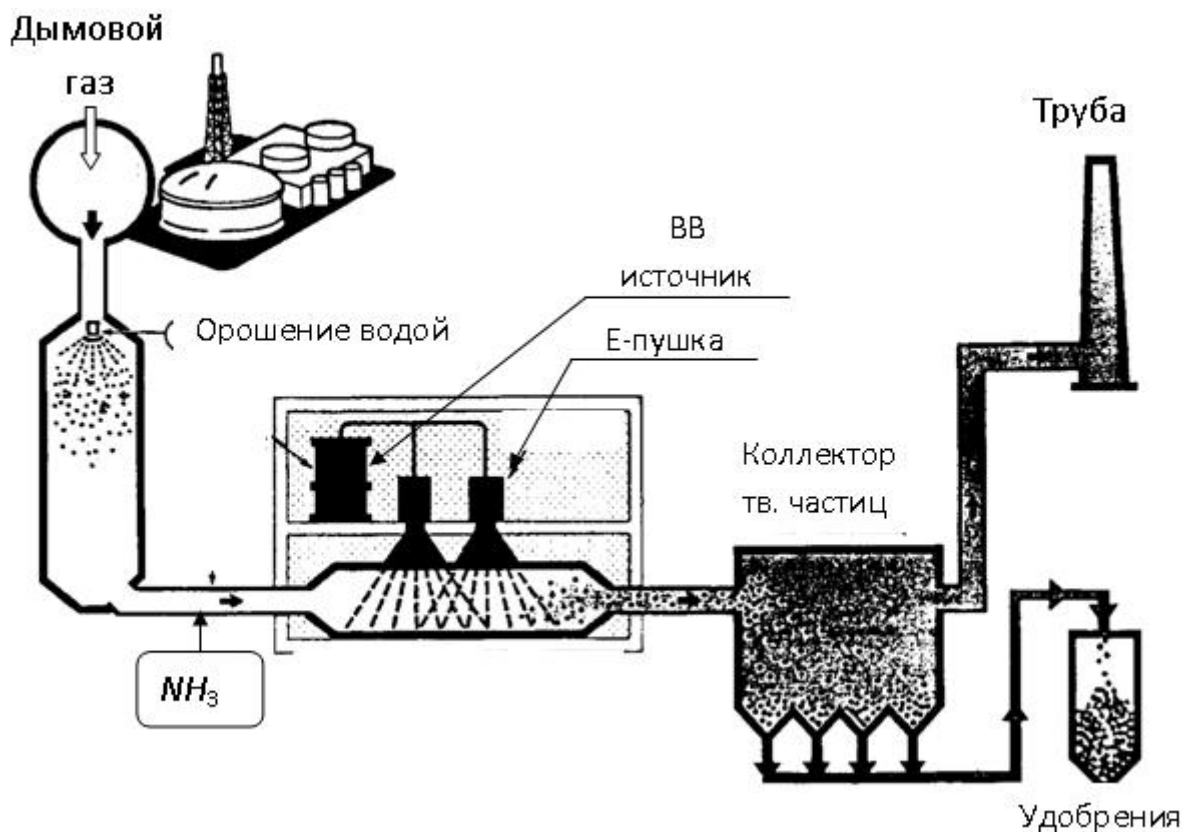


Рис. 4.11. Схема электронно-пучкового процесса

Для удаления окислов азота и серы из потоков газов используются разные типы разрядов, в том числе и с диэлектрическим наполнением, в присутствии [катализаторов](#).

На [рис. 4.12](#) показана эффективность удаления окислов азота в стационарной положительной короне в стримерном режиме для газа, содержащего $80\% N_2 + 20\% O_2 + 149 \text{ ppm } NO$ при пропускании сквозь коронирующие сопла смеси $97\% Ar + 3\% NH_3$ с расходом $0,1 \text{ л/мин}$.

Эффективность работы устройств зависит от многих параметров: тока разряда, расходов газов, длительности и частоты следования импульсов, диэлектрического наполнения, состава и концентрации примесей и др. При этом, чем меньше концентрация удаляемых примесей, тем ниже эффективность их удаления в неравновесной низкотемпературной плазме.

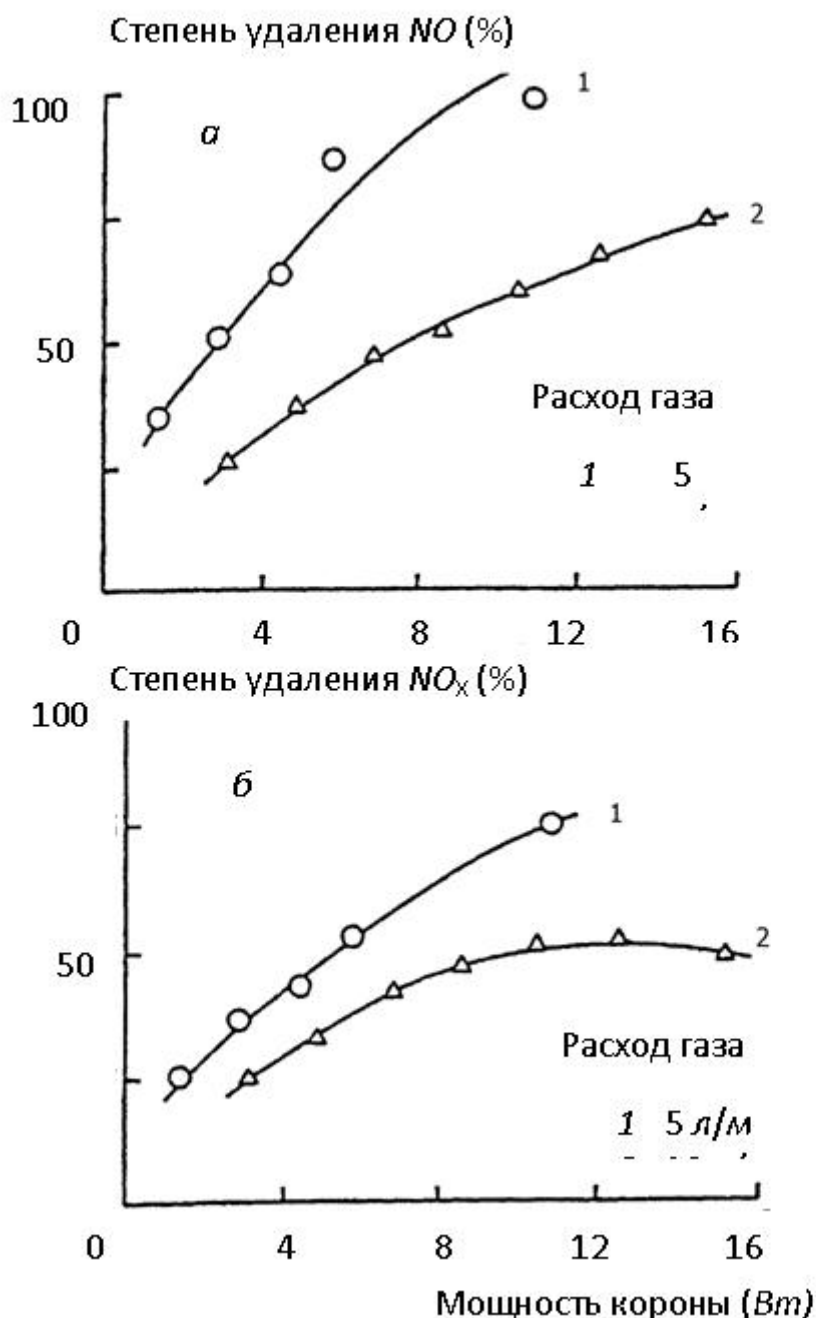


Рис. 4.12. Влияние электрической мощности короны на степень удаления NO (а) и NO_x (б) при очистке газа стационарной положительной короной в стримерном режиме

4.4.4. Удаление органических соединений

При удалении органических компонент газовой фазы большое влияние на процесс их деструкции оказывают реакции с радикалами O и OH . Химическая кинетика разрушения органических соединений в газоразрядной плазме разработана не до конца. В первую очередь это обусловлено более сложным составом исходных веществ-загрязнителей, которые, как правило, являются высокомолекулярными соединениями. Взаимодействие таких соединений с радикалами и заряженными частицами приводит к большому разнообразию промежуточных продуктов, которые в свою очередь способны к дальнейшему взаимодействию между собой, с радикалами и исходными соединениями.

Взаимодействие неравновесной плазмы атмосферного давления с парами органических веществ иллюстрируется на [рис. 4.14](#) на примере удаления бензола из воздуха в барьерном разряде при расходе газа 0,2 л/мин и времени нахождения газа в трубе ~3 с.



Рис. 4.14. Зависимость степени удаления бензола в сухом воздухе от мощности, вкладываемой барьерным разрядом между диэлектрическими шариками с ϵ : (1) – 20, (2) – 100, (3) – 200, (4) – 330, (5) – 870, (6) – (1100 – 15000)

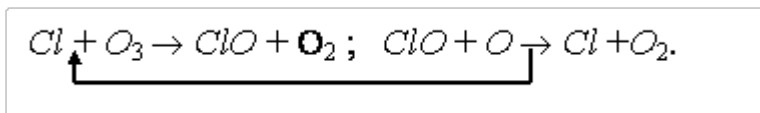
Это взаимодействие приводит к образованию метастабильного биполярного заряженного аэрозоля, даже если парциальное давление паров ниже давления насыщения (стимулированная плазмой конденсация паров). Механизм формирования аэрозоля заключается в образовании [кластеров](#) на зарядах и укрупнении капель за счет кулоновского притяжения и теплового движения. Размер аэрозольных частиц и время их жизни зависит от способности конденсирующихся молекул к полимеризации. Процесс конденсации ненасыщенных паров снижает энергозатраты на удаление одной молекулы.

Применение неравновесной плазмы позволяет уменьшить концентрации токсичных компонент ниже санитарных норм. В настоящее время разработаны эффективные методы и устройства для плазменной очистки атмосферы.

4.4.5. Применение плазмы в решении проблемы озонового слоя Земли

Одной из важнейших экологических проблем настоящего времени является озоновая проблема атмосферы Земли, связанная с истощением озонового слоя, защищающего всё живое на Земле от биологически активного ультрафиолетового излучения. Основные механизмы и причины истощения до сих пор находятся в стадии обсуждения, однако наиболее распространённым является предположение об определяющей роли [фреонов](#) (хлорофторуглеродов) в гибели озона,

производимых человечеством и в больших количествах и выбрасываемых в атмосферу. Фреоны (CF_2Cl_2 , $CFCl_3$ и др.), являясь химически чрезвычайно инертными, проходят практически совершенно свободно через тропосферу ([тропосфера](#)) и достигают стратосферных высот ([стратосфера](#)) – более 15 – 20 км, соответствующих расположению озонового слоя. На этих высотах молекулы фреона разлагаются под действием ультрафиолетового излучения Солнца, выделяя атомарный хлор и хлорсодержащие радикалы, уничтожающие озон в каталитических реакциях типа



Фреоны могут оказывать также существенное влияние на тепловой баланс Земли, повышая вероятность парникового эффекта.

Таким образом, задачей является ограничение использования и эмиссии фреонов в атмосферу (это положение уже сейчас регулируется Международными соглашениями) и (или) уничтожение фреонов на более низких высотах в тропосфере до достижения ими озонового слоя.

Задачи очистки атмосферы от озоноразрушающих соединений и восстановления озонового слоя могут быть решены созданием свободнолокализованных СВЧ-разрядов в тропосфере. СВЧ-разряды являются безэлектродными, и с помощью квазиоптических фокусирующих систем СВЧ-энергия может быть передана в верхние слои атмосферы для создания разряда (искусственное ионизованное облако ИИО). Принцип организации газовых разрядов в верхних слоях атмосферы с целью восстановления озонового слоя показан на [рис. 4.15](#).

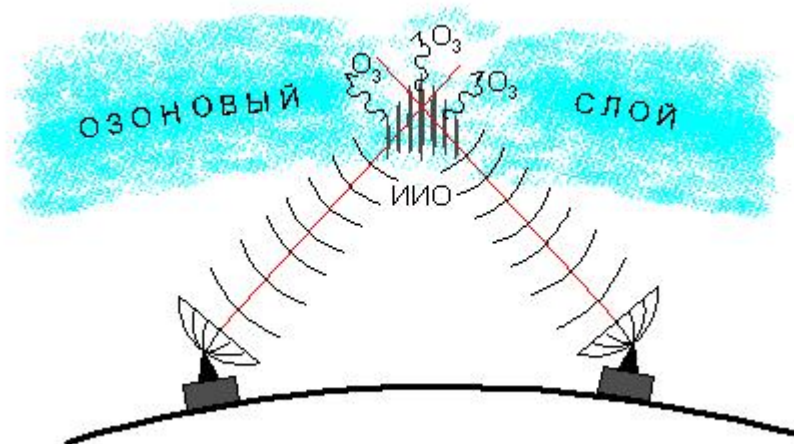


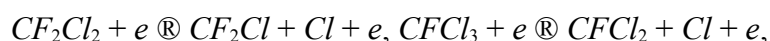
Рис. 4.15. Способ организации СВЧ-разряда в атмосфере Земли

Газовый разряд разрушает фреоны, а продукты разложения с дождями выпадают на землю.

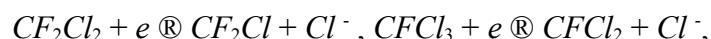
Другим известным подходом является использование газового разряда в верхних слоях атмосферы для генерации озона и восстановления озонового слоя (в газовом разряде происходит разложение кислорода и генерация озона, компенсирующего его убыль в результате антропогенной активности человека). Для этого можно использовать СВЧ и лазерные системы. Целесообразность выбора того или иного способа еще предстоит обосновывать. Так, существуют оценки, что для реализации второго способа энергопотребление превышает мощности мирового производства энергии.

Процесс разложения чрезвычайно стабильных молекул фреонов в плазме может идти по нескольким каналам:

- диссоциация молекул под действием электронного удара:



- диссоциативное прилипание (процесс прилипания медленных электронов к электроотрицательным молекулам фреонов с последующей их диссоциацией – энергия электронного сродства к атому хлора превосходит энергию диссоциации) с образованием иона хлора:



- распад молекул фреона при столкновениях с возбужденными метастабильными атомами и молекулами азота и кислорода,
- деструкция фреонов под действием ультрафиолетового излучения разряда.

Базируясь на результатах теоретического и экспериментального моделирования процессов, можно сделать следующие выводы:

- на сегодняшний день предпочтительнее выглядит поиск возможностей преодоления озонового кризиса, основанный на газоразрядной очистке тропосферы от озоноразрушающих фреонов,
- микроволновые разряды, возбуждаемые в верхней тропосфере, могут селективно очищать воздух от загрязнения фреонами при сравнительно малых энергетических затратах $\sim 10^{-5}$ Дж/см³ атм. Таким образом, возможно создание своеобразного «барьера», предотвращающего попадание фреонов в стратосферу,
- необходимо осуществление значительного объема теоретических и лабораторных экспериментальных исследований прежде, чем можно будет сделать окончательный вывод о целесообразности микроволновой газоразрядной очистки атмосферы от озоноразрушающего фреонового компонента.

Нужно отметить, что искусственные ионизованные облака в верхних слоях атмосферы первоначально были предложены для создания радиоотражающих зеркал в системах радио и телевидения. Нужно также представлять, что разряды в атмосфере, кроме реализации своих целевых функций, могут приводить к генерации оксидов азота, которые, в свою очередь, могут вызвать обеднение озонового слоя. Все это показывает, что глобальные эксперименты чреваты глобальными и непредсказуемыми последствиями.

4.4.6. Применение плазмы в решении проблемы уничтожения отходов, включая боевые отравляющие вещества

Одной из важнейших задач обеспечения условий существования человека на Земле является сохранение окружающей среды, ликвидация вредных последствий его жизнедеятельности. Классифицировать отходы можно по следующим категориям: бытовые (домашние), городские, сельскохозяйственные, промышленные, специальные (радиоактивные, военные, особо токсичные). Объем отходов, подлежащих переработке, постоянно растет и в планетарном масштабе составляет многие миллионы тонн.

Особое место в этой проблеме занимает уничтожение боевых отравляющих веществ, которых к настоящему времени накоплены сотни тысяч тонн. По мере накопления опыта обращения с

отходами становится ясно, что даже при жестких нормах, введенных в последнее время в развитых странах, размещение отходов на свалках, полигонах, захоронение их в земле и под водой не гарантирует нейтрализацию их вредного воздействия на окружающую среду. Стопроцентный рециклинг отходов возможен только для некоторых их типов, и поэтому возникает задача не только обезвредить отходы, но и получить из их массы энергию и товарные продукты.

Для проведения процессов деструктуризации отходов требуются высокие температуры ($>1200\text{ }^{\circ}\text{C}$). Это определяет применение в них генераторов низкотемпературной плазмы. Являясь одновременно и теплоносителем и реагентом, плазма позволяет существенно интенсифицировать процессы в реакторах, снизить общее количество отходящих газов, уменьшить количество вторичных токсичных веществ (включая [диоксины](#)). Дополнительные затраты электрической энергии при этом должны компенсироваться производством товарных продуктов, например, *синтез-газа*. В настоящее время такие процессы разработаны на базе плазмотронов большой мощности, работающих при атмосферном давлении.

Широко применяемые в настоящее время методы термической переработки отходов практически доведены до технического совершенства. Но существует одна проблема, которая поставила крест на всех технологических достижениях и привела к тому, что все больше и больше стран с развитой индустрией отказываются от сжигания отходов и ищут альтернативные способы их уничтожения. Это так называемая *диоксиновая проблема*. Дело в том, что в смешанных отходах присутствует в достаточно больших количествах хлор. Сжигание таких отходов традиционными способами вследствие неполноты сгорания исходных веществ и протекания побочных реакций, как в самом реакторе, так и в системах охлаждения дымовых газов, приводит к образованию самых токсичных из известных человеку веществ – диоксинов. Для сравнения летальная доза LD_{50} , определенная на морских свинках, наиболее токсичного из диоксинов тетрахлордibenзодиоксина (2, 3, 7, 8 *ТСДД*) составляет 1 мкг/кг , в то время как при попадании в желудочный тракт наиболее токсичного из боевых отравляющих веществ VX – 70 мкг/кг . Применение систем очистки газов, способных обеспечить нормы выбросов по диоксидам, многократно увеличивает капитальные затраты и эксплуатационные расходы традиционных установок, что делает их нерентабельными.

Проведенные во многих странах мира исследования по поиску и созданию новых методов переработки отходов показали, что проведение термических процессов под действием низкотемпературной изотермической плазмы, полученной пропусканием плазмообразующего газа через электрическую дугу, позволяет минимизировать (вплоть до полного исчезновения) присутствие диоксинов в отходящих газах, то есть может стать решением диоксиновой проблемы.

Время полного превращения отходов, в условиях плазмохимического процесса, составляет $0,01 - 0,5$ секунды, в зависимости от природы отходов и температуры, интервал изменения которой в таких процессах достаточно широк и составляет $1200 - 10000\text{ К}$.

Эффективность ввода тепловой энергии для одновременного стимулирования химических и физических изменений в веществе представлена на [рис. 4.16](#).

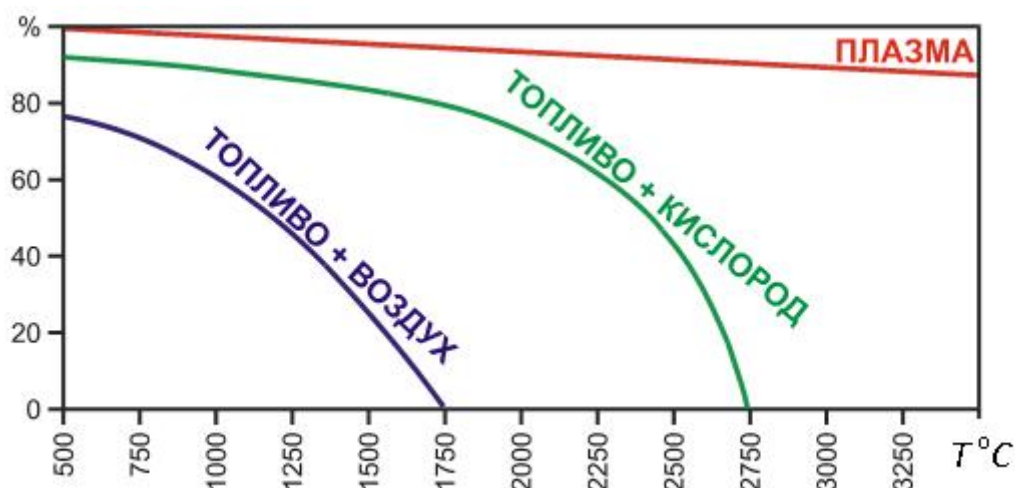


Рис. 4.16. Эффективности ввода тепловой энергии

График показывает отличие плазменного нагрева по сравнению с нагревом на природном топливе. Плазменные процессы обеспечивают высокие и эффективные температуры переработки, которые не могут быть достигнуты другими методами нагрева.

По сравнению с традиционным сжиганием плазмохимические установки имеют ряд следующих существенных преимуществ:

- возможность регулирования температуры в основном реакторе в интервале от 1000 до 10000 K;
- осуществление глубокой деструкции отходов при одновременном уменьшении объема отходящих газов;
- значительно меньшие весогабаритные характеристики реактора и установки в целом по сравнению с печными агрегатами;
- возможность полного автоматизированного управления технологическим процессом;
- минимальные затраты времени и средств на ремонтные работы высокотемпературных источников плазмы;
- реализация более полной конверсии углерода в оксиды углерода CO и CO_2 ;
- возможность использования уже имеющейся, недорогой электрической энергии;
- возможность простого прогнозирования побочных продуктов плазменной переработки, создания условий, при которых они будут безвредны и приемлемы с точки зрения охраны окружающей среды.

Более того, плазмохимические установки позволяют реализовать более целенаправленные и чистые процессы и достичь следующих результатов:

- при решении задачи получения синтез-газа реализовать значительно более высокую конверсию углерода в CO и CO_2 (вследствие более высокой температуры процесса), а следовательно, более высокую эффективность переработки первичного сырья в синтез-газ;
- обеспечить более высокую скорость химических процессов в реакторе за счет высокой термической и химической активности низкотемпературной плазмы вследствие относительно высокой плотности энергии;
- обеспечить возможность существенного снижения количества токсичных веществ за счет особенностей происходящих физико-химических процессов и возможность управления этими процессами.

Так как осуществление плазменных физико-химических процессов требует ввода в реактор значительного количества энергии при высокой ее удельной плотности, реализация их стала возможной только благодаря успехам в создании надежных и дешевых генераторов плотной плазмы, плазмотронов, в частности дуговых плазмотронов разного типа.

Нужно отметить, что, несмотря на успехи в области газоразрядной техники, до последнего времени применение плазменных технологий сдерживалось тем, что они являются энергозатратными и по экономическим соображениям целесообразны для применения только в специальных случаях. Поэтому важным фактором, определяющим их широкое использование, является требование того, чтобы в результате уничтожения отходов создавались товарные продукты. Для определения перспектив немаловажно и то, что стоимость отходов непрерывно увеличивается и процессы их переработки в товарные продукты становятся экономически целесообразными.

Основные направления использования плазменных процессов при уничтожении отходов:

- пиролиз жидких опасных отходов (реакторы с плазменными устройствами косвенного действия – плазма транспортируется из генератора плазмы в реакционный объем);
- обработка твердых материалов в комбинации с пиролизом и компактированием остатков (реакторы с дугами прямого действия – обрабатываемые материалы находятся в области прямого действия дуги);
- обеззараживание токсичных газовых смесей (коронный разряд, электронно-пучковая плазма, газоразрядная неравновесная и термическая плазма);
- удаление парниковых газов – газов, приводящих к парниковому эффекту (разряды атмосферного давления, неравновесные разряды);
- очистка газов от твердых примесей (коронный разряд).

На [рис. 4.17](#) показана принципиальная схема плазменной переработки одних из наиболее опасных типов промышленных отходов – полихлорированных бифенилов (PCB), которые являются основным компонентом отработанных трансформаторных масел, заключающаяся в том, что при их сжигании традиционными методами образуются диоксины.

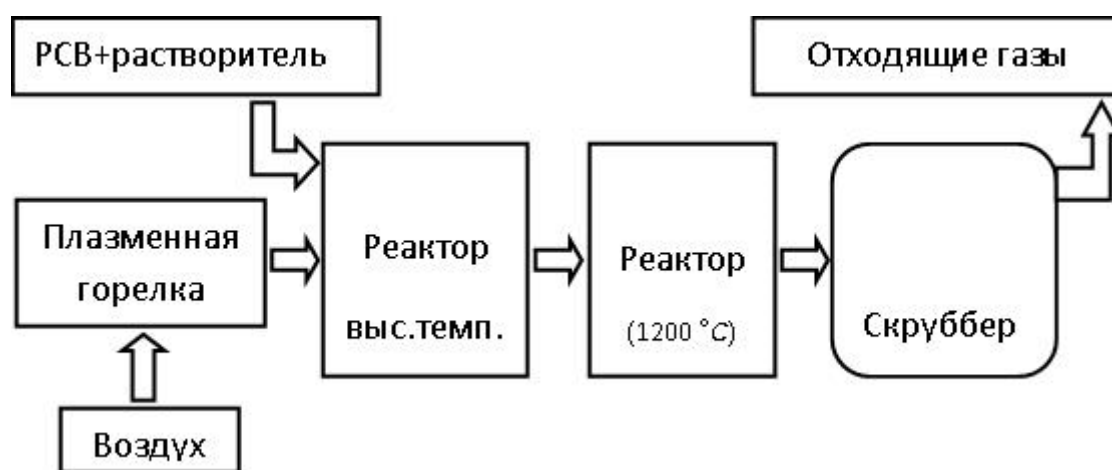


Рис. 4.17. Схема переработки PCB (Westinghouse process)

В установке использован дуговой плазмотрон косвенного действия мощностью 850 кВт, расход отходов в растворителе 12 л/мин. Установка исполнена в виде мобильного агрегата, что позволяет транспортировать ее к местам хранения PCB. Ниже в [таблице 4.2](#) показаны характеристики процесса.

