

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени академика С. П. КОРОЛЕВА

О. А. ЖУРАВЛЕВ,
А. А. ШЕПЕЛЕНКО

ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД В CO_2 -ЛАЗЕРАХ

Утверждено
редакционно-издательским
советом института
в качестве учебного пособия

Журавлев О. А., Шепелепко А. А. *Газовый разряд в CO₂-лазерах.* — Куйбышев: КуАИ, 1988. — с. 59.

В учебном пособии даются общие сведения о свойствах газового разряда, коллективных процессах в газоразрядной плазме, необходимые для изучения характеристик активных сред газовых лазеров, расчета и проектирования разрядных камер технологических CO₂-лазеров с конвективным и диффузионным охлаждением.

Пособие предназначено для студентов специальности 0537, изучающих курс «Физика газового разряда и низкотемпературной плазмы» в соответствии с учебным планом специализации «Конструирование и эксплуатация лазерных энергетических установок», а также для слушателей ФПК ИТР.

Ил. 22, табл. 5, библиогр. — 13.

Рецензенты: канд. физ. мат. наук Захаров В. П.,
канд. физ.-мат. наук Ключач И. Л.;
кафедра оптики и спектроскопии
Куйбышевского государственного университета

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ	7
1.1. Квазинейтральность и разделение зарядов	7
1.2. Дебаевское экранирование	8
2 ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ	10
2.1. Взаимодействия частиц в плазме	12
3 ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ И ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ	16
3.1. Явления переноса	17
3.2. Средняя энергия электронов	20
4. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА	22
4.1. ВАХ несамостоятельного разряда	25
4.2. Раскачка лавин. Коэффициенты Таусенда	26
4.3. ВАХ самостоятельных разрядов	28
4.4. Однородный стримерный пробой газов	32
4.5. Устойчивость разряда	33
5. ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД В НЕПРЕРЫВНЫХ CO_2 -ЛАЗЕРАХ	38
5.1. Организация процессов в разрядной камере непрерывных CO_2 -лазеров	39
5.2. Газовый разряд в CO_2 -лазерах с диффузионным охлаждением	42
5.3. Газовый разряд в быстропоточных CO_2 -лазерах	46
5.4. Механизм тлеющего разряда в потоке газа	50
5.5. Результаты исследований предельных характеристик разряда в потоке газа	53
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	55
Приложение	56

ВВЕДЕНИЕ

Электрический разряд в газе является основным способом накачки активных сред газовых лазеров. В этом случае энергии от внешнего поля передается электронам разрядной плазмы, которые тратят ее на возбуждение частиц газа или плазмы. Большое распространение получили различные формы тлеющего разряда (ТР) в потоке молекулярного газа, позволяющие иметь устойчивые режимы стационарного, импульсного и импульсно-периодического разрядов для накачки разнообразных молекулярных смесей в широком диапазоне давлений (вплоть до атмосферного и выше) мощных технологических CO_2 и CO -лазеров. Высокая эффективность преобразования электрической энергии разряда в энергию колебательного возбуждения молекул (на уровне 90%), а затем в энергию лазерного излучения с полным КПД установки $\approx 20-30\%$ оправдывает широкое исследование физических и технических аспектов различных форм разряда для создания простых и надежных методов накачки технологических лазеров.

Фактически в этой области возникло новое направление «плазма для лазеров», которое включает в себя изучение механизма проводимости разряда в потоке газа и создание методов расчета вольт-амперных характеристик, выявление причин перехода от объемной стадии горения к канальной, вопросы химии плазмы в разряде, вопросы теории переноса быстрых электронов в плотных газах, согласование схем питания с газоразрядной плазмой, разработку методик расчета и проектирования разрядных камер технологических газовых лазеров.

Следует отметить, что уровень познания процессов ТР в молекулярных газах пока далеко не достаточен для полного и точного описания его свойств.

Обилие журнальных публикаций по разрядам приводит к накоплению неупорядоченных экспериментальных фактов и отдельных теоретических построений.

Отсутствие учебно-методической литературы по газовому разряду и низкотемпературной плазме CO_2 -лазеров для студен-

тов технического вуза существенно затрудняет подготовку специалистов широкого профиля, разбирающихся в физике и технике газовых лазеров.

Предлагаемое учебное пособие основано на материалах курса лекций «Физика газового разряда и низкотемпературной плазмы», читаемых в Куйбышевском авиационном институте с 1983 года для студентов, специализирующихся в области проектирования и эксплуатации лазерных технологических установок. Ввиду ограниченности объема в пособии рассмотрены лишь некоторые вопросы физики газового разряда и низкотемпературной плазмы, знания по которым необходимы при эксплуатации и оптимизации параметров известных лазеров, а также при разработке новых лазеров, использующих газоразрядную плазму в качестве активной среды.

Одна из задач пособия -- подготовить студента к возможности самостоятельного углубления знаний путем изучения научно-технической литературы по физике и технике разряда газовых лазеров. В связи с этим изложение ведется в практической системе единиц, которая применяется в изданиях научно-исследовательского центра по технологическим лазерам АН СССР и используется в периодических журналах типа «Квантовая электроника», «Физика плазмы», «Журнал технической физики». Вместе с тем, в приложении дана сводка основных единиц и наиболее важных формул как в СИ, так и в системе Гаусса.

Освоение курса требует выполнения лабораторного практикума, который содержит практические занятия по решению задач, лабораторные работы и самостоятельную курсовую работу, связанную с разработкой разрядной камеры технологического газового CO_2 -лазера.

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

Физика газового разряда изучает явления и процессы, возникающие при создании в газе электрической проводимости и протекании в нем электрического тока. Этот раздел науки необычайно обширен, охватывает множество сложных и многообразных процессов, включает в себя огромное количество экспериментальных фактов [1—5].

Предметом нашего изучения будут вопросы пробоя газа и поддержания электрическим полем неравновесной плазмы. Неравновесная газоразрядная плазма реализуется в положительном столбе тлеющего разряда. Она характеризуется малой степенью ионизации (10^{-6} — 10^{-8}), неизотермичностью и квазинейтральностью. Неизотермичность плазмы означает, что электроны, непосредственно приобретающие энергию от поля, обладают температурой $T_e \approx 10^4$ К (~ 1 эВ), существенно превышающей температуру тяжелых частиц T_i ; $T_{ат}$; T_m (ионов, атомов, молекул).

Неизотермическая плазма не может быть полностью электро-нейтральной, иначе не существовало бы электрических полей, которые поддерживают плазму. Электрические силы, связывая разноименные заряды в плазме, обеспечивают ее квазинейтральность, т. е. приблизительное равенство концентраций электронов и ионов ($n_e \approx n_i$ в случае однозарядных положительных ионов).

1.1. КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТЬ И РАЗДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ

Условие квазинейтральности — одно из основных для плазмы. Оно входит в формулировку самого понятия этого состояния вещества, причем более строгую, чем когда его характеризуют просто как «совокупность ионов, электронов и нейтральных частиц, взаимодействующих между собой и полем излучения». Такое определение не раскрывает основных свойств плазмы.

Квазинейтральность предполагает приблизительную электрическую нейтральность только в среднем и достаточно большом

объеме и за большие промежутки времени. Однако всегда возможны колебания, при которых происходит местное разделение зарядов.