Таблица 4.2

Параметр	Величина	Нормы (США)
Эффективность уничтожения (X на входе – X на выходе)/X на входе	99,999999	99,9999
НСВ отходящих газах (кг/ч)	0,017-0,45	4,0
Частицы в отх. газе (шт. в м3)	0,158-0,304	2,87

На [рис. 4.18](#) показана установка для переработки твердых отходов (Retech process), в которой используется дуговой разряд прямого действия мощностью 1,2 МВт.

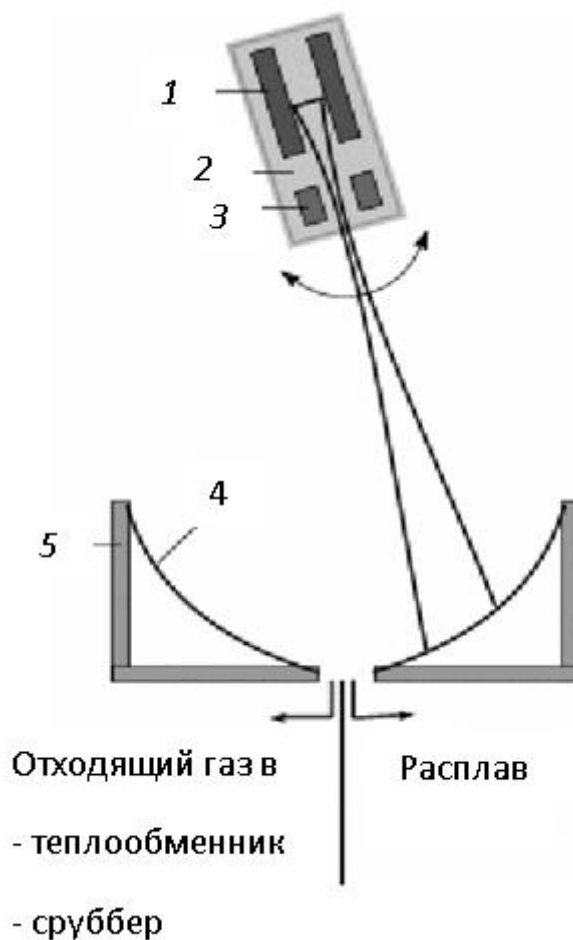


Рис. 4.18. Установка для переработки твердых отходов:

1 – водоохлаждаемый электрод, 2 – выпуск плазмообразующего газа (обогащенный кислородом воздух), 3 – сопло, 4 – ванна для шлака, 5 – вращающийся реактор (диаметр 2,4 м)

Дуга горит между электродом и вращающимся реактором. Эффективность удаления органических компонент составляет 99,997%.

4.4.7. Плазменная стерилизация

Одной из важных экологических задач является уничтожение микроорганизмов (спор) различной природы в жидкой среде, находящихся, в частности, на хирургических инструментах и деталях аппаратов медицинской техники. Как и для всех процессов обеззараживания, активными частицами являются радикалы, атомы, возбужденные частица и ультрафиолетовое излучение. Последний фактор является чрезвычайно важным и широко используется.

Ультрафиолетовое излучение не только воздействует на микроорганизмы, но и способно создавать химически активную неравновесную среду, разрушающую примеси. Облучение газа энергичными фотонами создает в нем большое количество радикалов, а также приводит к прямому фоторазрушению вредных примесей. Для активации газа необходимы достаточно жесткие фотоны с энергией больше 4 эВ, что соответствует излучению ультрафиолетовой (УФ) и вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) областей спектра. Спектральные области УФ и ВУФ-диапазонов соответствуют длинам волн $200 < \lambda < 300 \text{ нм}$ и $100 < \lambda < 200 \text{ нм}$ соответственно. Интенсивные потоки таких фотонов создают либо специальными источниками – газоразрядными лампами, либо сильноточными электрическими разрядами внутри очищаемого газового потока.

Как правило, газосветные лампы по геометрическому исполнению представляют собой цилиндрические трубки, а по режиму работы бывают стационарные и импульсные. Стационарные лампы обычно наполнены газом при низком давлении. Эти лампы имеют линейчатый спектр испускания. Коэффициент преобразования джоулевой энергии разряда, возбуждающего излучательные состояния, в световую энергию в стационарных лампах достаточно велик.

Например, в ртутной лампе в ультрафиолетовых линиях $\lambda = 185 \text{ нм}$ и $253,7 \text{ нм}$ излучается около 90% энергии разряда. Недостаток стационарных ламп с точки зрения их использования для газоочистки – невысокая интенсивность световых потоков в УФ-области спектра.

Импульсные газосветные лампы наполнены плазмообразующим газом при большом давлении. Импульсом электрического тока газ возбуждается и прогревается до высокой температуры, близкой к световой температуре поверхности Солнца ($T \approx 6000 \text{ K}$). Излучение плотной плазмы импульсной лампы весьма интенсивно (108 Вт/м^2) и имеет почти сплошной спектр. Однако коэффициент преобразования электрической энергии в свет в таких лампах обычно не превышает 25%, причем на УФ-область спектра приходится менее половины от всей световой энергии.

Серьезной проблемой для всех газосветных ламп является вывод излучения в атмосферу. Известно, что выходные окна или стенки трубки «обрезают» спектр выходящего излучения со стороны коротких длин волн $\lambda \gg 200 \text{ нм}$ (граничная длина волны определяется материалом стенки), хотя именно жесткие УФ-фотоны представляют наибольший интерес для производства активных частиц в обрабатываемом газе. Отмеченный недостаток отсутствует у так называемых открытых разрядов, создаваемых непосредственно в атмосфере активируемого газа без каких-либо ограничивающих стенок или трубок.

К числу таких разрядов относится поверхностный (или скользящий) разряд, представляющий собой сильноточный импульсно-периодический разряд вдоль поверхности диэлектрика. Частота следования импульсов такого разряда обычно не превышает 10 Гц при общем количестве импульсов (определяемом ресурсом диэлектрической подложки) до $10^6 - 10^7$. Вследствие большого уровня удельной мощности поверхностного разряда газ в зоне разряда разогревается до температур $(16-30) \cdot 10^3 \text{ K}$ и интенсивно излучает в УФ и ВУФ-областях спектра.

Основной недостаток поверхностных разрядов как генераторов химически активных частиц обусловлен очень высокой температурой создаваемой ими поверхностной плазмы ($T > 20 \cdot 10^3 \text{ K}$). При столь высокой температуре большая доля испускаемого излучения содержится в коротковолновом спектральном диапазоне $\lambda < 100 \text{ нм}$, в котором эффективность фотодиссоциации молекул окружающего газа и бактерицидное действие невелико – в этом диапазоне большая доля поглощенного света непроизводительно тратится на фотоионизацию.

Ярко выраженным бактерицидным действием обладает УФ-излучение с длинами волн от 205 до 315 нм. УФ-излучение приводит к деструктивно-модифицирующим фотореакциям в живых организмах с летальным исходом. Как правило, спектры действия летального исхода имеют

выраженный нуклеиновый максимум при 200 – 265 нм. Однако для отдельных микроорганизмов описаны спектры летального исхода при 280 нм и 260 нм. Ближнее УФ-излучение (> 320 нм) обладает слабым инактивирующим действием. При летальном исходе происходят повреждения молекулы ДНК микроорганизмов.

При облучении микроорганизмов наблюдается экспоненциальная зависимость числа выживших микроорганизмов от дозы облучения (времени экспозиции).

Использование УФ-излучения является предпочтительным при обработке воды, поскольку не приводит к появлению в ней потенциально опасных продуктов, не создает запахи и привкусы.

При обеззараживании медицинских инструментов эффективный метод очистки реализуется путем применения низкотемпературной плазмы, который имеет преимущество над традиционными методами (нагревание или применение химических веществ) ввиду того, что в последнее время стали использоваться инструменты из органических соединений с низкой термостойкостью. Основные требования к процессу обеззараживания:

- время стерилизации не больше, чем в существующем процессе (обработка паром и сухой нагрев – 60 мин);
- температура процесса не выше, чем при обработке в процессе с этиленоксидом (EtO) (55 °C);
- возможность обработки широкого спектра материалов и объектов;
- безопасность для операторов, пациентов и материалов.

Общая схема процесса представлена на [рис. 4.19](#).

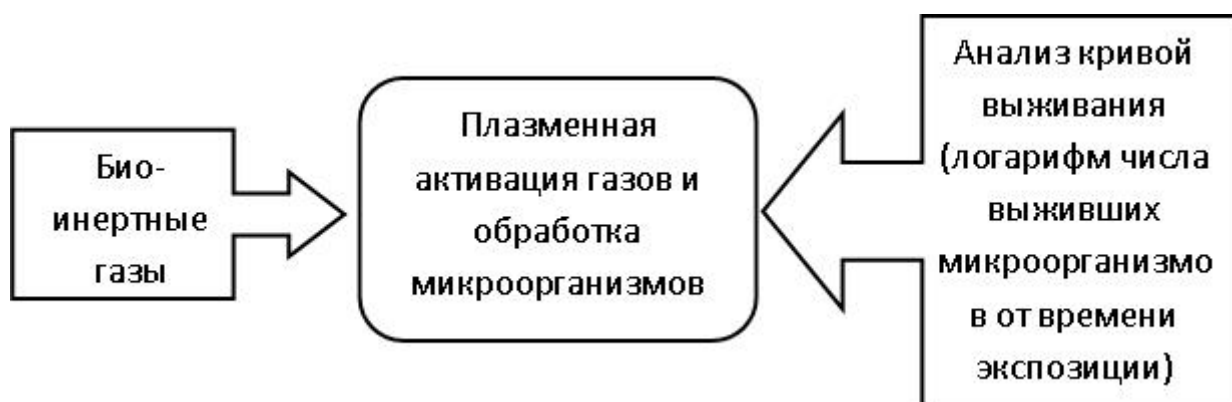


Рис. 4.19. Принцип плазменного обеззараживания

Для этих целей используются разряды постоянного тока, ВЧ, СВЧ-разряды малой мощности, импульсные разряды при давлениях 1 – 10 мТор, 0,1 – 10 Тор, а также коронные и барьерные разряды при атмосферном давлении.

Процессы могут проводиться :

- в активной зоне разряда (зона, в которой действуют электрические поля, создающие плазму),
- в области послесвечения (вне зоны действия полей).

При использовании активной области разряда в реакционной зоне действуют высокие концентрации активных частиц и интенсивное УФ-излучение, поэтому процесс проходит за малые

времена, но существует возможность повреждения обрабатываемых инструментов нагревом и прямым воздействием ВЧ и СВЧ-полей на недиэлектрические материалы.

В области послесвечения присутствуют основные активные частицы в результате их переноса из активной области разряда, температура газа низкая, отсутствуют ускоренные ионы, характерные для ВЧ-разряда, бомбардирующие поверхность, отсутствуют электрические поля и повреждения изделий, но время стерилизации значительно больше, чем в активной области.

Процессы проводятся в среде кислорода, азота, воздуха, галогенов, N_2O , H_2O , H_2O_2 , CO_2 , SO_2 , SF_6 , в органических кислотах и др. Физическая картина процессов ясна из [рис. 4.20](#).



Рис. 4.20. Кривые выживания микроорганизмов при традиционном способе стерилизации и при плазменном способе

Видно, что кинетические кривые оставшихся активными микроорганизмов после обработки в разряде и при традиционном способе обработки (например, при воздействии только УФ-излучения) существенно различаются. Заметим, что разряд выгодно отличается от систем, в которых используются УФ-лампы тем, что создает изотропное **УФ-излучение позволяет:**

- разрушать твердую оболочку (споры) микроорганизмов, непрозрачную для УФ-излучения,
- обрабатывать изделия сложной формы, избежать теневых зон на обрабатываемых инструментах и обрабатывать места скопления и агломерации спор.

4.5. ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТЕЙ И СИНТЕЗА НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

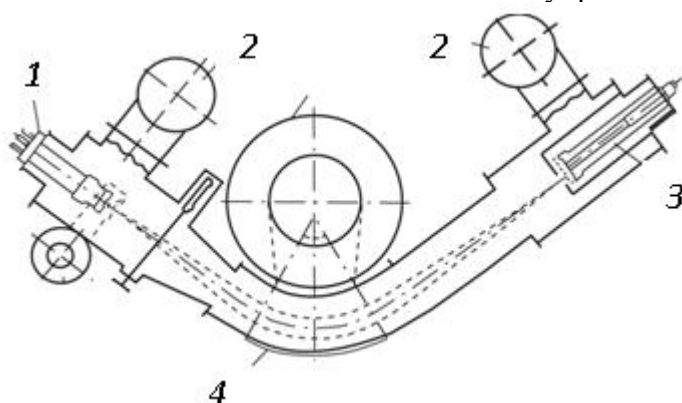
4.5.1. Плазменная обработка материалов

Использование плазмы в машиностроении, в микроэлектронике для покрытия пленками разной природы предметов быта, инструментов и др. всё шире внедряется в практику. Переход к плазменным технологиям позволяет заменить трудоемкие или экологически грязные методы несравненно более легкими и чистыми. Во многих случаях плазменные методы открывают принципиально новые возможности, недостижимые с помощью обычных технологий. Очевидно, эти возможности связаны с относительно высокой энергией частиц $1 - 1000 \text{ эВ}$ по сравнению с обычными (неплазменными) тепловыми энергиями $0,3 - 0,4 \text{ эВ}$.

Процессы, происходящие в приповерхностных слоях при взаимодействии с плазмой, весьма многообразны. Условно их можно разбить на шесть групп.

В первую из них входит [термическое воздействие](#), приводящее к оплавлению поверхности. Фактически сюда можно отнести сварку и плавку электрической дугой, а также резку металлов с помощью плазмотронов.

Вторая группа, так называемая [имплантация](#), – явление насыщения приповерхностных слоев мишени ионами другой природы. Основы этой технологии были заложены в 1960-х годах. Характерные толщины насыщаемых слоев измеряются обычно величиной порядка $1 - 100 \text{ мкм}$. Имплантация может использоваться и для упрочнения поверхностных слоев металлов, а в случае полупроводниковых технологий – для изменения типа носителя тока и пассивировании электрически активных центров. Обычно для имплантации используются потоки ионов с энергиями $10 - 100 \text{ кэВ}$. На [рис. 4.21](#) изображена ионно-лучевая установка (ИЛУ-4) предназначенная для имплантации ионов в любые полупроводниковые материалы, металлы и



диэлектрики.

Рис. 4.21. Ионно-лучевая установка (ИЛУ-4) В.М. и М.И. Гусевых:

1 – источник ионов, 2 – диффузионные насосы, 3 – приемник ионов, 4 – электромагнитный анализатор

Контролируемое введение имплантационных нарушений в твердые тела позволяет модифицировать их электрофизические, структурные, химические, оптические и другие свойства. ИЛУ получили применение в электронной, металлургической, химической и других отраслях промышленности. Технические характеристики ИЛУ следующие: ионный ток - до 30 мА , энергия

ионов: односторонних до 100 кэВ, двух и трехсторонних - до 300 кэВ, площадь, обрабатываемая сканирующим пучком ионов на приемнике, - 20 – 50 см².

К третьей группе можно отнести различные случаи **напыления слоев** на некую «подложку» без изменения химического состава напыляемой субстанции. Простейшим примером может служить покрытие оконных стекол тонкой металлической пленкой, благодаря чему стекло становится «зеркальным» при наблюдении через него помещения более темного, чем то, где находится наблюдатель.

Четвертую группу образуют процессы, при которых на поверхности «подложки» происходят реакции, благодаря которым образующаяся **пленка** имеет **иной химический состав**, чем падающая на поверхность компонента плазмы. К такого рода покрытиям относятся хорошо известные «золотые» покрытия из нитрида титана (*TiN*) или нитрида молибдена (*MoN*). Другим примером могут служить покрытия различными полимерами металлических поверхностей, в частности это тефлоновые покрытия кухонной посуды.

В пятую группу входят **«утрамбовки» поверхности**, т.е. радикальное изменение структуры приповерхностных слоев. Для металлов реально это может быть осуществлено либо быстрым (~ 1 мкс) нагревом до плавления и столь же быстрым охлаждением. При этом часто образуется аморфный слой металла с очень высокой твердостью, низкой истираемостью, большой стойкостью по отношению к коррозии. С этой целью могут быть использованы относительно маломощные стационарные плазменные ускорители. Так, например, облучая металлическую пластину потоком ионов *Ar* с энергией частиц порядка 200 – 300 эВ и с плотностью тока ~ 100 мА/см² в течение нескольких часов, можно радикально уменьшить размеры кристаллов, образующих приповерхностные слои, и приблизить их свойства к свойству аморфного металла.

Шестую группу образуют целенаправленные процессы **распыления поверхностей**. Вот типичные примеры. Известно, что максимальная точность, которую может обеспечить механическая шлифовка достаточно больших оптических поверхностей, находится на уровне 10 нм. Однако, используя плазменные ускорители типа СПД, легко можно уменьшить погрешность почти в 10 раз (т.е. до предела, разрешаемого системой контроля), а затраченное время свести к десяткам минут. Другой пример – формирование с помощью распыления сверхбольших интегральных схем.

Напыление металлических пленок

Нанесение пленок металла на поверхности разных изделий осуществляется и используется человечеством уже многие тысячи лет. В настоящее время с этой целью применяются различные технологии, одна из которых заключается в создании пленок с помощью распыленных атомов мишени. Принципиальная схема метода такова: имеется генератор достаточно быстрых ионов, которые бомбардируют мишень. Образующиеся «распыленные» частицы, как правило нейтральные, летят к обрабатываемой пластине и оседают на ней. Этот метод по сравнению с классическими не требует «мокрых» процессов или достаточно изощренных способов «вжигания» порошков или тонких фольг в обрабатываемую поверхность. И тем не менее, он обеспечивает очень хорошее сцепление покрытия с основой. Это связано с тем, что энергия распыленных частиц составляет величину порядка 3 – 10 эВ, что несравненно выше обычных тепловых энергий, в результате чего они прочно «вколачиваются» в поверхность.

В настоящее время для рассматриваемых напылительных процессов широко используется так называемый «магнитронный распылитель» (МР), изображенный на [рис. 4.22](#), который, как нетрудно видеть, представляет собой специализированный вариант плазменных ускорителей.

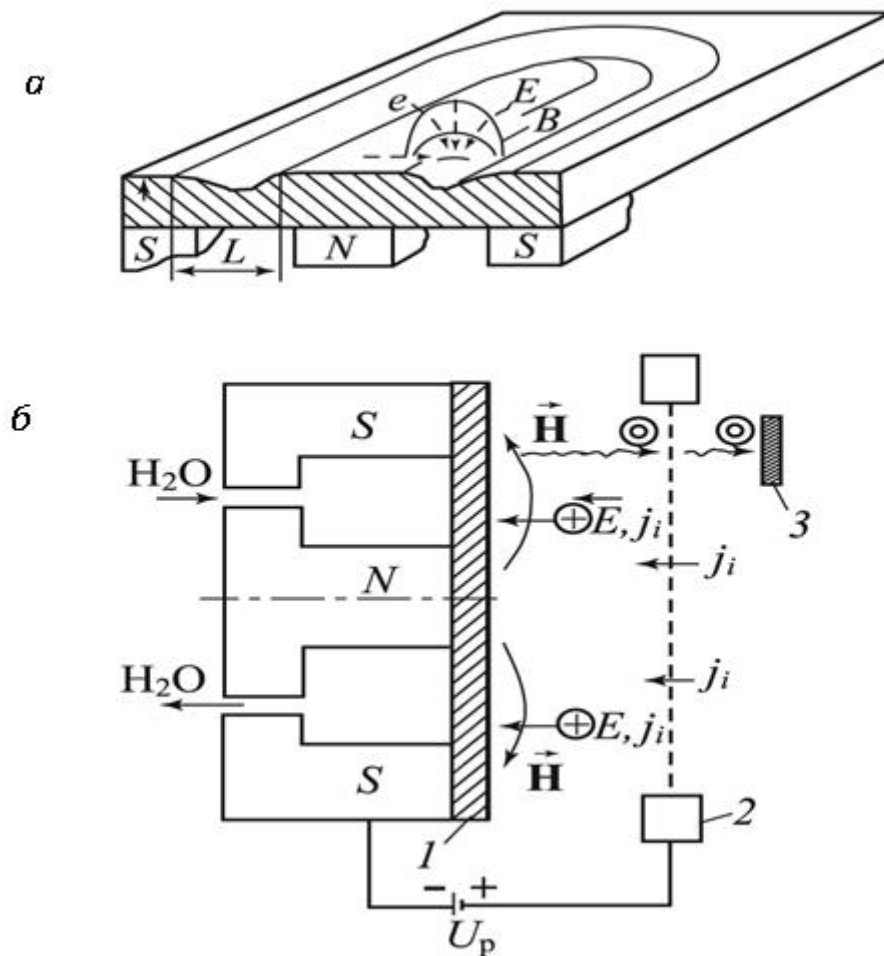


Рис. 4.22. Магнетронный распылитель:

a – схема распылителя (показана половина), *б* – функциональная и электрическая схемы: *1* – распыляемый материал (катод), *2* – анод, *3* – деталь-подложка

В магнетроне используется магнитное поле, нарастающее по направлению движения ускоряемых ионов или, как говорят применительно к данному ускорителю, – «арочное» магнитное поле, что необходимо для обеспечения устойчивости разряда по отношению к несимметричным возмущениям типа азимутально несимметричных возмущений

Ионное распыление применялось и ранее, однако используемые для этих целей обычные ионные источники были слаботочны и энергоемки, поскольку максимальный выход распыленных частиц приходится на реально недоступную для них энергию $E_i \sim 300 - 500 \text{ эВ}$. В то же время, этот диапазон энергий ионов оптимален для работы МР. В указанном диапазоне энергий МР может обеспечить плотность ионного тока до $(1 - 2) \cdot 10^3 \text{ А/м}^2$. При этом верхнее значение плотности ионного потока обычно ограничивается допустимым нагревом обрабатываемой детали. Охлаждение в МР требует также бомбардируемая ионами мишень, так как выделяемая на ней мощность достигает величины $\sim (3 - 10) \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^2$. В МР ионизация и ускорение образующихся ионов происходят в слое толщиной $0,5 - 1 \text{ см}$, на который приходится 90% падения разности потенциалов между мишенью и катодом, корпус установки является анодом. Давление газа в камере (например, Ar , N_2), при котором начинается эффективное распыление мишени, – $0,13 - 0,4 \text{ Па}$. Магнитное поле в максимуме составляет $\sim 0,1 \text{ Тл}$. Производительность МР очень высока, в частности, при напылении солнцезащитных покрытий на стекла для окон, за год обрабатывается одним распылителем несколько тысяч квадратных метров.

Напыление нитрида титана

Нитрид титана (TiN) – диэлектрик, имеющий целый ряд достоинств. Его цвет напоминает цвет золота. Он обладает высокой прочностью, твердостью и малой истираемостью. Поэтому покрытия из TiN имеют высокую адгезию и нашли самые различные применения и как декоративные (посуда, купола Храма Христа-Спасителя и др.), и как упрочняющие, например коронки для зубов, резцы для токарных работ, фрезы, сверла. На [рис. 4.23](#) изображена стандартная схема установки «Булат» для напыления TiN .

Образование покрытия осуществляется следующим образом. В торцевом холловском ускорителе из титана делается катод, а в вакуумную камеру напускается азот. Выбитые из катода атомы Ti частично ионизируются в его окрестности и вместе с атомами азота образуют на обрабатываемом предмете «золотое» покрытие.

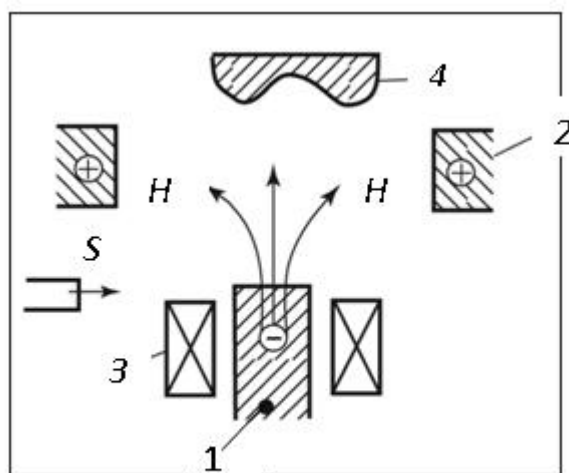


Рис. 4.23. Схема установки «Булат» для нанесения покрытий из TiN на базе холловского торцевого ускорителя:

1 – катод из Ti , 2 – анод ускорителя, 3 – катушки магнитного поля, 4 – обрабатываемая деталь, S – трубка подачи азота

Создание алмазных и алмазоподобных пленок

Свойства алмаза уникальны: красота их прозрачных граней («ювелирные» алмазы), уникальная твердость (в 150 раз тверже корунда), малая истираемость и невероятная теплопроводимость (в 4 раза больше, чем у меди). До середины XX века единственным источником алмазов были их месторождения, наиболее крупные из которых находятся в Южной Африке и Якутии.

Подавляющая масса добываемых алмазов (мелкие и с дефектами) идет в промышленность для изготовления различных режущих инструментов и шлифовальных средств. Ювелирные алмазы встречаются редко, и каждый из крупных алмазов порождает цепочку исторических событий. После того как в начале XIX века было показано, что при температуре $\sim 700^\circ C$ алмаз переходит в графит, делаются попытки превратить графит в алмаз. Однако это оказалось очень сложной задачей. Было установлено, что переход из графита в алмаз происходит эффективно лишь при большом давлении $P \sim 2 \cdot 10^{10} Pa$ и большой температуре $T \sim 2000 K$. В этих условиях переход занимает время около одного часа. Впервые воспроизводимым образом наладить производство синтетических технических (мелких и темных) алмазов удалось только в середине XX века (Швеция, США, СССР). В 70-х годах прошлого века происходит существенный прорыв в этой области. Обнаружена возможность создания алмазоподобных пленок на поверхности металлов и диэлектриков при облучении их углеродной плазмой с энергией ионов $\sim 1 - 10 эВ$. Суть

происходящих при этом процессов состоит в том, что при ударе ионов соответствующей энергии на подходящую мишень на атомных масштабах создаются условия, близкие к указанным выше. Таким образом, удается получить алмазоподобные пленки, макрохарактеристики которых близки к характеристикам кристаллов алмаза. Это оказалось вполне достаточным для многих практических целей, хотя структура пленок и является поликристаллической.

В настоящее время ряд ионно-плазменных и газоразрядных методов синтеза алмазоподобных пленок внедрен в промышленность с целью повышения стойкости поверхностей деталей к истиранию и коррозии. К сожалению, толщины формируемых пленок имеют микронные масштабы. Более толстые разрушаются. Все последние годы продолжался интенсивный поиск методов получения дешевых крупных «ювелирных» (то есть монокристаллов) алмазов. В новом тысячелетии эти работы завершились успехом, причем почти сразу по двум направлениям. Одно из них связано с разработкой относительно простых камер, в которых создается давление $> 50000 \text{ атм}$ и температура $\sim 1200 \text{ К}$, при которых термодинамически устойчивым является уже не графит, а алмаз. Рост алмаза начинается с малого «затравочного» кристаллика, и за три дня формируется «ювелирный» камень массой ~ 3 карата. Другой метод - плазменный, представляющий собой предельно оптимизированный прежний метод получения алмазных пленок. Здесь также наращивание идет на затравочную алмазную поверхность. Особенно чистыми и правильными являются алмазы, полученные плазменным методом. Метод не требует больших давлений и высоких температур и позволяет, в принципе, создавать большие алмазные пластины, что имеет большое значение для микроэлектроники. Дело в том, что дальнейшее увеличение быстродействия компьютеров связано с увеличением плотности монтажа элементов на кремниевых пластинах. А это ведет к большим тепловым нагрузкам. При температуре $\sim 100 \text{ }^\circ\text{C}$ кремниевые пластины теряют нужные свойства. В то же время температурный потолок работоспособности у алмазов во много раз выше. Это связано с тем, что алмаз обладает уникально высокой теплопроводностью. Разумеется, большие размеры и дешевизна алмазных кристаллов совершат технологическую революцию и в других областях техники. Так что нас ожидает будущее во многом «бриллиантовое».

Модификация металлических поверхностей под действием энергичных плазменных сгустков

Обработка поверхностей без внесения «инородных» субстанций, т.е. модификация структуры приповерхностных слоев с целью увеличения твердости, коррозионной стойкости и т. п. становится все более привлекательной. Для этого используются лазеры, электронные и ионные источники, плазменные ускорители, низкотемпературные разряды и комбинации всего вышеперечисленного. Благодаря своей относительной простоте и эффективности много внимания уделяется модификации поверхностей с помощью энергичных плазменных сгустков, создаваемых импульсными пушками, короткоимпульсными и квазистационарными ускорителями. В качестве рабочих веществ используются газы: H_2 , He , Ar , N_2 , O_2 . Для примера рассмотрим $Fe-Ni$ сплавы. Характер модификации поверхности зависит прежде всего от удельного энергозатрата. «Жесткий» режим, сопровождающийся плавлением поверхности при длительности воздействия $\sim 5 \text{ мкс}$, реализуется при плотности потока энергии более $(3 - 5) \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$. При этом образуется достаточно универсальная структура приповерхностного слоя ([рис. 4.24](#)):

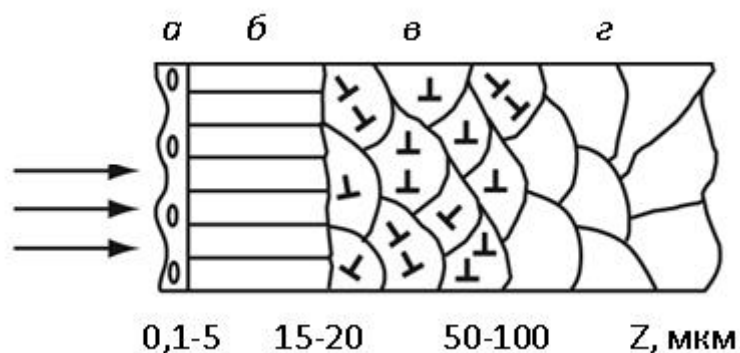


Рис. 4.24. Модификация структуры приповерхностного слоя металла под воздействием высокоэнергичного плазменного сгустка: схема слоев с разной перестройкой структуры

На [рис.4.24](#) *область а* соответствует застывшему расплаву (до 5 мкм), имеющему значительное количество несплошностей (раковин, пор и т.п.), *область б* – весьма однородному слою, имеющему равномерную толщину (до ~15 мкм), в котором обычно реализуются достаточно регулярные структуры, формирующиеся преимущественно за счет термических напряжений, связанных как с быстрым нагревом, так и быстрым охлаждением. Эти структуры близки либо к цилиндрам, либо к гексагональным столбикам – различия определяются преимущественной ориентацией кристаллической структуры, *область в* резко отличается от второго слоя, в ней сохраняется неповрежденной структура исходного материала. Однако в каждом зерне, лежащем на глубине вплоть до 100 – 150 мкм от наружной поверхности, наблюдается большое количество полос скольжения. Это указывает на то, что благодаря термическим напряжениям деформации переходят порог упругости материала, *область г* содержит слой с не модифицированной структурой.

Как видно из сказанного, перестройка приповерхностных слоев при кратком энергичном воздействии весьма нетривиальна. Параметры используемых потоков азотной плазмы следующие: скорость $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с, плотность ионов в области компрессии $\sim 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³, температура ~ 2 эВ, время существования потока ~ 80 мкс.

4.5.2. Применение плазмы в микроэлектронике

Прогресс современной электроники в существенной степени связан с миниатюризацией электронных блоков, переходом от больших интегральных схем (БИС) к ультрабольшим интегральным схемам (УБИС). Уже около 20 лет подтверждается так называемый «закон Мура» ([Мур](#)), который утверждает, что число транзисторов на микросхеме удваивается каждые 18 месяцев. Если в конце 1980-х годов минимальные размеры транзисторов были $\sim 2 - 3$ мкм, то в конце 1990-х годов $\sim 0,2$ мкм, а к 2007 году уменьшились до 0,07 мкм. И это на кристалле площадью 1400 мм². Естественно, что такие фантастические параметры могут быть достигнуты с помощью весьма изощренной техники и уже так называемые «мокрые» технологии становятся неприменимыми.

Напомним, что традиционно создание интегральных схем производится на кремниевых кристаллических пластинах, которые последовательно покрываются слоями SiO₂ или металлом, на которых затем прорезаются «узоры», обеспечивающие формирование нужного элемента схемы. В принципе реализация сказанного осуществляется следующим образом. Возьмем для простоты случай, когда надо вырезать узор непосредственно на кремнии. Для этого поверхность кремния покрывают тонкой светочувствительной пленкой – «фоторезистом». Затем на фоторезист проецируют «маску» с нужным «узором». Под действием света – по возможности более коротковолнового – свойства фоторезиста изменяются. Далее, согласно «мокрой» технологии, облученную пластинку с пленкой обрабатывают подходящим раствором, в результате чего

фоторезист остается только на тех участках, которые должны остаться неизменными. После этого пластинку опускают в другой раствор, который растворяет до нужного уровня кремний. Наконец, пластина попадает в третий раствор, который смывает защитный фоторезист, а на кварцевой пластине остается протравленный узор. Далее, чтобы получить следующие элементы интегральной схемы, процесс повторяется, но уже с другой программой.

Как видно из сказанного, «мокрая» технология связана с большими количествами реактивов. Это не только создает экологические проблемы с их захоронением, но и приводит к большому проценту брака. Однако кроме этого мокрая обработка имеет еще и принципиальный технологический порок. Это то, что называют «изотропностью действия реактивов» – профиль углубляется во все стороны (вглубь и вширь). Для того чтобы обойти эту трудность, следует использовать системы, обеспечивающие анизотропное (направленное) воздействие. Такие возможности представляет низкотемпературная плазма.

В последние годы низкотемпературная плазма нашла широкое применение в промышленной технологии микроэлектроники, в процессах травления и нанесения тонких пленок, снятия фоторезиста после процессов литографии. Широко изучается применение плазмы для процессов окисления, очистки поверхности пластин от органических и металлических загрязнений, планаризации поверхности пластин, ионной имплантации. Нужно отметить, что технологии микроэлектроники считаются одними из признанных направлений, предшествующих широко сейчас рекламируемым нанотехнологиям. В этой области технологий переход к наноразмерам был естественным и прогнозируемым, поскольку требование увеличения производительности и мощности микросхем обуславливало уменьшение их отдельных элементов.

С 1990-го по 1995 год объем мирового производства плазмохимических реакторов для микроэлектронных производств в денежном эквиваленте возрос от 1 до 2 миллиардов долларов. Прогресс в развитии субмикронной технологии микроэлектроники характеризуют минимальным размером элементов топологии интегральной схемы и достижимым размером кристалла. Предполагается, что к 2010 году минимальный размер уменьшится до 35 нм (в 1998 году он составлял 0,25 мкм).

По мере уменьшения минимального размера элементов в плане кристалла уменьшаются размеры транзистора по глубине, что предъявляет все более сложные требования к параметрам технологических процессов.

Минимальные размеры вплоть до 0,1 мкм могут быть воспроизведены с помощью оптической литографии. Минимальный размер «окна» в фоточувствительном слое (фоторезисте) в современной литографии может быть достигнут равным длине волны источника света в литографической машине или меньше при использовании специальных шаблонов с фазовым сдвигом. Такая машина обычно является сложным и дорогостоящим устройством, работающим по принципу степперов, т.е. машин, экспонирующих изображение топологии соответствующего слоя интегральной схемы от чипа к чипу (от кристалла к кристаллу – шаг за шагом) по всей пластине, на которой размещается большое количество чипов. При обработке одной пластины процесс литографии повторяется до 20 или более раз для воспроизведения всех совмещаемых слоев топологии интегральной схемы.

Для воспроизведения минимального размера 0,25 мкм в оптических степперах в качестве источника света используются KrF -эксимерные лазеры с длиной волны излучения 248 нм. После формирования «окна» в фоторезисте должно быть сформировано «окно» в слое SiO_2 без увеличения размера в плане кристалла. В прошедшем десятилетии (минимальные размеры – 2 – 3 мкм) для формирования «окна» в окисле использовалось жидкостное химическое селективное травление, которое является в принципе изотропным. В субмикронной технологии

микроэлектроники на смену жидкостному изотропному травлению пришло анизотропное [плазмохимическое травление](#), преимущества которого проиллюстрированы на [рис. 4.25](#). Этот факт отражает важную тенденцию перехода от жидкостных процессов в микроэлектронике к сухим газофазным процессам.

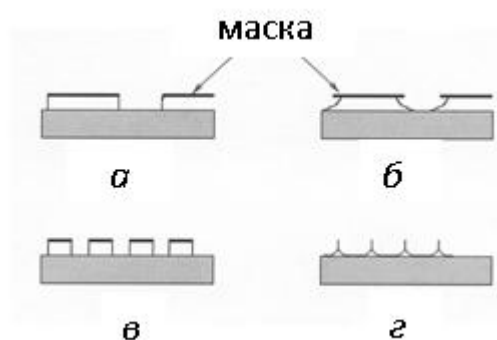


Рис. 4.25. Иллюстрация преимуществ плазмохимического травления (*а, в*) перед жидкостным (*б, з*)

Видно, что когда аспектное отношение (отношение глубины к ширине) «окна» в структурируемом слое мало, как на рисунках *а* и *б*, жидкостное травление приемлемо, но для больших аспектных отношений (*в* и *з*), характерных для субмикронной технологии, роль плазмохимического анизотропного травления без подтравов под маску становится определяющей.

Не менее важной проблемой для субмикронной технологии является конформное осаждение тонких пленок, то есть равномерное по толщине осаждение пленок на рельефные поверхности, что также успешно реализуется с помощью плазмохимических процессов.

Применение плазмо-стимулированных процессов реально отвечает еще одной важной тенденции развития технологии микроэлектроники – снижению температур подложки в процессах их обработки.

Другая важная тенденция в микроэлектронике – интеграция технологических процессов, которая реализуется с помощью так называемых технологических кластерных установок ([кластер](#)), в которых объединяются три или более технологические установки (модули), окружающие центральный робот, передающий пластины последовательно из одного модуля в другой в условиях вакуума. В этом случае жидкостные процессы, реализуемые при атмосферном давлении, вообще не могут быть использованы из-за их несовместимости с процессами, реализуемыми в вакуумных условиях.

Главные мотивы перехода к интегрированным процессам:

- уменьшение стоимости производства за счет снижения капитальных затрат на оборудование;
- увеличение выхода годных чипов за счет применения более совершенных технологических, в том числе, плазмохимических процессов;
- снижение уровня органических загрязнений и загрязнений атомами тяжелых металлов;
- обеспечение более совершенных путей для транспорта пластин и уменьшения длительности процессов.

Не за горизонтом – полностью интегрированные ультрачистые производства, в которых плазмохимические процессы займут свое достойное место.

Остановимся на одной из наиболее важных технологических процедур в производстве изделий микро- и нанoeлектроники – на процессе травления.

Различают жидкостное травление (ЖТ), газовое травление при низком давлении (ГТ), ионное или ионно-лучевое травление (ИЛТ), травление в плазме (ПТ).

ЖТ изотропно и оно эффективно, когда минимальные размеры элементов не менее 3 – 10 мкм.

ГТ при низком давлении, хотя и относится к сухим процессам, также изотропно.

ИЛТ оказывается неприемлемым по целому ряду причин. В частности, потому, что обладает низкой селективностью (избирательность травления материала по отношению к маске), низкими скоростями травления и вызывает сильные радиационные повреждения приповерхностного слоя монокристаллического полупроводника.

ПТ может обладать высокой селективностью (например, травление кремния по отношению к двуокиси кремния, используемой в качестве маски), высокой скоростью травления, высокой анизотропией и обеспечивать слабые радиационные повреждения приповерхностных слоев материала.

В настоящее время ПТ преимущественно осуществляется в плазмохимических реакторах (ПХР) диодного типа (рис. 4.26), в котором стенки реактора, как и верхний электрод, заземлены, ВЧ-мощность подается на нижний электрод, на котором размещена обрабатываемая пластина (ОПЗ – область пространственного заряда).

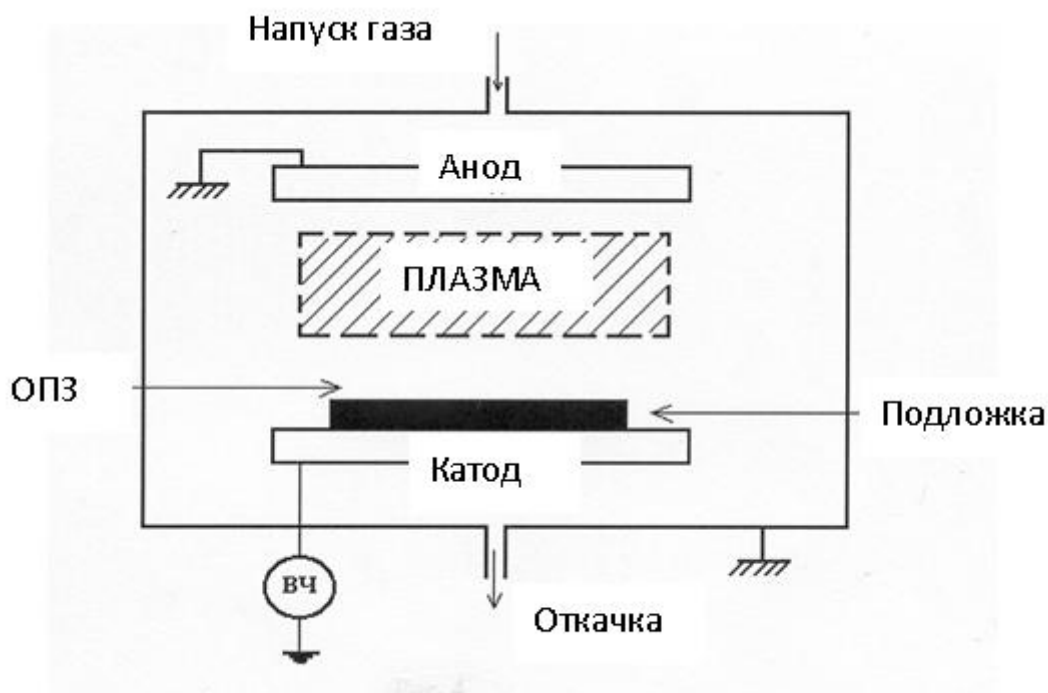


Рис. 4.26. Диодный плазмохимический реактор для так называемого реактивного ионного травления (РИТ)

В реакторе на один из электродов подается ВЧ-напряжение, как правило, с частотой 13,56 МГц. Мощность, вкладываемая в плазму от ВЧ-источника питания, составляет обычно около 1 Вт на квадратный сантиметр подложки. Реактор откачивается до исходного давления порядка 10^{-6} Тор, а типичное давление при напуске рабочего газа равно десятым долям Торра. Плотность

плазмы в подобных реакторах равна по порядку величины 10^9 см^{-3} . Типичная температура ионов $T_i = 300 - 400 \text{ K}$, а электронов $T_e @ 5 \cdot 10^4 \text{ K}$.

В качестве полупроводников в основном используют легированные монокристаллические кремний, германий, арсенид галлия и ряд других соединений III – V групп периодической системы элементов (*InP*, *GaIn*, *AsP*, *GaAlAs* и т.д.). В качестве диэлектриков используют *SiO₂*, фоторезисты (ФР), окислы металлов (*Al₂O₃*, *CrO₂* и др.). Металлические слои формируют из *Al*, *Cu*, *Ti*, *W*, *TiW*. Использование тугоплавких металлов необходимо для создания мощных микросхем во избежание плавления соединений. Используют также силициды тугоплавких металлов, имеющих низкое электрическое сопротивление. В качестве защитных слоев и масок применяют также слои нитридов кремния, германия и других металлов, обладающие высокой резистивностью к воздействию атмосферы и другим агрессивным средам, к радиационному поражению и др.

В качестве рабочих газов для травления полупроводников, неорганических диэлектриков и металлов используют галогены или галогенсодержащие газы, а также их смеси, в том числе с кислородом, которые, разлагаясь в плазме, генерируют высокоактивные частицы – атомы и молекулы галогенов (фтор, хлор, бром), галогенсодержащие радикалы (например, *CF*, *CF₂*, *CF₃*; *CCl*, *CCl₂*, *CCl₃*, *SF₆* и т.д.).

Для травления органических полимерных пленок (фото, электронные и рентгеновские резисты, защитные слои, маски) используют кислородную плазму или плазму смесей кислорода с галогенсодержащими газами. В этом случае активными в травлении материалов являются атомы кислорода и галогенов. Взаимодействие активных частиц с материалами приводит к образованию галогенидов, окислов и оксигалогенидов. Ряд этих соединений, обладающих высокой летучестью, десорбируется с поверхности обрабатываемых материалов, что сопровождается уносом материала, его травлением. Образующиеся в результате взаимодействия нелетучие соединения формируют диэлектрические пленки или слои, которые могут быть использованы в качестве функциональных слоев в интегральных схемах либо пассивируют поверхность, затрудняя доступ активных частиц, снижая этим скорость травления. Основными параметрами процесса травления являются рабочее давление *P*, частота *f* и мощность *P_f* ВЧ-источника, расход рабочих газов *Q_г*. Плазма в диодном ВЧ плазмохимическом реакторе отделена от электрода с расположенным на нем объектом обработки областью пространственного заряда (ОПЗ), в которой при соответствующей полярности ВЧ-поля могут ускоряться ионы. При низких давлениях $10^{-3} - 10^{-2} \text{ Тор}$ перенос ионов в ОПЗ может быть практически бесстолкновительным, в следствие чего они могут ускоряться до больших энергий (порядка нескольких сотен эВ для типичных амплитуд ВЧ-поля). В этом случае травление является, по существу, ионно-лучевым. При давлениях порядка 1 Тор энергии падающих на пластину ионов малы ($\sim 10 \text{ эВ}$) и травление трансформируется в изотропное химическое травление. В промежуточном случае, при давлении порядка $10^{-2} - 10^{-1} \text{ Тор}$, энергии ионов могут быть невелики, но достаточны для достижения удовлетворительной анизотропии (ионно-стимулированное травление). Это отражено качественной зависимостью энергии ионов, падающих на обрабатываемую пластину, от давления на [рис. 4.27](#).

Более детальный анализ возможностей плазмохимического реактора диодного типа показывает, что, варьируя основные параметры процесса *P*, *f*, *P_f* и *Q_г*, можно реализовать следующие механизмы травления:

- ионно-лучевое (ИЛТ) – физическое или химическое (в зависимости от сорта ионов) распыление;
- изотропное химическое травление, главным образом нейтральными химически активными частицами;
- ионно-стимулированное травление энергетичными ионами и химически активными нейтралами;

- ионно-стимулированное травление с участием пассивирующих частиц-ингибиторов, высаживаемых на поверхность из плазмы,

что достигается соответствующим выбором газов.

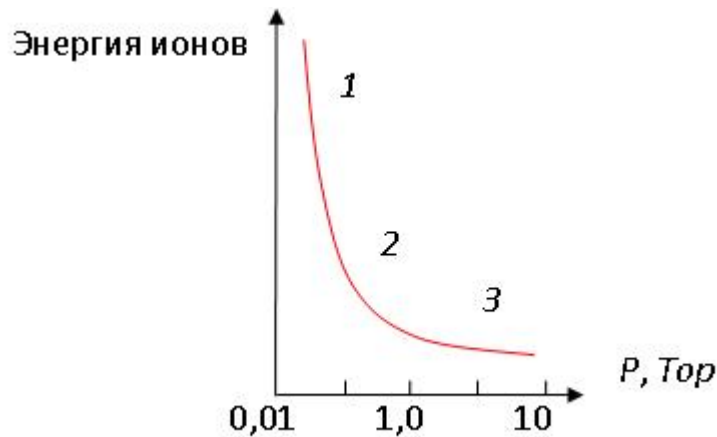


Рис. 4.27. Качественная зависимость энергии ионов, бомбардирующих размещенную на катоде пластину, от давления:

1 – физическое и (или) химическое распыление, 2 – ионно-стимулированное травление, 3 – изотропное газовое химическое травление

Каждая из этих модификаций дает характерные формы канавок – «*тренчей*», которые изображены на [рис. 4.28](#):

a – физическое и (или) химическое распыление;

б – химическое изотропное травление;

в – стимулированное энергетичными ионами травление (характерные «зубцы» на дне вблизи стенок тренча – результат воздействия ионов, отраженных от стен под скользящими углами);

г – ионно-стимулированное травление с участием ингибитора (энергии ионов не столь велики, как в случаях «*a*» и «*в*») – частиц (атомов, молекул и т.п.), осаждающихся на поверхность из плазмы и защищающих стенки от воздействия изотропных химически активных частиц.

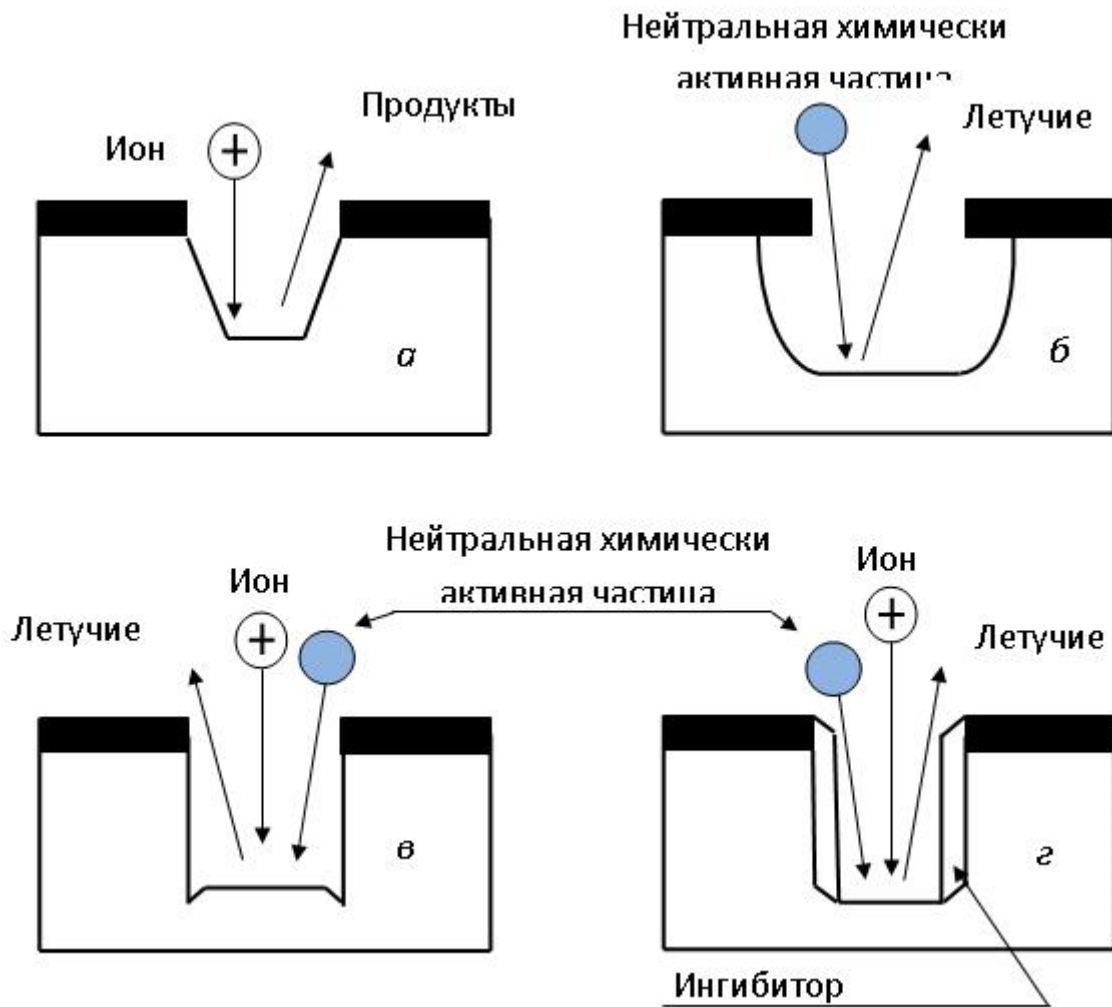


Рис. 4.28. Формы «тrenchей» (канавок), формируемых в результате травления

В диодных реакторах может быть реализовано как «плазменное» (ПТ), так и «реактивно-ионное» (РИТ) травление. В первом случае пластина размещается на заземленном электроде, во втором – на ВЧ-электроде ([рис. 4.29](#)).