Рассмотрим сначала масштаб разделения зарядов во времени. Представим себе, что в плоском слое плазмы толщиной x и площадью S все частицы одного знака, например, электроны, сместились на одну из ограничивающих этот слой плоскостей (рис. 1.1). Получится плоский конденсатор с емкостью

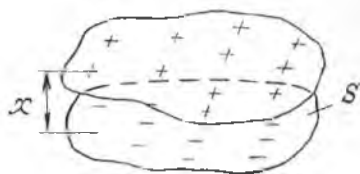


Рис. 1.1. Разделение зарядов

$$C = \frac{S}{4\pi x} \quad (1.1)$$

Заряд этого конденсатора q равен суммарному заряду всех электронов, содержащихся в объеме слоя Sx :

$$q = en_e x S. \quad (1.2)$$

Разность потенциалов между пластинами конденсатора

$$U = \frac{q}{C} = 4\pi en_e x^2, \quad (1.3)$$

и однородное электрическое поле между ними

$$E = \frac{U}{x} = 4\pi en_e x. \quad (1.4)$$

Это поле сообщает каждому электрону ускорение

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{eE}{m} = -\frac{4\pi e^2 n_e}{m} x, \quad (1.5)$$

Полученное уравнение описывает простое гармоническое колебание с круговой частотой

$$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}. \quad (1.6)$$

Частота ω_i называется электронной плазменной частотой. Существует также ионная плазменная частота

$$\omega_i = \sqrt{\frac{4\pi Z_i^2 e^2 n_i}{M}}, \quad (1.7)$$

где Z_i — зарядовое число иона, M — масса иона ($M_i = M_a = M$). Кроме того, вводится понятие плазменной частоты ω , которая обычно отождествляется с электронной частотой, поскольку $m \ll M$, а следовательно, $\omega^2 \simeq \omega_e^2$.

Итак, всякое разделение зарядов в плазме приводит к колебаниям плотности заряда. В среднем за много периодов колебаний плазма ведет себя как квазинейтральная среда.

Получим пространственный масштаб разделения зарядов r_d с энергетической точки зрения. Как видно из формулы (1.3), разделение зарядов приводит к возникновению в плазме разности потенциалов. Но на создание разности потенциалов нужна энергия, которая может быть получена только из теплового движения частиц. Чтобы преодолеть разность потенциалов U , электрон должен обладать энергией

$$eU = 4\pi n_e e^2 x^2. \quad (1.8)$$

Расстояние r_d , на котором может быть заметным разделение зарядов вследствие теплового движения, определяется тем условием, что энергия (1.8) должна быть одного порядка с энергией теплового движения $\sim kT$, где k — постоянная Больцмана:

$$4\pi n_e e^2 r_d = kT, \quad (1.9)$$

откуда

$$r_d = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 n_e}}. \quad (1.10)$$

Пространственный масштаб разделения зарядов r_d называют иначе поляризационной длиной, так как это та наибольшая длина, на которой вследствие теплового движения самопроизвольно возникают разности потенциалов, т. е. происходит поляризация плазмы.

1.2. ДЕБАЕВСКОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ

Соотношение (1.10) можно также получить, рассматривая распределение плотности заряда в окрестности произвольно выбранной заряженной частицы. Такая частица будет отталкивать одноименные заряды и притягивать заряды противоположного знака.

Из курса общей физики известно, что потенциал результирующего поля, созданного выбранной пробной частицей и ее окружением, будет равен

$$\varphi = \frac{e}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_d}\right), \quad (1.11)$$

где r — расстояние от пробной частицы, а r_d , определяемая из (1.10), представляет собой дебаевский радиус экранирования. На этом расстоянии потенциал φ убывает в e раз по сравнению с кулоновским потенциалом φ_0 (рис. 1.2), т. е. при $r = r_d$

$$\frac{\varphi_0}{\varphi} = e, \quad (1.12)$$

где $\varphi_0 = e/r$.

Таким образом, поле облачка зарядов с избытком частиц противоположного знака, окружающих пробную частицу, экранирует потенциал φ_0 на определенном расстоянии.