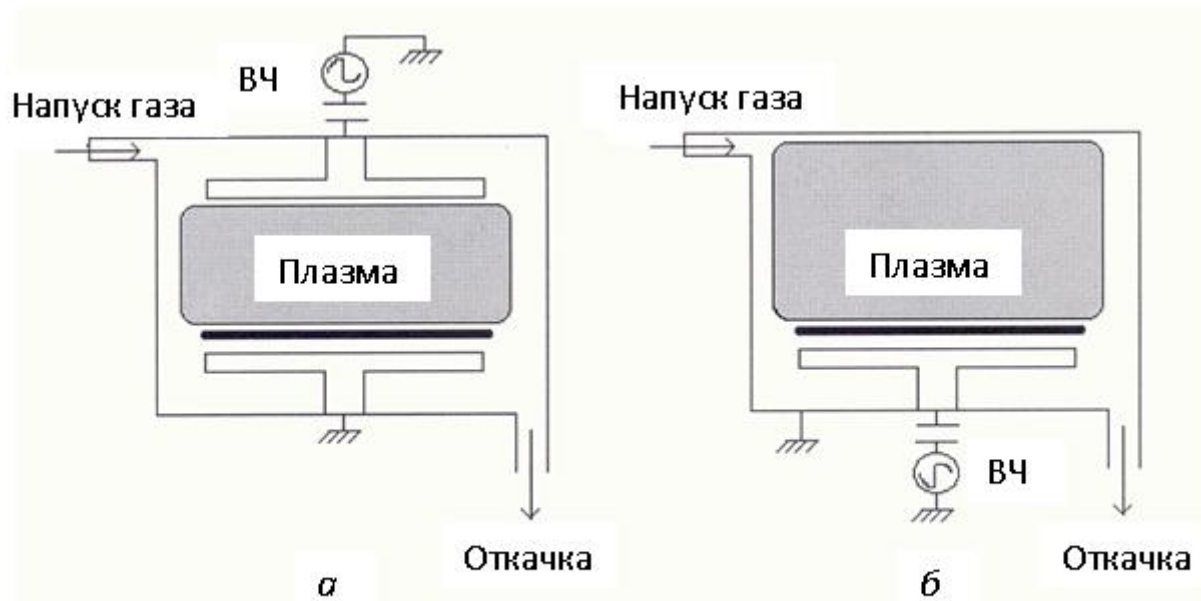


Рис. 4.29

Конструкции реакторов различаются. В частности, во втором случае заземленным электродом является корпус реактора, площадь которого существенно превышает площадь ВЧ-электрода. При этом потенциал автосмещения на катоде пропорционален величине $(S_0/S_{ВЧ})^N U_{ВЧ}$, где S_0 и $S_{ВЧ}$ – площади заземленного и ВЧ-электродов, а $U_{ВЧ}$ – амплитуда ВЧ-напряжения, обычно $N = (1 - 4)$. Как следствие, при ПТ энергии ионов всегда невелики, и реализуется изотропное травление. Такие реакторы используются, соответственно, для снятия резиста (стриппинга), очистки поверхности и других подобных операций. В реакторе для РИТ энергии ионов могут быть достаточными (в зависимости от давления и других параметров) для реализации анизотропного ионно-стимулированного травления.

4.5.3. Плазмохимическое нанесение полимерных покрытий и модификация их поверхностей

Образование твердых отложений на стенках электроразрядных устройств при наличии углеводородных соединений было описано еще в 1874 г. (А. Тэнард, П. де Вилде). Но они преимущественно воспринимались просто как грязь, хотя давно были известны их твердость, во многих случаях плохая растворимость, а также высокая адгезия к поверхностям. В 1960-х годах в связи с развитием микроэлектроники ситуация существенно изменилась, плазмополимеризационные пленки ([плазмохимическая полимеризация](#)) становятся предметом серьезных исследований. С последней трети XX века большое внимание стало уделяться процессам формирования полимерных пленок и модификации поверхностных слоев полимерных и неорганических материалов в неравновесной низкотемпературной плазме. К настоящему времени имеется большой объем исследований по механизмам образования пленок, их свойствам, возможностям их практического использования.

Упрощенная схема полимеризации на поверхности выглядит следующим образом. Полимеризация начинается с появления активных центров, которыми могут быть свободные радикалы или ионизированные молекулы. Активный центр захватывает мономерную молекулу, которая, в свою очередь, захватывает следующую и т.д. – возникает цепная полимеризация. Далее цепочка молекул строится как с положительным радикалом, так и с электроном. Рост цепочек может прекращаться по разным причинам, в частности, при встрече двух цепочек разных знаков.

Как правило, полимерные материалы характеризуются низкими значениями поверхностной энергии, плохо смачиваются растворителями, плохо склеиваются, имеют низкую [адгезию](#) к напыленным слоям металлов и т.п. Одним из наиболее перспективных и современных методов модификации свойств поверхности полимеров является воздействие на них низкотемпературной плазмы, которое позволяет изменять их свойства в широких пределах и значительно расширить области их использования.

Наиболее важной особенностью процесса плазмохимической модификации полимерных материалов, является то, что изменениям подвергается очень тонкий приповерхностный слой обрабатываемого материала, толщина которого, по разным оценкам, составляет от 100 Å до нескольких микрон. Основная же масса полимера не изменяется, сохраняя механические, физико-химические и электрофизические свойства материала. Воздействие плазмы на поверхность полимера позволяет изменять в основном его контактные свойства (смачивание, адгезию к тонким слоям металла, наносимого как с помощью вакуумного распыления, так и другими методами, способность к склеиванию, адгезию используемых при печати красителей). Как правило, улучшение адгезионных свойств полимеров под воздействием плазмы связано не только с очисткой поверхности от различного рода загрязнений, но и с образованием гидрофильных групп различной химической природы, обеспечивающих высокие адгезионные свойства модифицированных поверхностей. С образованием различных групп связано, в частности, применение плазмы для обеспечения биосовместимости полимеров. Состав, структура и свойства таких полярных групп зависят как от природы полимера, так и от свойств плазмы и природы плазмообразующего газа. Если в качестве рабочего газа используется кислород или воздух, то на поверхности полимера образуются кислородсодержащие полярные группы (карбонильные, спиртовые, перекисные, простые и сложные эфирные, лактонные и т.п.). В случае применения аммиака или его смесей с водородом на поверхности возникают азотсодержащие группы (амино-, амидо-, имино-, имидо- и т.п.). Воздействие разряда в атмосфере инертных газов приводит к образованию активных свободных радикалов, которые на воздухе превращаются в гидроперекисные и перекисные, а затем – в стабильные кислородсодержащие полярные группы.

Используя метод полимеризации в плазме для органических и элементарноорганических соединений, можно осаждать на поверхности полимерных материалов тонкие пленки различной химической природы и состава: гидрофильные, гидрофобные или содержащие атомы металлов. Это позволяет в очень широких пределах изменять поверхностные свойства исходного полимера. Основные процессы на границе «твердое тело – плазма» представлены в [таблице 4.3](#).

Таблица 4.3

Процесс	Результат процесса
Диффузия частиц на поверхности	.
Рекомбинация	Образование новой полимерной частицы. Рост полимерной фазы
Присоединение частиц газовой фазы к полимерной молекуле	Рост полимерной фазы
Десорбция	Уход с поверхности адсорбированных частиц
Распыление	Уход в газовую фазу осколков молекул, образовавшихся в результате бомбардировки поверхности быстрыми ионами. Снижение скорости пленкообразования. Изменение состава пленки. Уменьшение содержания водорода в плазменной полимерной пленке
Имплантиция	Внедрение в плазменную полимерную пленку

	частиц (атомов) из газовой фазы. Образование дефектов и внутренних напряжений в пленке
Вторичная электронная эмиссия	
Разрыв химических связей в полимерной молекуле	Образование новых центров роста. Изменение молекулярной структуры плазменной полимерной пленки

Следует отметить, что хотя пленки из органических материалов, полученные в плазме, и называются «полимерными», структура их отличается от пленок, полученных традиционными способами, и они не являются полимерами в строгом смысле слова.

Процессы плазмохимической модификации полимеров осуществляют в низкотемпературной плазме при температуре рабочего газа порядка 300 К. Используют низкочастотные разряды (частота от 50 Гц), высокочастотные разряды (в основном 13,56 МГц) и СВЧ-разряды (обычно 2,45 ГГц), а также разряд постоянного тока. Модифицируемый образец помещают как на электродах, так и в различных зонах разряда (например, в области катодного падения потенциала, области послесвечения).

Для неравновесной плазмы тлеющего разряда пониженного давления характерными являются следующие параметры: температура молекул $T_m \sim 300$ К, температура электронов $T_e \gg T_m$ и $T_e = (1 - 10)$ эВ, температура ионов $T_i = (300 - 1000)$ К.

Активными, в процессе модификации компонентами плазмы, могут быть электроны, ионы, возбужденные атомы и молекулы, а также вакуумное ультрафиолетовое (ВУФ) излучение.

При модификации в плазме возможно протекание ряда физико-химических процессов, природа которых в значительной степени зависит как от состава газовой фазы разряда, так и от структуры и состава обрабатываемого полимера. Это, во-первых, травление поверхности, приводящее к уменьшению массы полимера и образованию летучих продуктов деструкции (см. ранее). Во-вторых, это окисление поверхностного слоя полимеров в плазме воздуха и кислорода, которое наблюдается для очень широкого круга полимерных материалов. Окисление приводит к гидрофилизации за счет образования полярных кислородсодержащих групп, существенно изменяющих энергетические свойства поверхности. Возникновение полярных групп под действием плазмы возможно и за счет разрыва связей в специфической структуре полимера, а также путем включения в его состав характерных групп или атомов из газовой фазы плазмы (например, вхождение атомов N и F в структуру полимера). Разряд в атмосфере инертных газов и воздуха может приводить к сшиванию поверхностного слоя для ряда полимерных материалов, изменяя его диффузионные характеристики. И наконец, с помощью плазмы можно осуществить прививку очень тонких слоев полимеров различной химической природы, что позволяет полностью изменить поверхностные характеристики материала-подложки. Прививка возможна не только непосредственно в плазме, но и с ее использованием для предварительной активации поверхности, после чего применяются традиционные методы полимеризации, например в растворе.

На [рис. 4.30](#) показан пример установки для обработки поверхности в плазме.

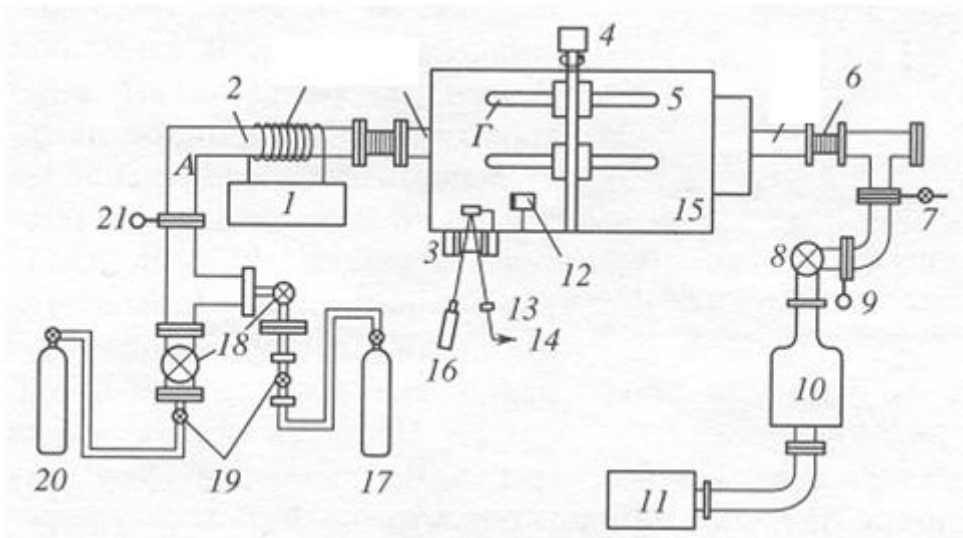


Рис. 4.30. Схема ВЧ-установки для осаждения полимерных пленок в тлеющем разряде: 1 – ВЧ-генератор, 2 – зона плазмы, 3 – нагреваемое окно, 4 – мотор, 5 – вращающиеся подложки, 6 – гибкое соединение, 7 – воздушный кран, 8 – вакуумный кран, 9 – манометр, 10 – охлаждаемая ловушка, 11 – вакуумный насос, 12 – кварцевый датчик для измерения толщины пленки, 13 – фотодиод, 14 – самописец, 15 – камера для осаждения полимера, 16 – лазер, 17 – баллон с Ar, 18 – запорный вентиль, 19 – дозирующий вентиль, 20 – баллон с мономером, 21 – манометр

Современные экологически чистые плазмохимические методы обработки поверхностей материалов значительно выигрывают по сравнению с химическими, в которых используются такие агрессивные реагенты, как кислоты, гидроксиды, щелочноземельные металлы и их соединения и т.п.

Иллюстрацией возможностей метода являются результаты воздействия низкотемпературной плазмы на текстильные материалы, приводящего к улучшению их технологических и эксплуатационных характеристик: достигается малосвойлачиваемость, смачиваемость, окрашиваемость, адгезионные и другие специальные свойства, важные при производстве конечных изделий. Процесс обработки обладает высокой эффективностью. В настоящее время разработаны опытные и промышленные установки, его реализующие. Аналогичные процессы используются также для обработки меха и кожи. Важно, что при этом традиционные экологически опасные химические методы обработки заменяются безопасными.

4.5.4. Применение плазмы в синтезе новых материалов [К началу раздела](#)

В настоящее время низкотемпературная плазма широко используется в синтезе новых материалов, в частности, **фуллеренов** и **углеродных нанотрубок** (УНТ). Интерес к получению и исследованию свойств этих структур, открытых в конце XX века, связан с их необычными физико-химическими свойствами, открывающими возможности широкого использования этих материалов в различных областях науки и техники.

Структуры наиболее распространенных **фуллеренов** представлены на [рис. 4.31](#). Как видно, поверхность фуллеренов представляет собой замкнутую сферу или сфероид, выполненный правильными шестиугольниками и пятиугольниками, в вершинах которых находятся атомы углерода. При этом число пятиугольников всегда равно 12, а число шестиугольников зависит от размера молекулы фуллерена.

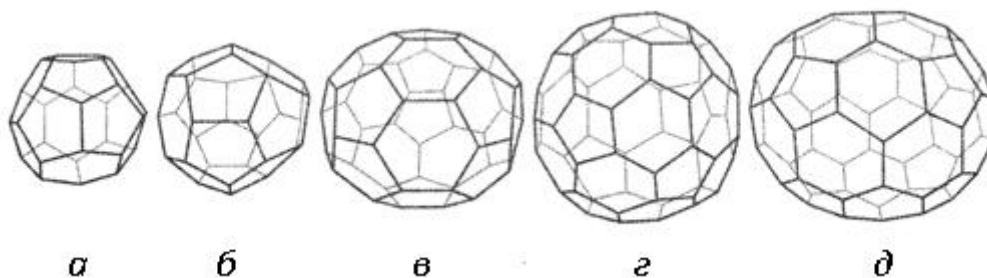


Рис. 4.31. Структуры фуллеренов, составленные из пятиугольных и шестиугольных колец углерода. Число атомов C в фуллерене: 28 (а), 32 (б), 50 (в), 60 (г), 70 (д)

Центральное место среди фуллеренов занимает молекула C_{60} , которая характеризуется наиболее высокой симметрией и, как следствие, наибольшей стабильностью. В этой молекуле, напоминающей покрывку футбольного мяча и имеющей структуру правильного усеченного икосаэдра, атомы углерода располагаются на сферической поверхности в вершинах 20 правильных шестиугольников и 12 правильных пятиугольников, так что каждый шестиугольник граничит с тремя шестиугольниками и тремя пятиугольниками, а каждый пятиугольник граничит только с шестиугольниками. Таким образом, каждый атом углерода в молекуле C_{60} находится в вершинах двух шестиугольников и одного пятиугольника и принципиально не отличим от других атомов углерода.

Открытие фуллеренов отмечено Нобелевской премией по химии за 1996 год.

Углеродные нанотрубки – это протяженные цилиндрические структуры диаметром от одного до нескольких десятков нанометров и длиной до нескольких микрон, состоящие из одного или нескольких свернутых в трубку гексагональных графитовых слоев и заканчивающиеся обычно полусферической головкой, которая может рассматриваться как половина молекулы фуллерена ([рис. 4.32](#)).

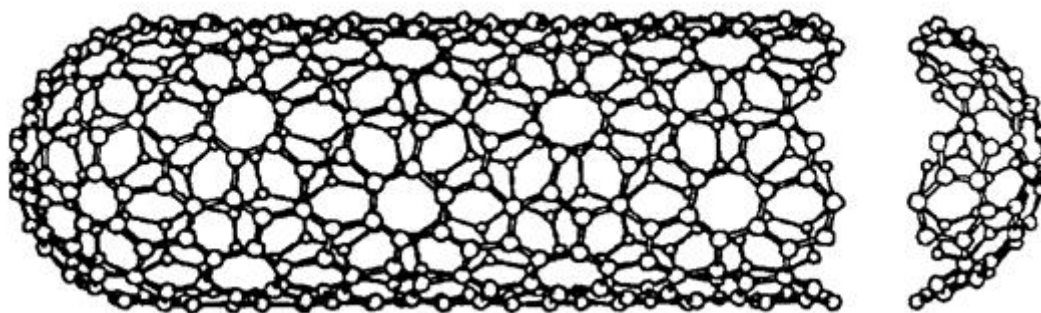


Рис. 4.32. Идеализированная структура однослойной нанотрубки

Впервые нанотрубки были обнаружены в саже, которая образуется в условиях дугового разряда с графитовыми электродами в атмосфере буферного газа (обычно гелия). В настоящее время разряд такого типа эффективно используется для получения фуллеренов в макроскопических количествах.

Наличие внутри фуллерена и нанотрубки замкнутой полости, размер которой сопоставим с характерными размерами атома или небольшой молекулы, позволяет создавать эндоэдральные структуры, в которых одна или несколько атомных частиц заключены внутрь углеродной оболочки. Такие молекулы стали обозначаться формулой $M_m@C_n$, где M – инкапсулированный

атом или молекула, а нижние индексы m и n указывают на число таких атомов и атомов углерода в молекуле фуллерена соответственно. Один из примеров такой структуры показан на [рис. 4.33](#).

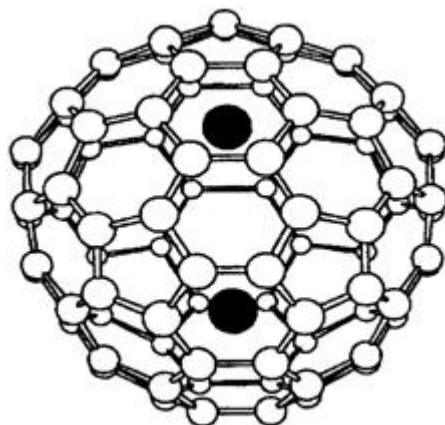


Рис. 4.33. Структура эндоэдральной молекулы $Sc_2@C_{82}$

В системах для получения фуллеренов получается фуллереносодержащая сажа. Выделение фуллеренов из фуллереносодержащей сажи основано на том обстоятельстве, что фуллерены, в отличие от других компонентов сажи, неплохо растворяются в органических и некоторых других растворителях (толуол, бензол, ксилол, дихлорбензол, CS_2 и др.). Типичное значение растворимости фуллеренов в растворителях указанного типа составляет несколько грамм на литр. Фуллереносодержащая сажа промывается растворителем, в результате чего фуллерены извлекаются из сажи, затем раствор выпаривается. Это приводит к получению поликристаллического порошка черного цвета, представляющего собой смесь фуллеренов C_{60} и C_{70} с небольшой (на уровне долей процента) примесью высших фуллеренов типа C_{76} , C_{84} и др. Широкое распространение получили установки для экстракции фуллеренов из сажи, в которых осуществляется циркуляция растворителя по замкнутому циклу.

Наиболее распространенная технология дальнейшего разделения фуллеренов различного сорта и их последующей очистки основана на идеях жидкостной хроматографии. Раствор фуллеренов пропускается под давлением через сорбент, обладающий существенно различными сорбционными свойствами по отношению к различным молекулам фуллеренов. Молекулы фуллеренов сорбируются на поверхности пористого сорбента, в качестве которого обычно используется активированный уголь, силикагель или окись алюминия. Последующее пропускание чистого растворителя через сорбент, заполненный молекулами фуллерена, приводит к десорбции и растворению этих молекул, причем в силу различия в сорбционных способностях сорбента по отношению к молекулам фуллеренов различного сорта десорбция молекул фуллеренов различной массы происходит последовательно, так что в каждый момент времени в заданной единице объема растворителя преобладают молекулы фуллерена определенного сорта.

Один из вариантов установки для получения фуллеренов показан на [рис. 4.34](#).

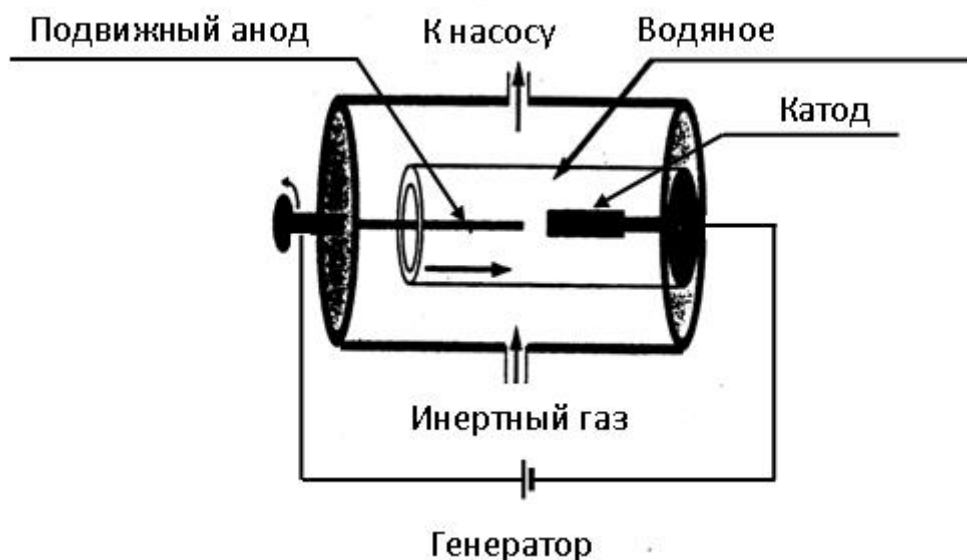


Рис. 4.34. Схема установки для получения фуллеренов из графита электродуговым методом

Электрическая дуга переменного тока с частотой 60 Гц силой $100 - 200 \text{ А}$ при напряжении $10 - 20 \text{ В}$ горит между парой графитовых электродов, один из которых представляет собой плоский диск, а другой стержень диаметром 6 мм , прижимаемый к диску с помощью мягкой пружины. Электроды вместе с фиксирующими устройствами помещены в медный охлаждаемый водой кожух, имеющий форму цилиндра диаметром 8 см и высотой 15 см . Камера заполняется He при давлении $\sim 100 \text{ Тор}$. Натяжение пружины регулируется таким образом, чтобы основная часть подводимой мощности выделялась в дуге, а не в стержне. При этом скорость испарения графитового стержня достигает величины $\sim 10 \text{ г/час}$. В результате горения дуги в течение нескольких часов поверхность охлаждаемого водой медного кожуха покрывается графитовой сажей, которая содержит до 15% фуллеренов C_{60} и C_{70} в отношении примерно $10:1$.

Эндоздральные фуллерены (ЭФ) получают при термическом (лазерном или электродуговом) распылении кристаллического графита в присутствии вещества, содержащего атомы другого элемента. Образующаяся при этом фуллереносодержащая сажа содержит, наряду с полыми фуллеренами C_{60} , C_{70} , C_{76} , C_{84} и др., также некоторое количество ЭФ, содержание которых обычно в десятки и сотни раз ниже, чем содержание полых фуллеренов. Для выделения ЭФ из сажи используется стандартная, описанная выше, процедура, основанная на растворимости фуллеренов в типичных органических растворителях. Выделение ЭФ в чистом виде производится в результате использования методов жидкостной хроматографии. При этом в силу низкого содержания ЭФ, хроматографическая процедура их выделения и очистки представляет весьма сложную техническую проблему.

Синтез углеродных нанотрубок, как и фуллеренов, основан на термическом распылении графитового электрода в плазме дугового разряда, горящей в атмосфере He . Отличаются лишь условия проведения процесса (давление, ток), необходимые для оптимального получения продукта.

Необходимо отметить, что поверхностные углеродные наноструктуры (фуллерены и нанотрубки), как и алмаз, представляют собой метастабильное состояние конденсированного углерода. Поэтому указанные структуры могут быть получены только в условиях отклонения от термодинамического равновесия. Такие условия реализуются в неравновесной низкотемпературной плазме.

Необычные физико-химические свойства фуллеренов и УНТ составляют основу для множества направлений прикладного использования этих объектов. Так, молекула фуллерена, содержащая

множество двойных углеродных связей, является основой для получения целого класса новых химических соединений, обладающих разнообразными физико-химическими свойствами. Эти соединения найдут свое применение в технологии новых материалов, фармакологии и др. Хорошая проводимость и высокое аспектное отношение УНТ делают их уникальным источником полевой электронной эмиссии, который может быть использован в высокоэффективных холодных эмиссионных катодах. В зависимости от геометрии индивидуальная УНТ может обладать свойствами либо металлического проводника, либо полупроводника с различными значениями ширины запрещенной зоны и концентрации носителей. Это позволяет рассматривать УНТ как самый миниатюрный электронный прибор, который может составить основу для будущих вычислительных устройств с рекордно высокой информационной емкостью. Разработка интегральных схем, включающих в себя элементы на основе УНТ, может привести к революционным изменениям в области миниатюризации современных компьютеров.

Еще одно важное фундаментальное свойство УНТ связано с ее высоким отношением длины к диаметру, благодаря которому напряженность электрического поля в окрестности головки нанотрубки в сотни раз превышает соответствующее среднее по объему значение напряженности электрического поля, создаваемого внешним источником. Это, в свою очередь, приводит к аномально высокому значению тока эмиссии при сравнительно низком напряжении, приложенном к УНТ, что ставит эмиттеры с катодами, содержащими УНТ, вне конкуренции среди приборов, действие которых основано на полевой автоэлектронной эмиссии. К приборам этого типа относятся в первую очередь плоские кинескопы и катодно-лучевые осветительные лампы. Таким образом, разработка эмиттеров на основе УНТ ведет к созданию нового широкого класса электронных приборов, отличающихся аномально малыми поперечными размерами и низким напряжением питания.

Другое интересное свойство УНТ связано с возможностью их заполнения газообразными либо жидкими веществами. Поскольку УНТ является поверхностной структурой, вся ее масса заключена в поверхности ее слоев. Это определяет аномально высокую удельную поверхность нанотрубок, что, в свою очередь, задает особенности их электрохимических и сорбционных характеристик. Расстояние между графитовыми слоями в многослойной углеродной нанотрубке близко к соответствующему значению для кристаллического графита (3,4 нм). Это расстояние достаточно велико для того, чтобы внутри УНТ могло разместиться некоторое количество вещества. Тем самым УНТ могут рассматриваться как уникальная емкость для хранения веществ, находящихся в газообразном, жидком либо твердом состоянии. В случае если речь идет о веществе, способном сорбироваться на внутренней поверхности графитового слоя, составляющего нанотрубку, плотность сорбированного вещества может приближаться к соответствующему значению для плотности конденсированного состояния.

Вещество проникает внутрь нанотрубки под действием внешнего давления либо в результате капиллярного эффекта и удерживается внутри нее благодаря сорбционным силам. При этом графитовая оболочка обеспечивает достаточно хорошую защиту содержащегося в ней материала от внешнего химического либо механического воздействия. Это позволяет рассматривать УНТ как потенциальное средство хранения материалов в течение длительного времени. В частности, ведутся интенсивные исследования, направленные на разработку устройств хранения газообразного водорода на основе УНТ. В случае успеха этих исследований можно ожидать создания нового типа автомобильных двигателей, использующих в качестве топлива водород и отличающихся высокой степенью экологической безопасности.

4.6. ПЛАЗМЕННЫЙ КАТАЛИЗ

Известно, что *плазма дает уникальные возможности для осуществления таких химических реакций*, которые в обычных условиях либо не могут быть реализованы вообще, либо протекают с чрезвычайно низкими скоростями. В самом простом случае такая особенность плазмы обусловлена ее высоким теплосодержанием и, следовательно, способностью нагревать реагенты до практически недостижимых в других условиях уровней температур. В случае неравновесной плазмы способность воздействовать на химический процесс, и в частности ускорять его, связана не с тепловым эффектом, а со специфическим действием химически активных частиц (радикалов, ионов, кластеров), генерируемых электронами плазмы, которые, в свою очередь, получают энергию непосредственно от электрического поля. Однако, в обычных условиях (в отсутствие цепных процессов), как в случае равновесной, так и в случае неравновесной плазмы, стимулирование химических реакций требует значительных затрат дорогой электрической энергии. Действительно, в термически равновесной плазме эффект ускорения достигается за счет разогрева реагентов до высоких температур, что требует существенных затрат электрической энергии, повторное использование которой за счет ее рекуперации представляет собой в техническом отношении трудную задачу. В случае неравновесной плазмы большие энергозатраты обусловлены высокой энергетической ценой генерации активных частиц.

Основная идея плазменного катализа заключается в том, что плазма не является средством введения в систему энергии, а только ускоряющим химические реакции агентом. Плазменное образование фактически заменяет катализатор в технологической схеме. Ключевым моментом является малость энергии, затрачиваемой на поддержание существования каталитически активной плазмы, по сравнению с тепловой энергией, необходимой для проведения, например, *эндоэргического* (идущего с расходом энергии) процесса ([эндоэргические реакции](#)).

Эффект плазменного ускорения химических реакций может реализоваться при сравнительно низком уровне температур 500 – 700 °С, что позволяет использовать дешевое низкопотенциальное тепло для покрытия энергозатрат процесса, обусловленных его эндотермичностью. Таким образом, при реализации такого механизма ускорения химических реакций, затраты в расчете на целевой продукт оказываются минимальными, что сближает такое плазмохимическое ускорение с традиционным катализом. Именно поэтому концепция плазменного стимулирования и ускорения химических реакций *была названа плазменным катализом*.

Ниже влияние эффекта плазменного катализа проиллюстрировано на процессе плазменной конверсии метана:



Метан предварительно нагревается до 400 – 600 °С и поступает в разрядную камеру, на входе в которую измеряется температура предварительного нагрева. В камере может инициироваться импульсный СВЧ-разряд при атмосферном давлении. Эксперименты проводились как с разрядом, так и без него. Таким образом, ввод энергии в систему был двух типов: чисто тепловой и комбинированный – тепловой плюс энергия разряда. Чередуя тип ввода энергии в систему (тепловой или плазменный), изучалось влияние разряда на процесс разложения метана путем хроматографического анализа продуктов реакции на выходе из разрядной камеры.

Результаты эксперимента, иллюстрирующие эффект плазменного катализа, представлены на [рис. 4.35](#).

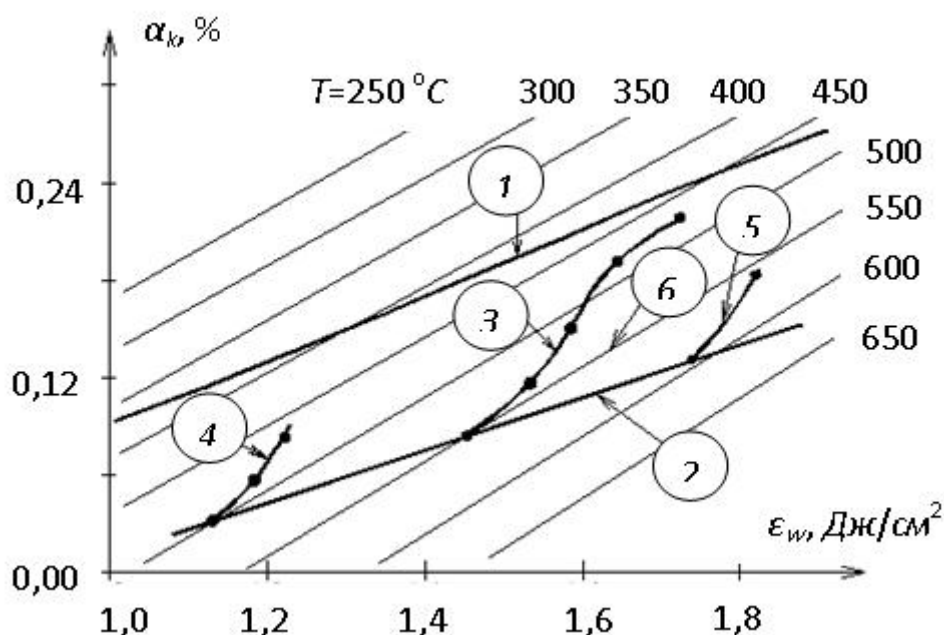


Рис. 4.35. Результат эксперимента и теоретического расчета зависимости степени конверсии (α_k) от энергозклада (ϵ_w):

1 – термодинамический расчет равновесных состояний, 2 – эксперимент с тепловым вводом энергии, 3, 4, 5 – эксперимент с разрядом, 6 – одна из расчетных прямых параметрического семейства изотерм (параметр – температура T)

С позиции макроскопических характеристик плазменного процесса удобно определять плазменный катализ в терминах «энергосодержание», «температура» (T), «степень конверсии» (α_k). Удельный энергозклад (ϵ_w) имеет тепловую составляющую (ϵ_T) и, при наличии разряда, плазменную составляющую – ϵ_P :

$$\epsilon_w = \epsilon_T + \epsilon_P,$$

где ϵ_T вычисляется как функция температуры T и степени конверсии метана (α_k) по зависимости

$$\epsilon_T = (1 - \alpha_k) \epsilon_{w, \text{метан}}(T) + \alpha_k \sum \epsilon_{w, \text{продукт}}(T) + \alpha_k \Delta H(T_0)$$

Здесь первое и второе слагаемые соответствуют теплоёмкостным энергозкладам, необходимым для нагревания непрореагировавшего метана и продуктов реакции от комнатной температуры T_0 до температуры T , третье слагаемое – тепловой эффект реакции, величина, связанная с энтальпией (ΔH).

Введение в систему дополнительной энергии De_k к предварительному энергозкладу за счет нагрева может привести к следующим возможным результатам. Ввод дополнительной энергии в виде тепла приводит, как правило, к одновременному увеличению и температуры, и степени конверсии.

- линия 1 на рис. 4.35 – результат термодинамического расчета степени конверсии при заданном энергозкладе;

- линия 2 – результат эксперимента без разряда при чисто тепловом вводе энергии;
- кривая 3 – эксперимент с нагреванием метана до 550 °C и последующим воздействием разрядов разной мощности;
- кривые 4 и 5 – эксперименты с комбинированным вводом энергии (аналогично 3), отличающиеся температурой, до которой предварительно нагревался метан.

Сравнение линий 1, 2 и 3 наглядно демонстрирует эффект плазменного катализа – относительно небольшой дополнительный энерговклад (отношение ϵ_p / ϵ_T не превышало 20%) существенно повышает степень конверсии метана, приближая ее значение к равновесному, то есть ускоряет процесс пиролиза. В случае неравновесных механизмов воздействия разряда на систему перевод энергии разряда в химический процесс более эффективен.

- Линия 6 принадлежит параметрическому семейству кривых, вычисленных по выше представленному соотношению для фиксированного значения температуры как параметра (для линии 6
- $T = 550$ °C).

Анализ результатов, представленных на [рис. 4.35](#), показывает, что воздействие разряда приводит к понижению температуры смеси метана с продуктами разложения, то есть к поглощению накопленной газом тепловой энергии в эндозергическом процессе пиролиза метана. Формальное превышение плазмохимическим КПД значения 100% не должно смущать, так как увеличение степени конверсии произошло из-за использования энергии теплового резервуара на нужды эндотермического процесса (температура системы уменьшилась). Роль разряда при этом свелась к эффективному стимулированию и ускорению химических процессов, а не к нагреву системы.

Следовательно, при анализе результатов экспериментов подтверждением факта наличия плазменного катализа может служить более крутой «путь системы» к достижению

термодинамического равновесия в координатах ($\epsilon_w - \alpha_R$) при данном плазменном энерговкладе, чем путь при той же величине дополнительного энерговклада, но введенного в виде тепла (кривые 3, 4, 5).

Эффективное использование энергии при плазменном катализе приводит к существенному

уменьшения энергозатрат (A) на получение водорода из метана: $A = (\epsilon_T + \epsilon_p) / 2 \alpha_R$. На [рис. 4.36](#)

приведена зависимость энергозатрат (A) от плазменного энерговклада в разряд ϵ_p в диапазоне $\epsilon_p = (0 - 0,06)$ эВ/мол в эксперименте, соответствующем кривой 3 на [рис. 4.35](#).

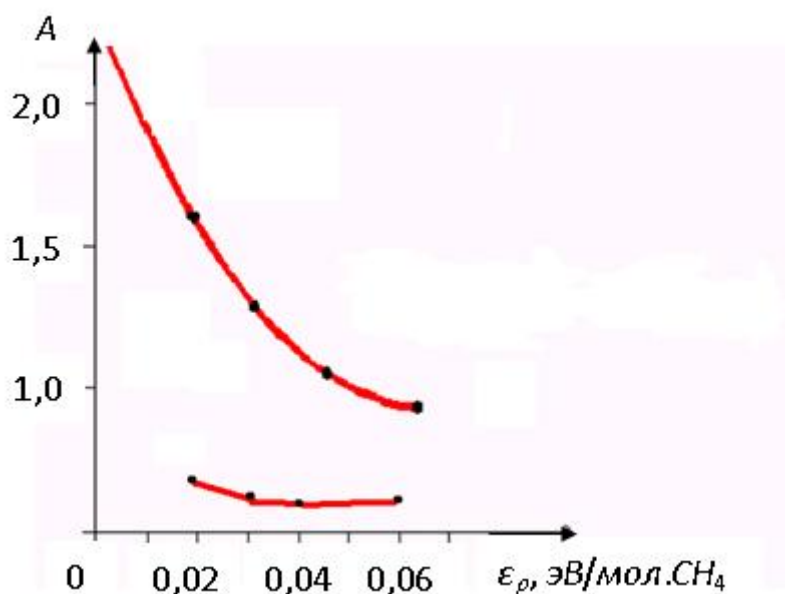


Рис. 4.36. Зависимость энергозатрат (A) плазмокаталитического процесса пиролиза метана от плазменного энерговклада ϵ_p :

верхняя кривая – суммарные энергозатраты на полное количество водорода, нижняя кривая – электрические энергозатраты на дополнительный водород, полученный при включении разряда

Представленные результаты показывают, что эффект плазменного катализа приводит к уменьшению энергозатрат в два раза по отношению к чисто термическому случаю при увеличении суммарного энерговклада всего в 1,15 раза. На том же рисунке (нижняя кривая) приведена зависимость только электрических энергозатрат (мощность разряда) на получение только дополнительного водорода при включении разряда. Именно эта величина корректнее всего характеризует эффективность использования энергии, запасённой в плазме разряда. Видно, что величина этих энергозатрат очень мала – меньше теплового эффекта процесса, что лишний раз подтверждает наблюдение эффекта плазменного катализа, эффективное стимулирование эндоэргического процесса за счёт энергии теплового резервуара. При отношении $\epsilon_p / \epsilon_T = 0,1$ температура уменьшается с 550 до 480 °С, а энергозатраты составляют всего 0,2 эВ/мол.Н₂, в то время как энтальпия ДН процесса в два раза больше. Естественно дефицит энергии восполнен из теплового резервуара, и этот факт отразился в охлаждении газа.

Явление плазменного катализа достаточно универсально. Оно продемонстрировано на примере целого ряда практически важных процессов получения водорода и *синтез-газа* (СО+Н₂) из углеводородов: диссоциации метана на водород и углерод, пиролиза метанола, парциального окисления и парокислородной конверсии широкого набора углеводородов, начиная с метана и заканчивая жидкими моторными топливами (керосин, дизельное топливо). Фактически, можно говорить об универсальном, по отношению к виду исходных углеводородов, характере эффекта, что выгодно отличает его от традиционного катализа и резко упрощает его практическое использование.

Все перечисленные выше процессы связаны с развитием энергетики и транспорта на ближайшие десятилетия, их превращением в экологически чистые отрасли. Основной проблемой, препятствующей широкому промышленному использованию водородной энергетики уже в настоящее время, является отсутствие высокоэффективных способов получения водорода и, в частности, способов получения водорода на борту транспортных средств из традиционных водородосодержащих природных топлив. Существующие к настоящему времени технологии конверсии природных топлив, основанные на использовании традиционного гетерогенного катализа, не в полной мере отвечают уровню предъявляемых к ним в этом случае требованиям.

Это обусловлено, в частности, низкой эффективностью работы таких систем в диапазоне расходов, характерных для топливных элементов, их значительными габаритами, а также неприемлемо большими для мобильных и автономных приложений временами выхода на стационарный режим работы.

В настоящее время проведены испытания компактного высокоэффективного автомобильного бортового конвертора жидкого моторного топлива (топливного процессора) с производительностью, близкой к той, которая необходима для обеспечения водородом энергетической установки водородного автомобиля. В качестве генераторов плазмы используются СВЧ-разряды. Ведутся также работы по разработке стационарных генераторов водорода, которые можно было бы использовать для оснащения автозаправочных станций, включать в состав систем эффективного децентрализованного энергоснабжения, миниатюрных электрогенераторов для электропитания портативных компьютеров, фото- и кинотехники и других бытовых электроприборов. Одним из уже реализованных примеров использования явления плазменного катализа являются плазменные технологии, применяемые на [ТЭЦ](#) для розжига и стабилизации горения пылеугольных котлов.

4.7. ПЛАЗМЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

Ярким примером использования низкотемпературной неравновесной плазмы в энергетике являются розжиг и стабилизация процесса горения топлива в агрегатах тепловых электростанций (ТЭС).

В мировой теплоэнергетике при растопке пылеугольных котлов и стабилизации горения факела обычно используют топочный мазут. В мире на эти цели расходуют более 50 млн. тонн мазута в год. Совместное сжигание угля и обладающего более высокой реакционной способностью мазута ухудшает эколого-экономические показатели котлов: повышается неполнота сгорания (мехнедожог) топлива и снижается КПД-брутто, возрастает скорость высокотемпературной коррозии экранных поверхностей и снижается надежность эксплуатации котельного оборудования, повышается выход оксидов азота и серы (в случае более высокого содержания серы в мазуте), появляются выбросы пятиоксида ванадия.

Отсюда следует важнейшая проблема теплоэнергетики: вытеснение мазута из топливного баланса пылеугольных ТЭС. Решение этой задачи возможно практически только на базе применения плазменных технологий безмазутного воспламенения пылеугольного факела, основанных на термохимической подготовке топлив к сжиганию.

Традиционные технологии повышения эффективности использования топлив в основном исчерпали свои возможности как в техническом, так и в эколого-экономических аспектах, и радикально решить проблему сокращения расхода мазута на пылеугольных ТЭС не могут.

Появившиеся в конце 70-х годов XX века плазменные технологии воспламенения топлив продемонстрировали значительную энергетическую эффективность, по сравнению с традиционными технологиями. Один из методов заключается во введении плазменно-воздушной струи с температурой 5700 – 6000 K в основание (корень) пылеугольного факела, выходящего в топочное пространство ([рис. 4.37а](#)).

При испытаниях плазменного воспламенения углей на блоке 200 МВт было показано, что энергетическая эффективность плазменного розжига пылеугольного факела в 6 раз выше, чем при использовании традиционного розжига мазутом. По оценкам, для котла мощностью 200 МВт необходимая мощность плазменной горелки составляет около 1 МВт в то время как для мазутного запальника – более 6 МВт.

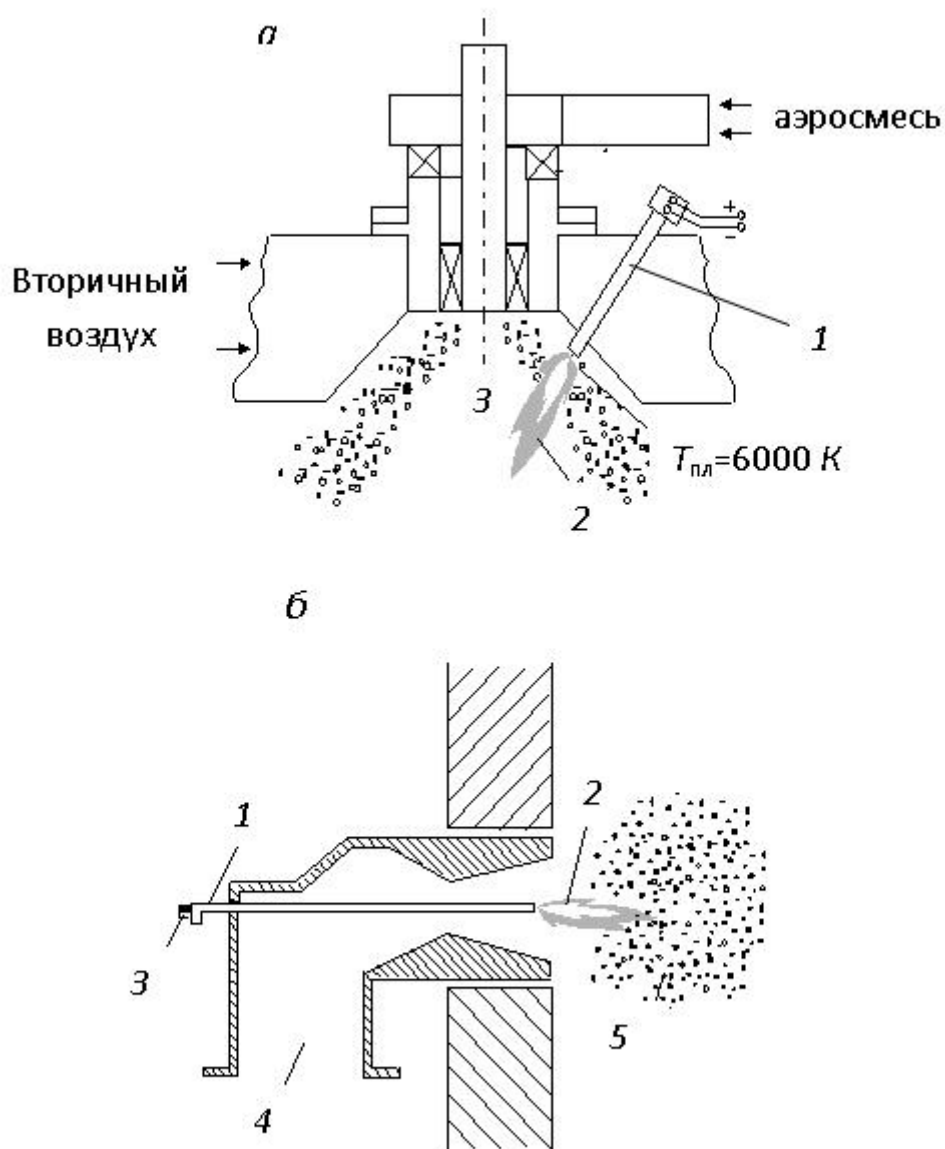


Рис. 4.37. Схемы воспламенения пылеугольного факела плазменной струей:
 (а): 1 – горелка, 2 – пламя, 3 – топочное пространство;
 (б): 1 – горелка, 2 – плазменный факел, 3 – электрическая мощность, 4 – аэросмесь, 5 – пылеугольный факел

В другом методе система плазменного зажигания устанавливается в пылеугольную горелку вместо мазутной форсунки (рис. 4.37б). Испытания на ТЭС показали, что энергетическая эффективность этой плазменной системы в 5-6 раз выше, чем у мазутной системы.

Позднее (1994 – 1998 гг.) эти результаты подтвердились при промышленных испытаниях плазменного воспламенения углей на энергоблоках мощностью от 25 до 210 МВт на ТЭС России, Казахстана, Монголии, Украины, Китая и Северной Кореи. Причинами высокой энергетической эффективности плазменного воспламенения являются высокие температуры в плазменной струе, достигающие 9000 – 12000 К (рис. 4.38), и, как следствие, высокие концентрации химически активных центров (радикалов, диссоциированных и ионизированных компонентов, электронов),

инициирующих и многократно ускоряющих процессы термохимических превращений топлива и окислителей.

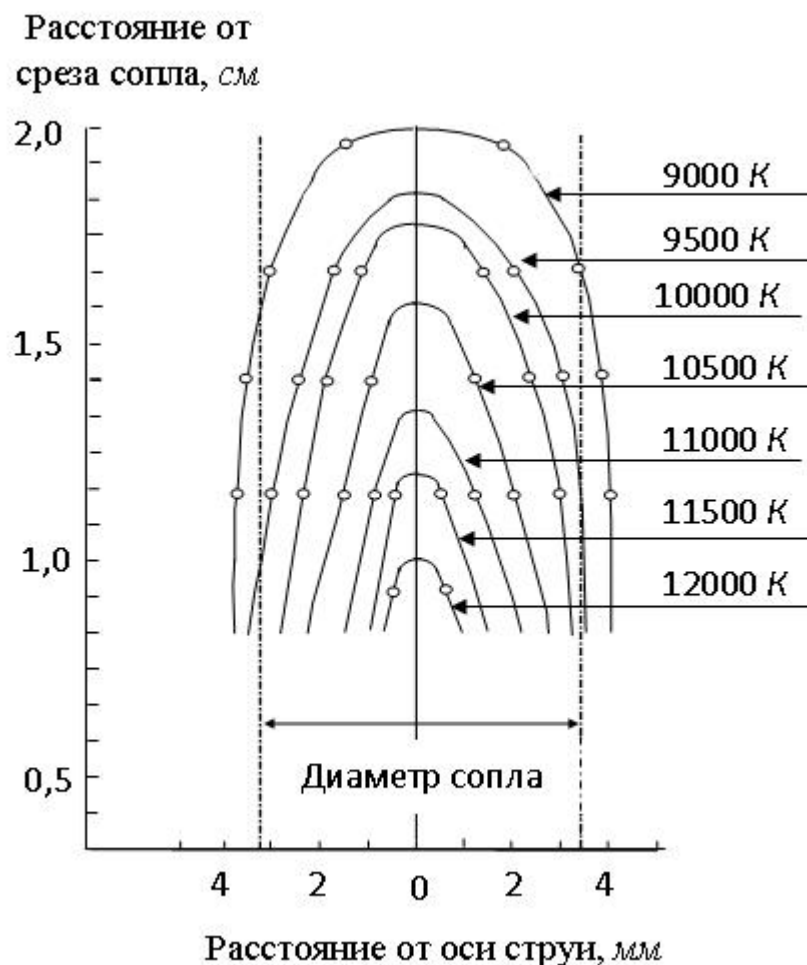


Рис. 4.38. Изотермы в воздушно-плазменной струе: расход газа – 2 – 3 кг/ч, мощность 15 кВт, диаметр сопла 6,4 мм, давление – 1 атм

При практическом использовании в плазменно-энергетических технологиях применяются в основном электродуговые плазмотроны с плазмообразующим газом – воздухом, мощностью 100 – 200 кВт, устанавливаемые на пылеугольные горелки. Расход угля через них равен 5 – 10 т/ч.

Равновесный расчет температуры нагрева аэросмеси (угольная пыль + воздух), исходя из уравнений материального и теплового баланса процесса, показал, что аэросмесь нагревается всего до 320 – 350 K, что значительно меньше температуры воспламенения топлива (1100 – 1400 K).

Однако при реализации процесса на ТЭС в этих же условиях всегда наблюдается воспламенение пылеугольного факела на выходе из горелки в топочное пространство, связанное с неравновесным характером плазмохимической подготовки топлив к сжиганию.