Количество заряженных частиц N , участвующих в экранировке поля пробной частицы плазмы, оценивается из соотношения

$$N \approx \frac{1}{4/3 \pi r_d^3} \gg 1. \quad (1.13)$$

Рассмотрим межэлектродный газовый промежуток, который находится во внешнем электрическом поле. Если в газе нет заряженных частиц, то внешнее поле однородно (рис. 1.3). При наличии заряженных частиц основное падение потенциала имеет место у электродов на расстоянии порядка дебаевского радиуса экранирования. Оценим, при какой плотности заряженных частиц, если размеры промежутка 10 см, в нем будет однородное распределение потенциала. Задавая характерную температуру электронов $T_e \sim 1 \text{ эВ}$, получим $N_e < 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Это очень низкая плотность зарядов, так как, например, в тлеющем газовом разряде $N_e \sim 10^9 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

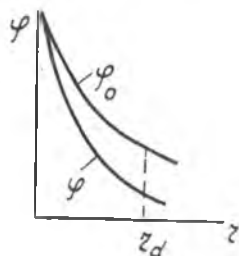


Рис. 1.2. К определению дебаевского радиуса экранирования

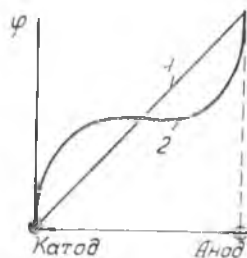


Рис. 1.3. Падение потенциала в газовом промежутке как функция координаты x : 1 — плотность заряженных частиц равна нулю; 2 — в газе есть заряженные частицы, причем $r_d \ll L$

Приведенный пример позволяет дать более полное определение слабоионизированной плазмы. Если радиус дебаевского экранирования r_d много меньше размеров системы L , то внешние и внутренние поля в рассматриваемом газе с примесью заряженных частиц экранируются за счет полей, создаваемых этими заряженными частицами. Именно такую систему и называют плазмой. При противоположном соотношении между указанными параметрами заряженные частицы не влияют на электрические свойства системы и она является газом. Например, плазма He—Ne лазера с характерным диаметром разрядной трубки $d = 1$ см имеет следующие параметры:

$$n_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}, \quad T_e \approx 2,5 \text{ эВ} \quad \text{и} \quad r_d \approx 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ см},$$

если определять r_d в сантиметрах по оценочной формуле,

$$r_d \approx 7,5 \cdot 10^2 \cdot \sqrt{\frac{T_e (\text{эВ})}{n_e (\text{см}^{-3})}}.$$

Согласно Ленгмюру, плазма — это совокупность заряженных и нейтральных частиц, в которой:

а) соблюдается условие квазинейтральности (при $z_i = 1$) $n_e \approx n_i$; б) дебаевский радиус экранирования много меньше характерных размеров области, занимаемой этой совокупностью: $r_d \ll L$.

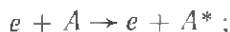
2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ

Взаимодействия частиц в плазме можно разделить на две группы: упругие и неупругие столкновения, в первом случае суммарная энергия поступательного движения частиц не изменяется, а происходит лишь ее перераспределение (потенциальная энергия каждой частицы сохраняется). Эффективность упругого рассеяния заряженных частиц на нейтралах меньше, чем кулоновские взаимодействия. Однако в низкотемпературной плазме CO_2 и CO -лазеров электрон-электронные и электрон-ионные столкновения не играют существенной роли, потому что накачка осуществляется в столкновениях с электронами малой энергии и типичные значения степени ионизации оказываются не более 10^{-6} .

Неупругие столкновения сопровождаются изменением внутренней энергии частиц и отличаются большим разнообразием процессов: возбуждение, ионизация, перезарядка, рекомбинация, прилипание электронов.