В основе безмазутной технологии плазменного воспламенения пылеугольного факела лежит электротермохимическая подготовка топлива, которая заключается в нагреве электродуговой плазмой небольшой части аэросмеси до температуры полного выделения летучих составляющих и частичной газификации коксового остатка. Тем самым из аэросмеси, прошедшей зону электродугового разряда, получают (независимо от качества исходного угля) высокорреакционное двухкомпонентное топливо (горючий газ и коксовый остаток), способное воспламенить основной поток аэросмеси при смешении с ним и стабилизировать процесс горения факела. На этом

принципе реализованы три технологии: растопка пылеугольных котлов, подсветка пылеугольного факела и стабилизация выхода жидкого шлака в топках с жидким шлакоудалением.

Эта технология является очевидной иллюстрацией плазменного катализа, поскольку влияние плазмы существенно превышает ее тепловой эффект. Лишь малая доля электрической энергии, вырабатываемой энергоблоком ТЭЦ, затрачивается на процесс, существенно повышающий эффективность работы ТЭЦ. Необходимо отметить и экологические аспекты применения данной технологии. Эксперименты показали, что ее применение ведет к уменьшению содержания оксидов азота в отходящих газах. Устранено и выделение пятиоксида азота, содержащейся в системах с использованием мазута.

На [рис. 4.39](#) представлена схема безмазутного воспламенения аэросмеси в камере с плазмой, используемой на пылеугольных котлах России, Украины, Монголии и др.

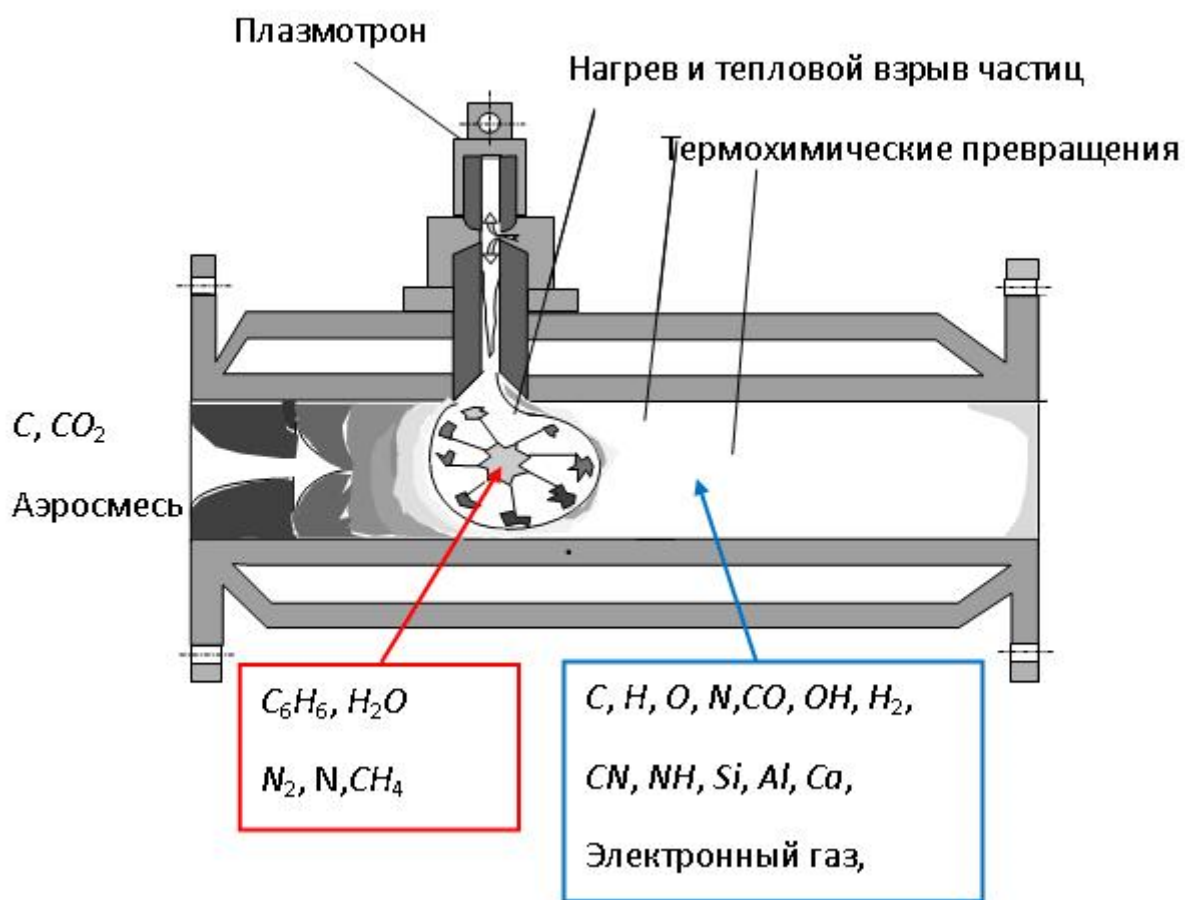


Рис. 4.39. Схема взаимодействия аэросмеси с плазменным факелом

Контакт потока «холодной» аэросмеси ($T = 350 - 400 K$) с плазменным потоком, вытекающим из сопла плазмотрона, приводит к нагреву угольных частиц и воздух. При этом в зону взаимодействия первоначально попадают лишь 3 – 5 % аэросмеси, что предопределяется естественными теплофизическими границами компактного «плазменного факела», горящего в объеме горелочного устройства. Если атмосфера аэросмеси нагревается от плазменного источника, то угольные частицы размером до 250 мкм при темпах нагрева $10^4 - 10^5 \text{ град/с}$ из-за возникающих термических напряжений в их объеме претерпевают тепловой удар, в результате которого частицы угля дробятся на 8 – 10 осколков размером 5 – 10 мкм за время 0,01 – 0,05 с. Это явление приводит к резкому возрастанию площади поверхности раздела газовой и твердой фаз, а следовательно, к соответствующему увеличению реакционной способности топлива. Из осколков

исходных частиц выходят летучие вещества угля (CO , CO_2 , CH_4 , C_6H_6 , N_2 , H_2O) и азотосодержащие компоненты – пиридин (C_5H_5N) и пиррол (C_4H_5N). Затем в газовой фазе образуются атомарные формы (O , H , N , C , S) включая элементы минеральной части угля (Si , Al , Ca) и радикалы (NH , CH , CN , OH и др.). Кроме того в газовой фазе присутствуют электронный газ, положительные (C^+ , H^+ , N^+ , CO^+ , O^+ , Si^+ , K^+ и др.) и отрицательные (O^- , H^- , N_2^-) ионы.

Тепловой взрыв пылеугольных частиц многократно убыстряет выход летучих веществ за счет более развитой поверхности реагирования и появления очень мелких частиц, которые нагреваются до температуры выделения летучих гораздо быстрее, чем крупные (50 – 100 мкм) частицы. С повышением температуры газа и частиц начинаются гетерогенные термохимические превращения топлива (выделение летучих, газификация коксового остатка) с участием нейтральных, но химически активных центров (радикалов и продуктов диссоциации молекул).

С переходом летучих веществ (CO , H_2 , CH_4 , H_2O , C_6H_6 и др.) в газовую фазу (вместе с продуктами частичной газификации коксового остатка) начинается их химическое взаимодействие с окислителями (воздух, пары воды) и между собой. Именно на стадии газофазных реакций может быть заметно интенсифицирующее воздействие плазмы, проявляющееся в ускорении химических превращений за счет реакций с химически активными частицами и более низкими значениями энергии активации.

Плазменно-энергетические технологии использования топлива, предназначенные для повышения эффективности и экологических показателей тепловых электростанций, объединяют следующие процессы:

- плазменное воспламенение пылеугольного факела (розжиг без использования мазута), стабилизация горения (подсветка) пылеугольного факела, стабилизация выхода жидкого шлака в топках с жидким шлакоудалением;
- электротермохимическая подготовка топлива к сжиганию;
- плазменная **алло-автотермическая газификация углей**;
- плазменно-паровая (**аллотермическая**) газификация углей;
- комплексная переработка низкосортного твердого топлива в плазмо-химических реакторах.

Термины «аллотермический» и «автотермический» используются в теплотехнике и термообработке топлив для классификации тепловых процессов.

В автотермических процессах (например, газификации) тепло, необходимое для осуществления эндотермических реакций, получают за счет сжигания части введенного в газогенератор топлива.

В аллотермических процессах газификации тепло подводится извне, от другого источника (излучение, ЭП, теплопередача через стенку, электронагрев, твердый или газообразный теплоноситель, другое топливо и др.).

В алло-автотермических технологиях превращения топлив имеет место комбинация обоих методов, т.е. на начальной (аллотермической) стадии необходимое для нагрева топлива и окислителя тепло подводится от внешнего источника (например плазмы), а затем начинается самоподдерживающаяся стадия процесса.

Алло-автотермические процессы характеризуются следующими основными закономерностями:

- аллотермический источник при соответствующей организации может переводить комбинированный процесс в автотермический самоподдерживающийся режим (искрой поджигают бытовой газ, плазмой – пылеугольный факел и т.д.);

- алло-автотермические процессы характеризуются многоступенчатостью преобразования энергии (электрическая энергия преобразуется в энергию плазмы, от которой воспламеняется уголь);
- доля передаваемой топливу внешней энергии зависит от его реакционной способности: чем выше реакционная способность топлива, тем меньшую долю теплоты сгорания необходимо получить от аллотермического источника для организации автотермического режима горения.

Плазменными системами безмазутной растопки оснащены и успешно эксплуатируются более 20 пылеугольных котлов на 11 ТЭС в России, Монголии, Украине, Казахстане, Китае и Северной Корее.

Список использованной литературы в главе 4

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2000. -Т.III, раздел VIII. -С. 286-382.
2. Энциклопедия низкотемпературной плазмы /Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2000. -Т. IV, раздел XI.5. -С. 331-445.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. -Тематический том VIII-1: Химия низкотемпературной плазмы. /Под ред. Ю.А. Лебедева, П.А. Платэ, В.Е. Фортова. – М.: Янус-К, 2005. -576 с.
4. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. -Тематический том XI-5: Прикладная химия плазмы /Под ред. Ю.А. Лебедева, Н.А. Платэ, В.Е. Фортова. – М.: Янус-К, 2006. -536 с.
5. Месси Г. «Отрицательные ионы». М., «Мир». 1979. 758 с.
6. Шкаровский И.П., Джонстон Т., Бачинский М.П. «Кинетика частиц плазмы». М.: «Атомиздат». 1969. 396 с.
7. Русанов В.Д., Фридман А.А. «Физика химически активной плазмы». М., «Наука». 1984. 416 с.
8. Хаксли Л., Кромптон Р. «Диффузия и дрейф электронов в газах». М., «Мир». 1977.
9. Кролл Н., Трайвеллис А. «Основы физики плазмы». М.: «Мир». 1975. 527 с.
10. Смирнов Б.М. «Физика слабоионизованного газа». М.: «Наука». 1978. 416 с.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И ОБСУЖДЕНИЙ

1. Какие процессы протекают в ионном источнике Н.Н.Симашко?
2. Чем отличается ЭЦР источник плазмы от ионного источника Н.Н.Симашко?
3. Какое устройство называется люстрой Чижевского?
4. Что служит анодом в люстре Чижевского?
5. Каков принцип работы стационарного плазменного двигателя (СПД)?
6. В чем основное отличие СПД «ЭТОЛ» от электроразрядных плазменных двигателей (ЭРД)?
7. Какой тип разряда используется в электрофильтрах очистки газов от пыли?
8. Как меняется степень удаления NO при увеличении электрической мощности коронного разряда?
9. Чем опасно разрушение озонового слоя Земли?
10. Какая смесь газов называется синтез-газом?

11. В каком диапазоне длин волн УФ-излучение обладает ярко выраженным бактерицидным действием?
12. Какой принцип действия магнетронного распылителя?
13. Какую плотность тока обеспечивает промышленный магнетронный распылитель?
14. Как устроен диодный плазмохимический ВЧ-реактор для реактивно-ионного травления?
15. Что такое фуллерены и какую форму они имеют?
16. Какой процесс называется эндозергическим?
17. Какие преимущества имеет использование плазменных технологий в микроэлектронике?
18. Как используется плазма для очистки атмосферы Земли?
19. Что такое плазменный катализ?
20. Что такое плазменно-энергетические технологии?

Список рекомендуемой литературы к главе 4

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Изд. «Наука». 2000. -Т. III, раздел VIII. -С. 286-382.
2. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Изд. «Наука». 2000. -Т. IV, раздел XI.5. -С. 331-445.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. -Тематический том VIII-1 Химия низкотемпературной плазмы. /Под ред. Ю.А. Лебедева, П.А. Платэ, В.Е. Фортова. – М.: Янус-К. 2005. -576 с.
4. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. -Тематический том XI-5 Прикладная химия плазмы. /Под ред. Ю.А. Лебедева, Н.А. Платэ, В.Е. Фортова. М.: Янус-К. 2006. -536 с.
5. *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* //УФН, 1995. -Т. 165. -С. 977; 1997. -Т. 167. -С. 945.
6. *Елецкий А.В.* //УФН, 2007. -Т. 177. -С. 233.
7. *Русанов В.Д., Фридман А.А.* Физика химически активной плазмы. – М.: Изд. «Наука», 1984. -415 с.
8. *Жуков М.Ф., Калинин Р.А., Левицкий А.А., Полак Л.С.* Плазмохимическая переработка угля. – М.: Изд. «Наука», 1990. -200 с.
9. *Карпенко Е.И., Мессерле В.Е.* Введение в плазменно-энергетические технологии использования твердых топлив. – Новосибирск: Изд. «Наука», 1997. -119 с.
10. Низкотемпературная плазма, -Т. 17: Плазменная безмазутная растопка котлов и стабилизация горения пылеугольного факела. /Под. Ред. В.Е. Мессерле, В.С. Перегудова. – Новосибирск: Изд. «Наука», 1995. -301 с.

Дополнительная литература к главе 4

1. Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме. /Под ред. Л.С.Полака, – М.: Изд. «Наука», 1965. -253 с.
2. *Полак Л.С.* Неравновесная химическая кинетика и ее применение. – М.: Изд. «Наука», 1979. -248 с.
3. *Шехтер А.Б.* Химические реакции в электрическом разряде. – Л-М.: ОНТИ: Главная редакция общетехнической литературы, 1935. -152 с.
4. Очерки физики и химии плазмы. /Под ред. Л.С.Полака. – М.: Изд. «Наука», 1971. -452 с.
5. *Полак Л.С., Овсянников А.А., Словецкий Д.И., Вурзель Ф.Б.* Теоретическая и прикладная плазмохимия. – М.: Изд. «Наука», 1975. -304 с.
6. *Компаниец В.З., Овсянников А.А., Левицкий А.А., Полак Л.С.* Химические реакции в турбулентных потоках газа и плазмы. – М.: Изд. «Наука», 1978. -275 с.
7. *Словецкий Д.И.* Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. – М.: Изд. «Наука», 1980. -310 с.
8. Низкотемпературная плазма. /Под ред. акад. М.Ф. Жукова. – Новосибирск: Изд. «Наука», -Т. 3, -Т. 4, -Т.8, -Т.12, -Т.16, -Т.20.

9. Химия плазмы. /Под ред. Л.С.Полака и Ю.А.Лебедева. – Новосибирск: Изд. «Наука», 1991. -328 с.
10. Ганз С.Н., Пархоменко В.Д. Получение связанного азота в плазме. – Киев: "Вища школа", 1976. -178 с.
11. Туманов Ю.Н. Низкотемпературная плазма и высокочастотные электромагнитные поля в процессах получения материалов для ядерной энергетики. – М.: Энергоатомиздат, 1989. -279 с;
12. Пархоменко В.Д., Полак Л.С., Сорока П.И. и др. Процессы и аппараты плазмохимической технологии. – Киев: Изд. «Вища школа», 1979. -256 с.
13. Райзер Ю.П. Физика газовых разрядов. – М.: Изд. «Наука», 1987. –591 с.
14. Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л. Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. – М.: Изд. «Наука», 1992. -264 с.
15. Рыкалин Н.Н., Сорокин Л.М. Металлургические ВЧ-плазмотроны. Электро- и газодинамика. – М.: Изд. «Наука», 1987. -163 с.
16. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостной разряд: физика, техника эксперимента, приложения. – М.: Изд. «Наука», Физматлит, 1995. -310 с.
17. Батенин В.М., Климовский И.И., Лысов Г.В., Троицкий В.Н. СВЧ-генераторы плазмы.: физика, техника, применение. – М.: Энергоатомиздат, 1988. 223 с;
18. Иванов А.А., Соболева Т.К. Неравновесная плазмохимия. – М.: Атомиздат, 1978. -327 с.
19. Бычков В.Л., Васильев М.Н., Коротеев А.С. Электронно-пучковая плазма. Генерация, свойства, применение. – М.: Изд. МГОУ, А/О Росвузнаука, 1993. -167 с.

ПЕРЕЧЕНЬ РЕФЕРАТОВ (КУРСОВЫХ РАБОТ) ПО КУРСУ ЛЕКЦИЙ

1. ЭЦР источники плазмы и их практическое использование.
2. Высокочастотные источники плазмы и их практическое использование.
3. Плазменные двигатели коррекции орбит легких космических аппаратов.
4. Применение плазмы в полупроводниковых технологиях.
5. Применение плазмы в решении экологических проблем.
6. Применение плазмы для модификации свойств различных материалов.
7. Применение плазмы в нанотехнологиях.

ПЕРЕЧЕНЬ ВОПРОСОВ ДЛЯ ИТОГОВОЙ АТТЕСТАЦИИ

1. Эффективные сечения взаимодействия частиц, длина их свободного пробега, частота столкновений.
2. Дифференциальное и транспортное сечения взаимодействия частиц.
3. Поляризационное сечение взаимодействия ионов с нейтральными частицами.
4. Взаимодействие ионов с дипольными молекулами.
5. Кулоновские столкновения заряженных частиц. Резонансная перезарядка.
6. Обмен энергией и релаксация энергии при столкновении частиц.
7. Неупругие столкновения электронов с атомами и молекулами.
8. Дрейф электронов в слабоионизованном газе.
9. Продольная и поперечная диффузия ионов в присутствии электрического поля.
10. Диффузия электронов в плазме при наличии электрического и магнитного полей. Амбиполярная и свободная диффузия.
11. Электрический ток в плазме в присутствии градиентов плотности зарядов.

12. Ионизация электронным ударом. Фотоионизация.
13. Ионизация при столкновении возбужденного атома с атомом или молекулой. Ассоциативная ионизация.
14. Рекомбинация электронов и положительных ионов. Фоторекомбинация.
15. Ударно-радиационная рекомбинация с участием атомов. Диэлектронная и диссоциативная рекомбинации.
16. Механизмы образования отрицательных ионов.
17. Освобождение электронов из отрицательных ионов. Ион-ионная рекомбинация.
18. Химический и ионизационный состав плазмы при термодинамическом равновесии. Термодинамические функции.
19. Электропроводность, теплопроводность, температуропроводность и «диффузия» тепла. Потенциал потока тепла.
20. Диффузия и вязкость в плазменных средах.
21. Самостоятельный разряд. Пробой и зажигание самостоятельного разряда в постоянном однородном поле. Зависимость тока разряда во времени. Потенциал зажигания.
22. Тлеющий разряд. Распределение параметров по длине разрядного промежутка. ВАХ тлеющего разряда. Определение условий зажигания тлеющего разряда и его поддержание.
23. Катодный слой и положительный столб тлеющего разряда. Переходные области, диффузионные процессы, контракция, стратифицирование.
24. Дуговые разряды и основные процессы в нем. Образование и динамика лавин.
25. Искровой разряд (лавина, стример), критерий возникновения.
26. Коронный разряд. Критерий зажигания. ВАХ коронного разряда. Коронный разряд в высоковольтных линиях передач. Молния.
27. Высокочастотный разряд. ВЧ - емкостной разряд. Критерий зажигания.
28. ВАХ - ВЧЕ разряда. Две формы ВЧЕ разряда.
29. ВЧ – индукционный разряд. Критерий зажигания. ВАХ разряда.
30. СВЧ - пробой, предельные p_d для таунсендовского пробоя.
31. Уравнение кинетики ионизации СВЧ-разряда.
32. Функция распределения частиц по энергиям в СВЧ разряде. СВЧ-разряд в резонаторе.
33. Принципы подобия разрядов.
34. Разряды в лазерах непрерывного действия
35. Газовые лазеры. Принцип генерации, основные процессы. Практическая реализация газовых лазеров - две модели.
36. Структура переходного слоя плазма – твердое тело.
37. Электронные слои. Условие существования дебаевского слоя.
38. Процессы на поверхности. Адсорбция. Десорбция.
39. Процессы на поверхности. Поверхностная ионизация. Распыление поверхностей. Эмиссия электронов с поверхностей.
40. Пылевая плазма. Взаимодействие заряженных макрочастиц между собой.
41. Линейные колебания в однородной пылевой плазме.
42. Генераторы плазмы практического назначения.
43. Ионные источники как генераторы плазмы. Эрозийные генераторы плазмы.
44. Микроволновые генераторы плазмы и их практические приложения.
45. Высокочастотные генераторы плазмы и их практические приложения.
46. Применение плазмы в бытовой технике.
47. Ионные и плазменные космические двигатели.
48. Применение плазмы в решении экологических проблем атмосферы Земли. Очистка газов от пылевых частиц. Очистка отходящих газов от окислов серы и азота.
49. Плазменные методы удаления органических отходов.
50. Применение плазмы в решении озонового слоя Земли.
51. Применение плазмы в решении проблемы уничтожения отходов жизнедеятельности человека, включая боевые отравляющие вещества. Плазменная стерилизация.

52. Применение плазмы для модификации поверхностных слоев материалов и синтеза новых материалов.
53. Применение плазмы в микроэлектронике.
54. Плазмохимическое нанесение полимерных покрытий и модификация их поверхностей.
55. Применение плазмы в синтезе новых материалов.
56. Плазменный катализ.
57. Плазменно-энергетические технологии.

ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ (контрольно-практические занятия)

1. Интерферометрия плазмы микроволновым излучением.
 2. Диагностика потоков заряженных частиц электростатическим анализатором с углом поворота $\rho/2$.
 3. Диагностика потоков заряженных частиц магнитным анализатором.
 4. Диагностика потоков заряженных частиц фильтром Вина.
 5. Определение плотности частиц плазмы зондом Стензела.
 6. Определение потенциала плазмы потоком заряженных частиц.
 7. Определение потенциала плазмы по спектру излучения.
1. Влияние длины полого катода на спектр излучения газового разряда.
 2. Влияние длины полого катода на вольт-амперную характеристику газового разряда.
 3. Исследование скачков напряжения в разряде с полым катодом.
 4. Получение и исследование водородно-кислородного пламени.
 5. Аппаратура и методы регистрации энергетического распределения вторичных электронов.

СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА

Лабораторный стенд №1	Определение ВАХ источников и измерения интегральных параметров ионных пучков.
Лабораторный стенд №2	Спектрометрия плазмы с помощью прецизионного монохроматора МДР-41.
Лабораторный стенд №3	Панорамные спектрометрические измерения параметров плазмы разрядов различного типа монохроматором-спектрометром оптического диапазона Solarti
Лабораторный стенд №4	Измерение параметров плазмы разрядов различного типа электрическими зондами и электростатическим анализатором с использованием многофункциональных плат National Instrument и программируемых источников питания фирмы Agilent.
Лабораторный стенд №5	Изучение явления стратификации тлеющего разряда и условий возникновения перегревных волн с использованием плат сбора информации NI
Лабораторный стенд №6	Спектрометрические измерения в области НЧ, ВЧ и СВЧ колебаний, генерируемых плазменными источниками.
Лабораторный стенд №7	Микроволновая (резонаторная) диагностика параметров тлеющего разряда в трубке с полым катодом.

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КУРСУ

1 семестр:

Зондовая диагностика параметров плазмы:

1. «Изучение одиночного электрического зонда. Определение концентрации плазмы, температуры электронной компоненты, потенциала плазмы и плавающего потенциала».
2. «Изучение двойного зонда. Определение температуры электронной компоненты плазмы».
3. «Изучение эмиссионного зонда. Измерения потенциала плазмы и его связи с плавающим потенциалом и электронной температурой».

Корпускулярная диагностика параметров плазмы:

4. «Изучение сеточного электростатического анализатора. Определение спектров энергий потоков заряженных частиц».
5. «Изучение анализатора с углом поворота $\pi/2$. Определение параметров ионного потока плазмы».
6. «Изучение магнитного анализатора параметров потока частиц».
7. «Изучение работы магнитного анализатора параметров пульсирующего плазменного потока».

II семестр:

СВЧ диагностика плазмы:

1. «Резонаторная диагностика плазмы».
2. «Интерферометрия плазмы».

Разряд постоянного тока.

3. «Изучение разряда постоянного тока».
4. «Изучение параметров стратофицированного разряда».

Изучение источников плазмы

5. «Исследование параметров плазмы, формируемой плазменным источником с наколенным катодом КЛАН-1».
6. «Исследование параметров плазмы, формируемой плазменным источником типа Кауфмана КЛАН-2».
7. «Исследование параметров плазмы, формируемой ВЧ-плазменным источником КЛАН-3».

Автотермический процесс – процесс, при котором энергию, необходимую для осуществления **эндоэргических** реакций, получают за счет внутренней энергии реагентов, например, сжигания части введенного топлива.

Адгезия – (от латинского слова *adhaesio* – притяжение, сцепление, прилипание), явление соединения приведенных в контакт поверхностей конденсированных фаз. Эти фазы составляют основу образующегося в результате молекулярного (по всей межфазной площади) контакта адгезионного соединения и называются **субстратами**, а вещества, обеспечивающие соединение **субстратов**, – адгезивы. Обычно субстраты это твердые тела (металлы, **полимеры**, реже – стекла, керамика), адгезивы – **жидкости** (растворы или **расплавы полимеров**, реже – низкомолекулярные продукты). Частный случай адгезии – **аутогезия**, реализуемая при молекулярном контакте двух одинаковых по составу и строению объектов.

Адсорбция – способность вещества поглощать своей поверхностью газообразные и растворенные вещества за счет образования физических или химических связей с ними.

Активные частицы плазмы – частицы, способные при столкновениях с реагентами инициировать химические реакции. Это электроны, ионы, радикалы, атомы, возбужденные атомы и молекулы, образованные в плазме.

Анизотропия – (от греческого слова anisos – неравный и tropos – направление) означает зависимость физических свойств (механических, оптических, электрических и др.) вещества от направления. Анизотропия характерна для [кристаллов](#) и связана с их симметрией: чем ниже симметрия, тем сильнее анизотропия. В отношении некоторых свойств, например, плотности, удельной [теплоемкости](#), [кристаллы](#) изотропны, т.е. эти свойства не зависят от направления. Анизотропия [жидких кристаллов](#) и некоторых [жидкостей](#) объясняется частичной упорядоченностью в ориентации [молекул](#) и анизотропией некоторых их свойств (например, поляризуемости). В изотропных средах под действием электрического или магнитного полей, механических воздействий может возникнуть искусственная анизотропия их характеристик.

Аллотермический процесс – процесс, при котором энергия, необходимая для осуществления *эндоэргического* процесса вводится в систему извне.

Аэрозоли – (от греческого aēr – [воздух](#) и латинского sol(utio) – раствор) представляют собой [дисперсные системы](#) с газовой дисперсионной средой и твердой или жидкой дисперсной фазой. **Классификация аэрозолей**. По способу образования различают **конденсационные** и **диспергационные** аэрозоли. **Конденсационные аэрозоли** возникают в результате присоединения друг к другу [молекул](#) вещества в пересыщенном [паре](#) (так называемая гомогенная нуклеация) или [конденсации пара](#) на присутствующих в нем [ионах](#) или мельчайших частицах другого вещества – ядрах [конденсации](#) (гетерогенная нуклеация). Конденсация аэрозолей с жидкой дисперсной фазой называется **туманами**, с твердой – **дымами**. **Диспергационные аэрозоли** с твердыми частицами (пыли) образуются в [атмосфере](#) в природных условиях, а также при [измельчении твердых тел](#) в шахтах, пересыпании [порошков](#) (муки, мела) и т.п. Аэрозоли с жидкой дисперсной фазой (иногда их называют спреями) возникают при распаде струй или пленок [жидкости](#), например, при распылении жидкого [топлива](#) в двигателях внутреннего сгорания. Важные практические случаи образования жидких аэрозолей – распыление [жидкости](#) под воздействием расположенного в ней источника акустических колебаний, а также разрушение струй при воздействии поля электрического потенциала.

ВАХ – вольт-амперная характеристика.

ВУФ – вакуумный ультрафиолет. Излучение в диапазоне дин волн 100 – 200 *нм*.

ВЧ – высокая частота.

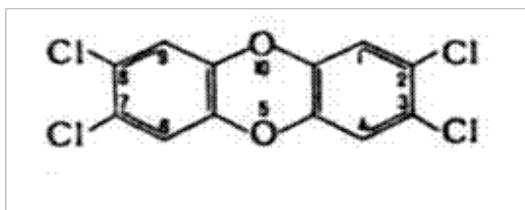
Вязкость – свойство [газов](#) и [жидкостей](#) оказывать сопротивление необратимому перемещению одной их части относительно другой при сдвиге, растяжении и др. видах [деформации](#). Вязкость характеризуют интенсивностью работы, затрачиваемой на осуществление течения [газа](#) или [жидкости](#) с определенной скоростью.

Гетерогенные реакции (процессы) – химические реакции с участием веществ, находящихся в различных фазах и составляющих в совокупности **гетерогенную систему**.

Гетерогенная система – (от греческого слова heterogenes – разнородный), состоит из двух или нескольких фаз, т.е. частей, отличающихся по свойствам и соприкасающихся по поверхностям раздела. Примеры: жидкость и ее насыщенный [пар](#), твердая соль и ее насыщенный раствор, две ограниченно смешивающиеся друг с другом [жидкости](#). Микрогетерогенными часто называют [дисперсные системы](#) с размерами частиц дисперсной фазы от $5 \cdot 10^{-3}$ до 10 *мкм* (золи, микроэмульсии и др.). Иногда к микрогетерогенным системам относят растворы [полимеров](#) или [жидкости](#) вблизи критического состояния, характеризующиеся большими флуктуационными неоднородностями плотности или [концентрации](#). Следует, однако, иметь в виду, что в таких системах нет границ раздела фаз и они по существу являются **гомогенными**.

Гомогенная система – (от греческого слова *homogenes* – однородный) это система, состоящая из одной фазы, т.е. не содержащая частей, различающихся по свойствам и не имеющая поверхности раздела. В гомогенной системе могут присутствовать микро неоднородности, т.к. тепловое движение частиц, составляющих эту систему, приводит к локальным возмущениям ее параметров, обусловленным флуктуациями плотности или **концентрации** (в растворах), а в случае полярных и асимметричных **молекул** – и флуктуациями их ориентации. Тепловые флуктуации – причина рассеяния света в газообразных, жидких и кристаллических гомогенных системах.

Диоксин – (2,3,7,8-тетрахлордибензо[b,e]-1,4-диоксин, см. формулу), молекулярная масса 321,98, бесцветные **кристаллы** без запаха, температура плавления (320-325) °С (не разлагается до 750 °С), растворимость в **воде** около 0,001%, в **ацетоне** – 0,2%, в ароматических **углеводородах** – до 15%. Химически инертен, время разложения в почве на 50% составляет от 6 месяцев до 1 года. Источниками загрязнения **окружающей среды** диоксином являются побочные продукты целлюлозно-бумажной промышленности, отходы металлургической промышленности, выхлопные **газы** двигателей внутреннего сгорания и др. Диоксин – высокотоксичное вещество, обладающее разносторонней физиологической **активностью**: раздражает **кожу** (минимальная **доза** 0,0003 мг/кг), поражает печень, обладает тератогенным, мутагенным, канцерогенным действием. Способен накапливаться в **организме**.



Диссоциация – полный или неполный распад молекул на составляющие их элементы (атомы).

Диффузия – процесс переноса материи или энергии из области с высокой концентрацией в область с низкой концентрацией.

Изотропия – независимость физических свойств (механических, оптических, электрических и др.) вещества от направления.

Имплантация – (от латинского слова – *im(in)* – в, внутрь и *plantatio* – сажание) встраивание, внедрение.

Катализ – (от греческого слова *katalysis* – разрушение) процесс изменения скорости химической реакции при воздействии веществ (катализаторов), которые участвуют в реакции, но не входят в состав ее продуктов. **Катализатор** не находится в стехиометрических отношениях с продуктами и регенерируется после каждого цикла превращения реагентов в продукты.

Катализатор– вещество (вещества), изменяющее скорость химической реакции или вызывающее ее, но не входящее в состав продуктов. Различают катализаторы гомогенные и гетерогенные.

Кластеры – (от английского слова *cluster*, буквально – пучок, рой, скопление), группы близко расположенных, тесно связанных друг с другом **атомов**, **молекул**, **ионов**, иногда ультрадисперсных частиц. Понятие **кластер** пока не имеет четкой определенности и иногда используется для обозначения совершенно разных систем.

Контракция (плазменного столба) – шнурование плазменного столба в тонкий, ярко светящийся токовый канал.

КПД – коэффициент полезного действия.

МГД-генератор – магнитогидродинамический генератор.

Неравновесность – отличие состояния системы от термодинамического равновесия. Может проявляться в существовании нескольких температур, характеризующих распределения разных частиц по энергиям, или в отличии распределений частиц по энергиям (скоростям) от Максвелл-Больцмановского распределения.

ОКГ – оптический квантовый генератор.

Окружающая среда – среда обитания и деятельности человечества, окружающий человека природный и созданный им материальный мир. Окружающая среда включает природную среду и искусственную (техногенную) среду, т.е. совокупность элементов среды, созданных из природных веществ трудом и сознательной волей человека и не имеющих аналогов в девственной природе (здания, сооружения и т.п.). Общественное производство изменяет окружающую среду, воздействуя прямо или косвенно на все ее элементы. Это воздействие и его негативные последствия особенно усилились в эпоху современной НТР, когда масштабы человеческой деятельности, охватывающей почти всю географическую оболочку Земли, стали сравнимы с действием глобальных природных процессов.

Органические соединения – химические соединения, содержащие углерод.

ppm – parts per million. Миллионные части. Измерение в ppm популярно для относительных величин при крайне малых значениях отношения параметра к базовому, когда стандартная процентная мера возвращает значения миллионных долей процента. Фактически ppm сдвигает десятичную точку вправо на 6 разрядов, возвращая целочисленное значение.

Плазмохимическая полимеризация (плазменная, газоразрядная) – процесс образования высокомолекулярных продуктов в плазменных средах. Низкомолекулярное органическое вещество, введенное в разряд, превращается в высокомолекулярный продукт в виде полимерных пленок на поверхности твердых тел, контактирующих с плазмой или её послесвечением, и (или) полимерного порошка (макрочастиц) в объеме реактора. Структура полученных материалов отличается от структуры полимеров, полученных традиционными способами.

Плазмохимические реакции – реакции, проходящие в условиях плазмы, т.е. с участием заряженных частиц, возбужденных частиц и радикалов, генерируемых плазмой. Плазма осуществляет подвод энергии внешнего источника к системе.

Плазмохимическое (сухое) травление – удаление поверхностных слоев материала в результате действия частиц плазмы и химических реакций с продуктами объемных плазмохимических реакций. Различают изотропное травление – скорость травления материала изотропно распределена в пространстве и анизотропное травление – материал удаляется преимущественно в определенном направлении. Селективность травления характеризует соотношение скоростей травления различных материалов.

Потенциал ионизации – величина, равная работе, которую надо совершить для отрыва электрона от атома (молекулы).

Приведенная масса – условная характеристика распределения масс в движущейся механической или смешанной (например, электромеханической) системе, зависящая от физических параметров системы (масс, моментов инерции, и т.д.) и от закона её движения.

Прицельный параметр – (прицельное расстояние, параметр удара), в классической теории рассеяния частиц – расстояние между рассеивающим силовым центром и линией первоначального движения рассеиваемой частицы

Радикалы свободные – химические частицы с неспаренными [электронами](#) на внешних [орбиталях](#), которые обладают парамагнетизмом и высокой реакционной способностью. Свободные радикалы могут быть короткоживущими (время жизни доли секунды) или долгоживущими (до нескольких лет), нейтральными или заряженными, иметь один или большее число неспаренных [электронов](#) (например, бирадикалы), быть твердыми, жидкими или газообразными веществами. Стабильность свободных радикалов определяется скоростями их [рекомбинации](#) или [диспропорционирования](#).

Рекомбинация – **Рекомбинация** ионов и электронов, образование нейтральных атомов или молекул из свободных электронов и положительных атомных или молекулярных [ионов](#); процесс, обратный [ионизации](#). Р. происходит главным образом в ионизованных газах и [плазме](#) и приводит к практически полному исчезновению заряженных частиц при отсутствии противодействующих ей факторов. Атомы и молекулы при Р. образуются не только в основном, но и в возбуждённых состояниях. Поэтому выделяющаяся в акте Р. энергия W (за вычетом кинетической энергии рекомбинирующих частиц) может быть различна. Р. характеризуют коэффициентом Р. α ; умноженный на произведение концентраций зарядов, он даёт интенсивность Р. (скорость исчезновения заряженных частиц).

СВЧ – сверхвысокая частота.

Сорбент – (от лат. *sorbens* – поглощающий) – твердые тела или жидкости, применяемые для поглощения газов, паров или растворенных веществ. Широко используют [активированный уголь](#), [силикагель](#), [оксид алюминия](#), различные [ионообменные смолы](#), [дибутилфталат](#) и др. Твердые сорбенты подразделяются на гранулированные и волокнистые. Волокнистые сорбенты обладают более высокой кинетикой [сорбции](#) за счет более высокой [удельной поверхности](#) и большей доступности [функциональных групп](#).

СПД – стационарный плазменный двигатель.

Среднее время свободного пробега – время, соответствующее вероятности столкновения $(1 - e^{-1})$ 100% \approx 63%.

Средняя длина свободного пробега – длина пути, на котором вероятность столкновения составляет $(1 - e^{-1})$ 100% \approx 63%.

Средняя частота столкновений – частота, соответствующая вероятности столкновения $(1 - e^{-1})$ 100% \approx 63%.

Страта – разбиение положительного столба газового разряда на пространственно регулярные слои с разной светимостью.

Стратосфера – (от латинского слова. Stratum – настил и греческого sphaira – шар) верхний слой атмосферы, расположенный над **тропосферой** на высоте от 11 до 75 км над уровнем моря.

Стример (stream – поток) – тонкий канал ионизованного газа.

Теплопроводность – явление передачи энергии от более нагретых участков тела к менее нагретым в результате теплового движения и взаимодействия частиц, из которых состоит тело.

Термические процессы – процессы, инициированные нагревом (равновесные процессы).

Термоэмиссия – эмиссия электронов с нагретого тела.

Тропосфера – (от греческого слова tropos – поворот и слова сфера) нижний слой атмосферного воздуха, который простирается от поверхности земли до начала стратосферы.

ТЭЦ – теплоэнергоцентральный.

Удельный энерговклад ($E_{уд}$) – одна из важнейших характеристик, однозначно определяющих внутренние параметры плазмы и энергетику плазмохимического процесса. В случае квазиоднородной плазмы этот параметр может находиться по полному энерговкладу в плазму и ее объему, определяет усредненные по объему физико-химические свойства плазмы и является параметром сравнения разрядов. Результативность использования понятия «удельный энерговклад» значительно уменьшается в случае сильно неоднородной плазмы: для его определения необходимо знать пространственные распределения параметров плазмы, а усредненное по объему значение $E_{уд}$ не упрощает, а усложняет сравнение разрядов, поскольку $E_{уд}$ не позволяет однозначно связать внутренние и внешние параметры плазмы, а ставит в соответствие неоднородной плазме однородную с тем же значением $E_{уд}$. В этом случае $E_{уд}$ может использоваться только для макроскопического описания химической активности разрядов.

УТС – управляемый термоядерный синтез.

УФ – ультрафиолетовая область спектра. Излучение в диапазоне длин волн 200 – 300 нм.

Фотоэмиссия – эмиссия электронов под действием квантов энергии.

Фреоны (хладоны) – насыщенные [фторуглероды](#) или полифторуглероды (часто содержат также [атомы](#) Cl , реже – Br). Их торговые названия состоят из фирменного названия (в России – [хладон](#), в США – [фреон](#), по международному стандарту – буква R) и цифрового обозначения, в котором первая цифра – число [атомов](#) « C » минус единица (для соединений метанового ряда эта цифра опускается), вторая – число [атомов](#) « H » плюс единица, третья – число [атомов](#) « F » (если число [атомов](#) фтора больше 9, то ставится дефис и далее цифра, указывающая на число [атомов](#) « F » в молекуле), например, [дифторхлорметан](#) CHF_2Cl называется [хладоном](#) 22, [декафторбутан](#) C_4F_{10} – [хладоном](#) 31-10. Для хладонов, содержащих [атомы](#) « Br », ставится буква B и цифра, показывающая число [атомов](#) « Br », например, [дифторхлорбромметан](#) CF_2ClBr называется [хладоном](#) 12B1. Для циклических хладонов перед цифровым обозначением ставится буква C , напр. [перфторциклобутан](#) наз. [хладоном](#) C318.

Химическая активность плазмы – способность плазмы производить целенаправленные химические изменения в исходной газовой среде или в образцах, помещенных в плазму. Такое воздействие обусловлено присутствием в плазме активных частиц - атомов, радикалов, возбужденных атомов и молекул и заряженных частиц (ионы, электроны). Таким образом, химическая активность плазмы определяется ее внутренними параметрами. При известной цели воздействия можно ввести количественную меру химической активности: в случае разложения такой мерой является степень разложения, в случае синтеза – степень конверсии исходного

вещества в определенный продукт, в случаях травления и осаждения пленок – скорости травления и осаждения и т.д.

ЭДС – электродвижущая сила.

Экология – (от греческого слова *oikos* – дом, жилище, местопребывание и ...логия), наука об отношениях живых организмов и образуемых ими сообществ между собой и с окружающей средой. Термин "экология" предложен в 1866 Э. Геккелем. Объектами экологии могут быть популяции организмов, виды, сообщества, экосистемы и биосфера в целом. С середины XX в. в связи с усилившимся воздействием человека на природу экология приобрела особое значение как научная основа рационального природопользования и охраны живых организмов, а сам термин "экология" – более широкий смысл.

Электропроводность – электрическая проводимость, проводимость, способность тела пропускать [электрический ток](#) под воздействием электрического поля, а также физическая величина, количественно характеризующая эту способность. Тела, проводящие электрический ток, называются проводниками, в отличие от изоляторов ([диэлектриков](#)). Проводники всегда содержат свободные (или квазисвободные) носители заряда – электроны, ионы, направленное (упорядоченное) движение которых и есть электрический ток. Электропроводность большинства проводников ([металлов](#), [полупроводников](#), [плазмы](#)) обусловлена электронами (в плазме небольшой вклад в электропроводность вносят также ионы). Ионная электропроводность свойственна [электролитам](#).

Эндозергические реакции – реакции, идущие с поглощением энергии.

Энергетическая эффективность процесса (h) определяет долю удельной поглощенной плазмой энергии, идущую на получение целевого продукта $h=cDH/E_{уд}$ где c – степень конверсии, DH – энтальпия образования молекулы целевого продукта.

Эрозия – (от лат. *erosio* – разъедание) разрушение поверхности веществ механическими воздействиями – потоками частиц, ударами, трением и т. п.

ЭЦР – электронный циклотронный резонанс.

ЛИТЕРАТУРА

Список рекомендуемой литературы

к главе 1

1. Месси Г. Отрицательные ионы. – М.: Мир, 1979. -758 с.
2. Шкаровский И.П., Джонстон Т., Бачинский М.П. Кинетика частиц плазмы. – М.: Атомиздат, 1969. -396 с.
3. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. – М.: Наука, 1984. -416 с.
4. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. – М.: Мир, 1977.
5. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. -527 с.
6. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. – М.: Наука, 1978. -416 с.

к главе 2

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учеб. руководство. – М.: Наука, 1987. -592с.
2. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах /Пер. с англ./ – М.: Гос. изд. технико-теоретической литературы, 1950. -668 с.
3. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. -Глав. редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1971. -543 с.
4. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. – М.: Наука, 1980. -416 с.
5. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме: Учеб. руководство. – М.: Наука, 1987. -160 с.
6. Князев Б.А. Низкотемпературная плазма и газовый разряд: конспект лекций – части 1, 2 /Интернет-версия, – Новосибирск, 2000. -164 с.
7. Физ. энциклопедия. – М.: науч. изд. «Большая Российская энциклопедия»,
8. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. – М.: Изд. «Наука», 1968. -328 с.
9. Голант В.Е. Газовый разряд на сверхвысоких частотах //Успехи физических наук. -Т. LXV, вып. 1. -1958. -С. 39-86.
10. Физика и технология источников ионов /Под ред. Я Брауна. Пер. с англ. – Мир, 1998. -496 с.
11. Braithwaite N St J. Introduction to gas discharge Plasma Sources. //Sci.Technol. -9(2000). -P. 517-527.
12. Conrads H., Schmidt M. Plasma generation and plasma sources //Plasma Sources Sci.Technol. -9(2000). -P. 441-454.

к главе 3

1. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. -525 с.
2. Морозов А.И. и др. //Физика плазмы. -Т. 30. -2004. -С. 299-306.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортов. – М.: Изд. «Наука», 2000. -Т.III, -С. 7-229.
4. Фортов В.Е. и др. Физика неидеальной плазмы. – М.: Физматгиз, 2004. -224 с.
5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е.Фортова – М.: Изд. «Наука», 2000. Т.II, -С. 5-329.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Изд. «Наука», 1992. -592 с.
7. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостной разряд. – М.: Изд. «Наука», 1995. -325 с.
8. Семашко Н.Н. и др. Инжекторы быстрых атомов. – М.: Изд. «Энергоиздат», 1981. Гл.III.
9. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортова – М.: Изд. «Наука», 2000. -Т.IV.
10. Ваганов А.Б. и др. Многофункциональный воздушно-плазменный медицинский аппарат. В сб. «Плазменная техника и плазменные технологии». – М.: Изд. МГТУ им Н.Э Баумана. 2003. -С.39-52.
11. Морозов А.И. Физика плазмы. -Т.19. -2003. -С.261-276.

к главе 4

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Изд. «Наука». 2000. -Т.III, раздел VIII. -С. 286-382.
2. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Изд. «Наука». 2000. -Т. IV, раздел XI.5. -С. 331-445.

3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. -Тематический том VIII-1 Химия низкотемпературной плазмы. /Под ред. Ю.А. Лебедева, П.А. Платэ, В.Е. Фортова. – М.: Янус-К. 2005. -576 с.
4. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. -Тематический том XI-5 Прикладная химия плазмы. /Под ред. Ю.А. Лебедева, Н.А. Платэ, В.Е. Фортова. М.: Янус-К. 2006. -536 с.
5. *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* //УФН, 1995. -Т. 165. -С. 977; 1997. -Т. 167. -С. 945.
6. *Елецкий А.В.* //УФН, 2007. -Т. 177. -С. 233.
7. *Русанов В.Д., Фридман А.А.* Физика химически активной плазмы. – М.: Изд. «Наука», 1984. -415 с.
8. *Жуков М.Ф., Калинин Р.А., Левицкий А.А., Полак Л.С.* Плазмохимическая переработка угля. – М.: Изд. «Наука», 1990. -200 с.
9. *Карпенко Е.И., Мессерле В.Е.* Введение в плазменно-энергетические технологии использования твердых топлив. – Новосибирск: Изд. «Наука», 1997. -119 с.
10. Низкотемпературная плазма, -Т. 17: Плазменная безмазутная растопка котлов и стабилизация горения пылеугольного факела. /Под. Ред. В.Е. Мессерле, В.С. Перегудова. – Новосибирск: Изд. «Наука», 1995. -301 с.

Дополнительная литература

1. Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме. /Под ред. Л.С.Полака, – М.: Изд. «Наука», 1965. -253 с.
2. *Полак Л.С.* Неравновесная химическая кинетика и ее применение. – М.: Изд. «Наука», 1979. -248 с.
3. *Шехтер А.Б.* Химические реакции в электрическом разряде. – Л-М.: ОНТИ: Главная редакция общетехнической литературы, 1935. -152 с.
4. Очерки физики и химии плазмы. /Под ред. Л.С.Полака. – М.: Изд. «Наука», 1971. -452 с.
5. *Полак Л.С., Овсянников А.А., Словецкий Д.И., Вурзель Ф.Б.* Теоретическая и прикладная плазмохимия. – М.: Изд. «Наука», 1975. -304 с.
6. *Компаниец В.З., Овсянников А.А., Левицкий А.А., Полак Л.С.* Химические реакции в турбулентных потоках газа и плазмы. – М.: Изд. «Наука», 1978. -275 с.
7. *Словецкий Д.И.* Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. – М.: Изд. «Наука», 1980. -310 с.
8. Низкотемпературная плазма. /Под ред. акад. М.Ф. Жукова. – Новосибирск: Изд. «Наука», -Т. 3, -Т. 4, -Т.8, -Т.12, -Т.16, -Т.20.
9. Химия плазмы. /Под ред. Л.С.Полака и Ю.А.Лебедева. – Новосибирск: Изд. «Наука», 1991. -328 с.
10. *Ганз С.Н., Пархоменко В.Д.* Получение связанного азота в плазме. – Киев: "Вища школа", 1976. -178 с.
11. *Туманов Ю.Н.* Низкотемпературная плазма и высокочастотные электромагнитные поля в процессах получения материалов для ядерной энергетики. – М.: Энергоатомиздат, 1989. -279 с;
12. *Пархоменко В.Д., Полак Л.С., Сорока П.И. и др.* Процессы и аппараты плазмохимической технологии. – Киев: Изд. «Вища школа», 1979. -256 с.
13. *Райзер Ю.П.* Физика газовых разрядов. – М.: Изд. «Наука», 1987. –591 с.
14. *Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л.* Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. – М.: Изд. «Наука», 1992. -264 с.
15. *Рыкалин Н.Н., Сорокин Л.М.* Металлургические ВЧ-плазмотроны. Электро- и газодинамика. – М.: Изд. «Наука», 1987. -163 с.
16. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.* Высокочастотный емкостной разряд: физика, техника эксперимента, приложения. – М.: Изд. «Наука», Физматлит, 1995. -310 с.
17. *Батенин В.М., Климовский И.И., Лысов Г.В., Троицкий В.Н.* СВЧ-генераторы плазмы.: физика, техника, применение. – М.: Энергоатомиздат, 1988. 223 с;

18. *Иванов А.А., Соболева Т.К.* Неравновесная плазмохимия. – М.: Атомиздат, 1978. -327 с.
19. *Бычков В.Л., Васильев М.Н., Коротеев А.С.* Электронно-пучковая плазма. Генерация, свойства, применение. – М.: Изд. МГОУ, А/О Росвузнаука, 1993. -167 с.

Список использованной литературы к главе 1

1. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. -592 с.
2. *Смирнов Б.М.* Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. – М.: Атомиздат, 1968. -364 с.
3. *Кролл Н., Трайвеллис А.* Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. -525 с.

Список использованной литературы к главе 2

1. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда: Учеб. руководство. – М.: Наука, 1987. -592с.
2. *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах /Пер. с англ./ – М.: Гос. изд. технико-теоретической литературы, 1950. -668 с.
3. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. -Глав. редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1971. -543 с.
4. *Райзер Ю.П.* Основы современной физики газоразрядных процессов. – М.: Наука, 1980. -416 с.
5. *Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т.* Физические явления в газоразрядной плазме: Учеб. руководство. – М.: Наука, 1987. -160 с.
6. *Князев Б.А.* Низкотемпературная плазма и газовый разряд: конспект лекций – части 1, 2 /Интернет-версия, – Новосибирск, 2000. -164 с.
7. Физ. энциклопедия. – М.: науч. изд. «Большая Российская энциклопедия»,
8. *Голант В.Е.* Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. – М.: Изд. «Наука», 1968. -328 с.
9. *Голант В.Е.* Газовый разряд на сверхвысоких частотах //Успехи физических наук. -Т. LXV, вып. 1. -1958. -С. 39-86.
10. Физика и технология источников ионов /Под ред. Я Брауна. Пер с англ. – Мир, 1998. -496 с.
11. *Braithwaite N St J.* Introduction to gas discharge Plasma Sources. //Sci.Technol. -9(2000). -P. 517-527.
12. *Conrads H., Schmidt M.* Plasma generation and plasma sources //Plasma Sources Sci.Technol. -9(2000). -P. 441-454.