Как известно, в отличие от упругих столкновений, характеризующихся малой эффективностью энергообмена $\delta_y = 2 \frac{m}{M}$, при каждом акте неупругого взаимодействия возможен почти полный переход кинетической энергии электрона в энергию возбуждения или ионизации атома $\delta_{ii} = \frac{M}{M+m}$. Среди неупругих процессов, играющих важную роль в разрядном промежутке газовых лазеров, необходимо отметить:

а) возбуждение при столкновении электрона с атомами, молекулами



б) девозбуждение при ударе второго рода



спонтанном излучении



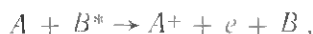
и столкновениях тяжелых частиц



в) прямую и ступенчатую ионизацию электронным ударом



ударом второго рода



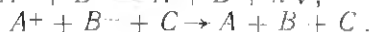
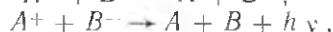
фотоионизацию



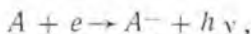
г) рекомбинацию электронов с ионами в процессах

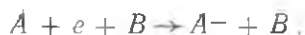


$e + AB^+ \rightarrow A + B$ (диссоциативная рекомбинация)
и ионов с ионами



Важную роль в газовых лазерах с содержанием электроотрицательных добавок (O_2 , CO_2 , H_2O и т. д.) в газовых смесях могут играть процессы прилипания электронов:





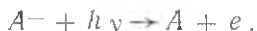
а также процессы их отщипания при столкновениях с возбужденным атомом или молекулой



электроном



или фотоном



В типичных условиях работы газоразрядных лазеров на молекулярных газах основными каналами энерговыклада являются возбуждение колебательных и электронных уровней, а также ионизация и диссоциация молекул.

Интенсивность энерговыделения по каждому из этих каналов зависит от сечений соответствующих элементарных процессов и вида функции распределения электронов по энергиям.

В табл. 2.1 приведены значения энергий возбуждения и ионизации некоторых газов в электрон-вольтах ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

Таблица 2.1

Энергия возбуждения и ионизации некоторых газов

Газ	Энергия возбуждения, эВ	Энергия возбуждения метастабильн. состояния, эВ	Энергия ионизации, эВ			
			атома или молекулы	положительно-го иона	двухзарядного иона	трехзарядного иона
N ₂	6,1	6,2	15,6	—	—	—
N	6,3	2,4; 3,6	14,5	29,5	47	77,0
O ₂	7,9	1,0; 1,8	12,5	34,7	54,8	77,5
O	9,1	2,0; 4,2	13,6	35	55	77,0
H ₂	11,2	—	15,4	—	—	—
H	10,2	—	13,6	—	—	—
He	21,2	19,8; 20,7	24,6	54,4	—	—
CO ₂	10	—	13,7	—	—	—
H ₂ O (пар) 7,6	—	—	12,8	—	—	—

2.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Реальные кинетические процессы, развивающиеся в лазерной плазме, являются совокупностью огромного числа элементарных актов для отдельных атомов, молекул, ионов. Вероятность тех или иных процессов при данных условиях характеризуется так называемыми эффективными сечениями взаимодействия σ .

Для определения σ воспользуемся моделью (рис. 2.1) из кинетической теории газов. Рассмотрим мишень, состоящую из свободных и неподвижных частиц, распределенных равномерно с плотностью $\rho = MN$ (где M , N — масса и концентрация частиц соответственно). На эту мишень падает пучок пробных частиц с концентрацией n и постоянной скоростью \vec{v} . Выделим элементарный параллелепипед, основание которого равно единице площади, а длина dx . Пусть основание параллелепипеда перпендикулярно \vec{v} . Число частиц потока, испытывающих взаимодействие, пропорционально концентрации частиц N , концентрации самого потока n и длине пучка dx :

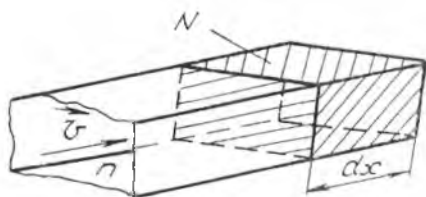


Рис. 2.1. К определению эффективного сечения взаимодействия частиц

$$dn = \sigma n N dx = \sigma v n N dt, \quad (2.1)$$

где σ — эффективное сечение данного взаимодействия для отдельной частицы. Кроме σ часто используется понятие эффективного сечения на единицу объема:

$$\Theta = \sigma N. \quad (2.2)$$

Величина Θ — это среднее число соударений с частицами газа, которое испытывает пробная частица, проходя в газовой среде путь в единицу длины.