Список использованной литературы к главе 3

1. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. – М.: Физматлит, 2006. -С. 345-528.
2. Энциклопедия низкотемпературной плазмы /Под ред. В.Е. Фортова – М.: Наука, 2000. -Т. 2. -С. 5–329.
3. *Морозов А.И.* Физика плазмы. -Т.19. -2003. -С.261–276.

Список использованной литературы к главе 4

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2000. -Т. III, раздел VIII. -С. 286-382.
2. Энциклопедия низкотемпературной плазмы /Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2000. -Т. IV, раздел XI.5. -С. 331-445.

3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. -Тематический том VIII-1: Химия низкотемпературной плазмы. /Под ред. Ю.А. Лебедева, П.А. Платэ, В.Е. Фортова. – М.: Янус-К, 2005. -576 с.
4. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. -Тематический том XI-5: Прикладная химия плазмы /Под ред. Ю.А. Лебедева, Н.А. Платэ, В.Е. Фортова. – М.: Янус-К, 2006. -536 с.

ИНТЕРНЕТ РЕСУРСЫ

<http://www.plasmas.org/> – плазма – четвертое состояние вещества.

<http://www.plasmacoalition.org/> – объединения по изучению плазмы.

<http://www.eps.org/> – европейское физическое общество.

<http://www.kiae.ru/> – курчатовский институт.

<http://www.kipt.kharkov.ua/indexr.html> – национальный научный центр. Харьковский физико-технический институт.

<http://fusedweb.llnl.gov/> – исследования ядерной энергии.

<http://plasma-gate.weizmann.ac.il/PlasmaI.html> – плазма в интернете.

<http://www.aip.org/> – американский институт физики.

http://www-ssc.igpp.ucla.edu/ssc/spgroup_edu.html#currents – образование. Плазменные процессы.

<http://www.plasmas.org/plasma-physics.htm> – перспективы использования плазмы.

<http://www.physics.ucla.edu/plasma-exp/> – основы физики плазмы.

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ

Освоив курс, студент должен:

знать основные кинетические процессы протекающие в газовом разряде, основные способы создания плазмы и ее характеристики, процессы, сопровождающие взаимодействие плазмы с поверхностями, плаздохимические процессы применительно к современным технологиям, получить практические навыки работы с основными средствами диагностики параметров плазмы с использованием современных способов их обработки.

Для закрепления студентами полученных знаний студент должен выполнить 7 лабораторных работ в семестр (14 за два семестра обучения), 2-а контрольных практических задания или 1-ну курсовую работа (по выбору).

В рамках читаемого курса в физических лабораториях Университета студенты выполняют лабораторные работы, количество которых определено учебным планом по дисциплине, а также выполняют исследовательские работы - контрольные практические задания или курсовую работу.

Лабораторное занятие - практическое учебное занятие, проводимое в учебных лабораториях с целью углубления знаний и приобретения навыков постановки и проведения эксперимента в

области изучаемой дисциплины.

Объектами изучения при проведении лабораторных занятий являются газоразрядная плазма, системы диагностики параметров плазмы, программное обеспечение обработки экспериментальных результатов.

Курсовая работа представляет собой самостоятельную учебную работу – первое научное исследование, в которой студентом раскрываются теоретические и практические проблемы избранной темы. Курсовая работа должна представлять законченный материал, в котором представлены результаты, раскрывающие закономерности взаимосвязи между изучаемыми явлениями, процессами и содержать авторское видение решения поставленной задачи.

Объектами исследований при выполнении курсовой работы являются процессы протекающие в газоразрядной плазме и источники плазмы различного практического назначения. Результаты курсовой работы могут являться частью будущей магистерской диссертации.

Контрольное практическое задание – самостоятельная учебная работа, направленная на постановку физического эксперимента, связанного с модернизацией и совершенствованием работ специального лабораторного практикума. Отчет по контрольному практическому заданию должен представлять собой законченный материал, в котором представлены результаты самостоятельной работы студента по разработке и постановке новых упражнений лабораторного практикума, по совершенствованию постановки эксперимента, разработки новых схем измерений, повышения точности измерений или обработки экспериментальных данных и содержать авторское видение поставленной задачи. Объектом исследований при выполнении контрольного практического задания являются лабораторные стенды специального практикума сопутствующего курсу лекций «Физике газового разряда и его современные приложения».

Организация лабораторного практикума. Общие правила:

- Лабораторные работы выполняются студентами согласно установленному в начале семестра расписанию.
- Лабораторная работа выполняется исследовательской группой, не превышающей 2-х человек.
- Количество лабораторных работ, выполняемых за учебное занятие, не превышает одну работу.
- Перенос выполнения назначенной лабораторной работы допускается только в пределах расписания по согласованию с преподавателем.
- При обнаружении схожих отчётов у различных исследовательских групп результаты работ и отчеты аннулируются, а студенты, сдавшие такие отчёты, переделывают работу в дни и время, согласованные с преподавателем.

К выполнению работы не допускаются учащиеся, которые:

- не прошли аттестацию по технике безопасности;
- грубо нарушают правила внутреннего распорядка в лаборатории;
- не подготовились к выполнению лабораторной работы;
- опоздали к началу занятий;
- не защитили отчёт по предыдущей работе;
- пропустили два и более занятий без уважительной причины.

Организация лабораторных занятий включает:

- самостоятельную внеаудиторную подготовку студента в соответствии с методическими рекомендациями;
- первичный контроль преподавателем степени подготовленности каждого студента к выполнению лабораторной работы;
- выполнение всех заданий (упражнений) лабораторной работы в полном объеме;
- оформление отчета и его защиту исследовательской группой в сроки, установленные преподавателем;
- учет преподавателем текущего и итогового рейтингов каждого из студентов по результатам выполнения и защиты ими отдельных лабораторных работ.

Студент имеет право:

- получить необходимые для выполнения лабораторной работы методические материалы в бумажном или электронном видах;
- проводить лабораторные работы по оригинальным методикам при предварительном согласовании их с преподавателем;
- выполнить лабораторную работу, пропущенную по уважительной причине, в часы, согласованные с преподавателем.

Студент обязан:

- самостоятельно, согласно методическим рекомендациям, подготовиться к выполнению лабораторной работы, и получить допуск к ее выполнению по результатам краткого опроса в начале занятий;
- данные (условия экспериментов) и результаты измерений вносятся в протокол (персональный файл), выдаваемый преподавателем студентам, получившим допуск к выполнению работы;
- по выполнении экспериментальной части лабораторной работы студент предъявляет результаты измерений преподавателю, которые сохраняются в виде электронного файла на рабочем компьютере преподавателя, а копии файла выдаются студентам для оформления отчета;
- при пропуске занятия подготовиться к следующей по расписанию работе. Дату выполнения пропущенной работы необходимо согласовать с преподавателем.

Студент несет ответственность:

- за пропуск лабораторных занятий по неуважительной причине;
- за отсутствие подготовки к выполнению назначенной работы;
- за несвоевременную сдачу отчетов и их защиту;
- за порчу имущества и нанесение материального ущерба лаборатории.

Преподаватель несет ответственность:

- за качество постановки и проведения лабораторных работ;
- за поддержание рабочей дисциплины и порядка в лаборатории.

Преподаватель имеет право:

- отстранять от проведения лабораторных работ студентов, нарушающих установленные выше правила;
- требовать от студентов пропустивших занятия разрешения из деканата факультета на посещение последующих лабораторных занятий;

- проводить перед началом лабораторных работ контрольный опрос студентов;
- вносить в случае необходимости (из-за отказа оборудования, измерительных или вычислительных средств и т.п.) частичные изменения в программу выполняемой лабораторной работы.

Категорически запрещено:

- **включать** экспериментальные стенды, без разрешения преподавателя;
- **использовать** для выполнения лабораторной работы приборы и устройства, не входящие в состав экспериментального стенда и не предусмотренные техническим заданием;
- **включать (выключать)** не используемые в работе модули устройств, ручки и переключатели приборов;
- **вскрывать** блок-схемы программно-аппаратных средств измерений и вносить в них изменения;
- **включать лабораторные стенды**, в которых предусмотрены системы охлаждения без их активации;
- **Включать высоковакуумные насосы** без контроля давления ступени предварительного разряжения;
- **включать высоковольтные источники питания** без нагрузки;
- **включать генераторы СВЧ** без согласованной нагрузки;
- **включать источники оптического излучения** без защитного кожуха;
- **вскрывать** измерительные модули и приборы.

Организация выполнения курсовых работ или контрольных практических заданий.

Подготовка и защита курсовой работы, а также ее оценка в учебной программе каждого направления определяется большой ролью этого вида подготовки специалиста в общей системе учебных программ, нацеленных на фундаментальность и систематичность образования.

О необходимости выполнения курсовой работы студента информируют на первой лекции и предлагают в течение недели либо выбрать тему работы из предоставляемого списка, либо заранее самостоятельно обдумать и предложить тему будущей работы. Темы курсовых работ находятся на портале кафедры. Студент, консультируясь с преподавателями кафедры, за которой закреплено руководство курсовыми работами, определяет тему своей курсовой работы. В течение следующей недели утверждается тема и научный руководитель курсовой работы. Для завершения и защиты курсовой работы студенту предоставляется в конце семестра специально 1 неделя, свободная от аудиторных занятий.

Выполнение курсовых работ происходит по следующей схеме:

- выбор темы;
- поиск литературы и ее изучение;
- проведение расчетов, экспериментальных исследований и анализа полученных результатов;
- написание первого варианта и представление ее научному руководителю;
- исправление и доработка текста на основе замечаний руководителя;
- представление окончательного текста курсовой работы и ее защита перед учебной комиссией кафедры.

Отчетность (ведомость) по курсовой работе сдается в учебную часть в строго определенные сроки. Выполнение контрольных практических заданий происходит по аналогичной схеме, единственное отличие - сдача работы происходит курирующему ее преподавателю.

Ряд исследований, связанных с экспериментальной частью работы, требуют разработки программного, программно-аппаратного обеспечения или изготовления узлов, устройств или приспособлений для существующих в лаборатории по данному курсу стендов. Разработка программного, программно-аппаратного обеспечения осуществляется в дисплей-классе центра прикладных информационных технологий Университета, оснащенного всем необходимым оборудованием и программным обеспечением.

Часть работ (слесарных, электро- и радиомонтажных) выполняется студентом самостоятельно в технологической лаборатории кафедры экспериментальной физики, оснащенной соответствующим инструментарием и станками. Узлы, требующие квалифицированного изготовления, могут быть изготовлены в научно-производственных или стеклодувных мастерских Университета. В этом случае чертежи, самостоятельно подготовленные студентом, утверждаются преподавателем и оформляется заказ от кафедры экспериментальной физики согласно установленным в Университете правилам.

Основным требованием к студентам, ведущим экспериментальные исследования, является наличие удостоверения о сдаче в начале учебного года минимума по технике безопасности, строгое выполнение правил ТБ и выполнение требований и правил эксплуатации энергоустановок. Надзор за выполнением указанных требований осуществляется курирующим преподавателем.

В процессе работы над контрольным практическим заданием или курсовым проектом текущее состояние работы еженедельно обсуждается с преподавателем, курирующим их выполнение.

Обработка результатов практической части работы и подготовка отчета по курсовому проекту может быть выполнена студентом в дисплей-классе центра прикладных информационных технологий Университета, оснащенного практически всеми необходимыми аппаратными и программными ресурсами.

Защита курсовых работ осуществляется перед экспертной учебной комиссией, назначаемой зав. кафедрой на специальном заседании научного семинара кафедры и представляет собой публичное научное сообщение по результатам работы должным образом оформленное с использованием мультимедийных средств. Лучшие работы могут быть рекомендованы в качестве докладов на ежегодную Университетскую конференцию.

Условные обозначения

A – энергозатраты

$$A_0 = 6,06 \cdot 10^{-21} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-\frac{3}{2}}$$

A_i – атомная масса иона

A_p – постоянная Ричардсона

A^∞ – частица в возбужденном состоянии

$A^{\infty\infty}$ – частица в сверхвозбужденном состоянии

a – коэффициент прилипания электронов

a_0 – радиус Бора

\vec{B} – индукция магнитного поля

c – скорость света в вакууме

C_p – теплоемкость газа

D – коэффициент диффузии

D_e – коэффициент диффузии электронов

D_+ – коэффициент диффузии ионов

D_L – коэффициент диффузии частиц вдоль электрического поля

D_T – коэффициент диффузии частиц поперек электрического поля

D_α – коэффициент амбиполярной диффузии

\vec{d} – дипольный момент молекулы
 d_0 – эффективный диаметр молекулы (атома)
 \vec{d}_c – постоянный дипольный момент молекулы
 \vec{E} – напряженность электрического поля
 E_0 – энергия связи атома (иона) в решетке твердого тела
 e – заряд электрона
 \vec{F} – сила
 $f(W_e)$ – функция распределения электронов по энергиям
 g – статистический вес
 \hbar – постоянная Планка
 I – потенциал ионизации
 I_H – потенциал ионизации водорода
 I_p – энергия рекомбинации
 I_c – энергия связи
 I_- – энергия связи электрона и атома (молекулы) в отрицательном ионе
 J_{A2} – момент инерции молекулы
 J_t – плотность теплового потока
 J_ω – излучательная способность
 j – плотность электрического тока
 j_y – плотность тока Холла
 k – постоянная Больцмана
 k_d – константа скорости отлипания электронов от отрицательных ионов
 k_i – константа скорости ионизации
 k_r – константа скорости рекомбинации
 k_y – коэффициент газового усиления
 k_α – константа скорости прилипания электронов к атомам в тройном столкновении с участием электрона
 $k_{\alpha A}$ – константа скорости прилипания электронов к атомам в тройном столкновении с участием молекулы
 L – линейный масштаб
 $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм
 M – масса тяжелой частицы
 M_p – масса протона
 M_+ – масса иона
 m – масса электрона
 m' – приведенная масса
 N – концентрация частиц нейтрального газа
 n_d – концентрация макрочастиц
 n_e – концентрация электронов
 n_e^1 – линейная концентрация электронов
 n_m – концентрация частиц мишеней
 n_+ – концентрация ионов
 n_- – концентрация отрицательных ионов
 P – давление газа
 \vec{P} – импульс
 P_f – мощность ВЧ (СВЧ) источника
 Q – источник энергии
 Q_Γ – расход газа
 q – поток энергии
 q_m – заряд макрочастицы
 R_σ – электропроводимость
 r_d – радиус макрочастицы

r_D – Дебаевский радиус
 r_L – Ларморовский радиус
 r_0 – Кулоновский радиус
 S – коэффициент распыления материала
 T – температура
 T_d – температура макрочастиц
 T_e – температура электронов
 T_i – температура ионов
 T_g – температура газа
 U – потенциальная энергия
 U_{np} – напряжение пробоя
 U_d – энергия диссоциации молекулы
 U_ω – спектральная плотность излучения
 V – скорость
 \bar{V} – средняя скорость частиц
 V_A – скорость тяжелой частицы
 V_d – скорость дрейфа
 V_e – скорость электрона
 \bar{V}_e – средняя скорость электрона
 \bar{V}_+ – средняя скорость иона
 V_g – скорость потока газа
 V_m – скорость макрочастицы
 V_T – тепловая скорость
 V' – скорость относительного движения частиц
 W – энергия частицы
 W^* – пороговая энергия распыления
 W' – кинетическая энергия относительного движения частиц
 \bar{W} – средняя энергия частицы
 W_e – энергия электрона
 \bar{W}_e – средняя энергия электронов
 ΔW_E – средняя энергия, приобретаемая электроном от электрического поля
 W_p^* – пороговая энергия размножения электронов при вторичной электронной эмиссии
 Y – квантовый выход электронов
 α – поляризуемость молекулы
 α' – число прилипаний электронов на единице дрейфового пути
 α_E – коэффициент аккомодации энергии
 α_i – коэффициент ионизации
 α_k – степень конверсии
 α_T – первый коэффициент Таунсенда
 β_r – коэффициент рекомбинации
 $\beta_{r,d}$ – коэффициент диссоциативной рекомбинации
 $\beta_{r,A,v}$ – коэффициент ударно-радиационной рекомбинации с участием атомов
 $\beta_{r,e,v}$ – коэффициент ударно-радиационной рекомбинации с участием электронов
 $\beta_{r,v}$ – коэффициент фоторекомбинации
 β_{ii} – коэффициент ион-ионной рекомбинации
 β_{iiA} – коэффициент ион-ионной рекомбинации в тройных столкновениях
 β_x – параметр Холла
 γ – угол между векторами скоростей частицы до и после упругого столкновения
 γ_ω – коэффициент затухания
 $\delta = \frac{2m}{M}$
 ϵ – диэлектрическая проницаемость
 ϵ_ω – энерговклад

ϕ – работа выхода

$\phi_{\text{аб}}$ – коэффициент поглощения излучения

η – коэффициент вязкости

$\eta_{\text{ф}}$ – эффективность фильтра

η_i – ионизационная способность

Λ – отношение длины Дебая к кулоновскому радиусу

Λ_n – длина релаксации энергии

Λ_g – характерная диффузионная длина

λ – средняя длина свободного пробега частицы

$\bar{\lambda}$ – длина волны де Бройля

λ_D – Дебаевский радиус экранирования

λ_e – средняя длина свободного пробега электрона

λ_k – средняя длина свободного пробега электрона при кулоновском взаимодействии

λ_p – коэффициент подобия

λ_t – коэффициент теплопроводности

λ_+ – средняя длина свободного пробега иона

λ_R – реактивная ионизационная составляющая

λ_0 – длина волны

μ_e – подвижность электрона

μ_+ – подвижность иона

μ_- – подвижность отрицательного иона

ν – средняя частота столкновений частиц

ν_{A2} – частота собственных колебаний молекулы

ν_c – эффективная частота упругих столкновений частиц

ν_D – частота диффузионных уходов частиц

ν_d – частота отлипания электронов от отрицательных ионов

ν_i – частота ионизации

ν_k – частота столкновений частиц при кулоновском взаимодействии

ν_{η} – коэффициент кинематической вязкости

ν_{ee} – частота электрон-электронных столкновений

ν_{ei} – частота электрон-ионных столкновений

ν_{ii} – частота ион-ионных столкновений

ν_m – эффективная частота столкновений

ν_n – частота потерь энергии

ν_{α} – частота прилипания электронов к атомам (молекулам)

ρ – плотность зарядов

ρ_0 – прицельный параметр

ρ_g – плотность газа

σ – сечение столкновения

σ_a – сечение поглощения излучения

σ_b – коэффициент вторичной эмиссии

σ_0 – газокинетическое сечение столкновения

σ_c – эффективное сечение упругого рассеяния электрона

σ_e – электронная проводимость плазмы

σ_i – сечение ионизации

σ_k – сечение кулоновских столкновений

σ_x – эффективное сечение возбуждения

σ_T – проводимость

σ_{tr} – транспортное сечение столкновения

$d\sigma$ – дифференциальное сечение столкновения

$\sigma_{r,n}$ – сечение рекомбинационного излучения (фотозахвата)

σ_v – эффективное сечение фотоионизации
 σ_ω – сечение тормозного излучения
 τ – среднее время свободного пробега частиц
 τ_c – время между упругими столкновениями
 τ_D – время жизни частицы относительно ее выхода из объема
 τ_n – время релаксации энергии
 τ_r – время рекомбинации
 τ_w – время релаксации энергии
 φ – потенциал поля
 χ – угол рассеяния частицы
 χ_t – коэффициент температуропроводности
 χ_ω – полный коэффициент поглощения излучения
 Ω – телесный угол
 ω – частота
 ω_0 – резонансная частота
 $\omega(x)$ – вероятность столкновения частиц
 ω_B – циклотронная частота электронов
 ω_p – плазменная частота
 Γ – диффузионный поток частиц
 Γ_e – поток электронов
 Γ_+ – поток ионов

Календарный тематический план дисциплины

1 семестр

Недели	Лекции	Число часов	Практические занятия	Число часов
1.	Ионизованный газ. Основные параметры плазмы. Основные методы диагностики параметров плазмы. Основные понятия физики атомных столкновений.	2	Инструктаж по технике безопасности и правилам поведения в лаборатории	2
2.	Столкновения ионов с нейтральными частицами.	2	Лабораторная работа №1	2
3.	Неупругие столкновения электронов с атомами и молекулами.	2		2
4.	Дрейф и энергия заряженных частиц плазмы, находящихся в электрическом поле.	2	Лабораторная работа №2	2
5.	Диффузия заряженных частиц, находящихся в электрическом поле.	2		2
6.	Движение заряженных частиц в присутствии постоянных электрического и магнитного	2	Лабораторная работа №3	2

	полей.			
7.	Механизмы образования заряженных частиц и их роль в условиях газового разряда.	2		2
8.	Механизмы гибели заряженных частиц и их роль в условиях газового разряда.	2	Промежуточный контроль знаний	2
9.	Прилипание электронов к атомам и молекулам. Отрицательные ионы.	2	Лабораторная работа №4	2
10.	Рекомбинация положительных и отрицательных ионов. Диффузионные потери зарядов.	2		2
11.	Термодинамические и транспортные свойства равновесной плазмы.	2	Лабораторная работа №5	2
12.		2		2
13.	Излучение и поглощение света плазмой.	2	Лабораторная работа №6	2
14.	Самостоятельный разряд.	2		2
15.	Тлеющий разряд.	2	Лабораторная работа №7	2
16.	Катодный слой и положительный столб тлеющего разряда.	2		2
17.	Дуговые разряды и основные процессы в нем.	2	Индивидуальное практическое задание	2
18.	Искровой разряд. Коронный разряд.	2		2
19.	Сдача контрольного практического задания			2
20.	Итоговый контроль знаний			2

2 семестр

Недели	Лекции	Число часов	Практические занятия	Число часов
1.	Высокочастотный разряд.	2	Инструктаж по технике безопасности и правилам поведения в лаборатории	2
2.		2	Лабораторная работа №1	2
3.	Оптический разряд.	2		

4.	СВЧ-разряд.	2	Лабораторная работа №2	2
5.		2		2
6.	Принципы подобия разрядов. МГД- генераторы.	2	Лабораторная работа №3	2
7.	Разряды в лазерах непрерывного действия.	2		2
8.	МГД- генераторы.	2	Промежуточный контроль знаний	2
9.	Практические приложения газовых разрядов.	2	Лабораторная работа №4	2
10.	Переходные слои в плазме.	2		2
11.	Процессы на поверхности.	2	Лабораторная работа №5	2
12.	Пылевая плазма.	2		2
13.	Стационарные генераторы плазмы.	2	Лабораторная работа №6	2
14.	Ионные источники.	2		2
15.	Применение плазмы в быту и в космосе.	2	Лабораторная работа №7	2
16.	Плазма и проблемы экологии.	2		2
17.	Процессы обработки поверхности и синтез новых материалов	2	Индивидуальное практическое задание	2
18.	Плазменный катализ.	2		2
19.	Сдача контрольного практического задания			2
20.	Итоговый контроль знаний			2

БАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ОЦЕНКИ ЗНАНИЙ

За выполнение обязательных лабораторных работ (7 работ в течение семестра) – 35 баллов. За каждую лабораторную работу – 5 баллов (1 балл – допуск к выполнению работы, 1 балл – выполнение, 3 балла – оформление и сдача работы).

На самостоятельную контрольную практическую работу отводится – 25 баллов в семестр,

Промежуточный контроль (рубежная аттестация) – 10 баллов.

Итоговый контрольный опрос – 30 баллов в семестр.

Всего – 100 баллов в семестр.

		Неуд		3		4	5	
кредит	Сумма Баллов	F	FX	E	D	C	B	A
		2	2+	3	3+	4	5	5+
2	100	0 - 30	31 - 50	51 - 62	63 - 73	74 - 83	84 - 92	93 - 100

Шкала оценок:

A (5+) - 93 - 100

баллов;

B (5) - 84 - 92

баллов;

C (4) - 74 - 83

баллов;

D (3+) - 63 - 73

баллов;

E (3) - 51 - 62

баллов;

FX (2+) - 31 - 50

баллов;

F (2) - 0 - 30

баллов.

Пояснение оценок:

A – выдающийся ответ

B – очень хороший ответ

C – хороший ответ

D – достаточно удовлетворительный ответ

E – отвечает минимальным требованиям удовлетворительного ответа

FX – означает, что студент может добрать баллы только до минимального удовлетворительного ответа

F – неудовлетворительный ответ (либо повтор курса в установленном порядке, либо основание для отчисления).

Сведения об авторах



АНДРЕЕВ ВИКТОР ВИКТОРОВИЧ

к.ф.-м..н, доцент кафедры экспериментальной физики РУДН, доцент
e-mail: vandreev@sci.pfu.edu.ru



БАЛМАШНОВ АЛЕКСАНДР АЛЕКСАНДРОВИЧ

д.т.н, профессор кафедры экспериментальной физики РУДН, профессор
e-mail: abalmashnov@sci.pfu.edu.ru



ЛЕБЕДЕВ ЮРИЙ АНАТОЛЬЕВИЧ

д.ф.-м.н, заведующий лабораторией плазмохимии и физикохимии импульсных процессов
Института нефтехимического синтеза им. А.В.Топчиева РАН (ИНХ РАН)
e-mail: lebedev@ips.ac.ru



МОРОЗОВ АЛЕКСЕЙ ИВАНОВИЧ

д.ф.-м.н., профессор, академик РАЕН, главный научный сотрудник ИЯС РНЦ Курчатовский институт



СКОВОРОДА АЛЕКСАНДР АЛЕКСЕЕВИЧ

д.ф.-м.н, доцент, ведущий научный сотрудник ИЯС РНЦ Курчатовский институт
e-mail: skovorod@nfi.kiae.ru