С помощью σ и Θ можно определить, насколько ослабляется пучок определенного вида частиц, проходя через мишень (например, пучок электронов, рассеиваемых на молекулах газа):

$$n = n_0 \exp(-N \sigma x) = n_0 \exp(-\Theta x). \quad (2.3)$$

Эффективное сечение Θ пропорционально концентрации частиц в газе или (при неизменной температуре) давлению газа P :

$$\Theta = \Theta_0 P, \quad (2.4)$$

где Θ_0 — эффективное сечение при давлении в 1 тор (1 тор = 1 мм рт. ст.) и температуре 0°C.

Величина, обратная Θ , указывает среднее расстояние, которое частицы проходят от одного соударения до другого, и называется средней длиной свободного пробега:

$$\lambda = \frac{1}{\Theta} = \frac{1}{\sigma N}. \quad (2.5)$$

Если частица движется со скоростью v , то при своем движении она будет испытывать за единицу времени некоторое среднее число соударений, называемое частотой соударений ν :

$$\nu = v/\lambda = v \Theta. \quad (2.6)$$

Для вычисления эффективного сечения какого-либо процесса в плазме необходимо проводить усреднение этих величин по всем скоростям или энергиям, которыми обладают электроны в плазме. Так, например, для частоты соударения электронов вместо (2.6) следует записать:

$$\bar{\nu} = \frac{\int_0^{\infty} v \Theta(v) n_e(v) dv}{\int_0^{\infty} n_e(v) dv} = \int_0^{\infty} \Theta(\epsilon) v f(\epsilon) d\epsilon, \quad (2.7)$$

где $f(\epsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям; $\Theta(v)$ и $\Theta(\epsilon)$ — эффективное сечение соударений для электронов, обладающих скоростью v или энергией ϵ .

Средняя частота соударений какого-либо определенного вида (ионизация, рассеяние) должна записываться с соответствующим индексом характера соударений. Так, скорость ионизации атомов электронным ударом, рассчитанная на один электрон, т. е. частота ионизаций, вычисляется по формуле

$$\nu_i = \frac{N}{n_e} \int_0^{\infty} n_e(\epsilon) v \sigma_i(\epsilon) d\epsilon, \quad (2.8)$$

где $\sigma_i(\epsilon)$ — сечение ионизации. Поскольку для отрыва электрона необходима энергия, превышающая потенциал ионизации атома φ_i , эта величина и служит нижним пределом при интегрировании в (2.8).

Если концентрация электронов n_e , то число актов ионизации в 1 с в 1 см³ есть

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_i = \nu_i n_e. \quad (2.9)$$

Данные об эффективных сечениях σ , Θ или вероятностях взаимодействия b (например, вероятность ионизации $b_i = \frac{\sigma_i}{\sigma} = \frac{\Theta_i}{\Theta}$) приводят в литературе в виде графиков, построенных в зависимости от v или ϵ частиц.

По аналогии с частотой ν_i , характеризующей эффективность возникновения заряженных частиц в объеме, для определения скорости ухода электронов из плазмы вводятся частота рекомбинации ν_r и частота прилипания ν_a . Частота рекомбинации,

т. е. вероятность электрону погибнуть в результате рекомбинации, равна

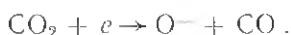
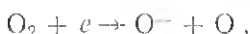
$$\nu_r = \beta \cdot n_i, \quad (2.10)$$

где β — коэффициент рекомбинации, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$,
 n_i — концентрация положительных ионов.

При $n_i \cong n_e \cong n$ можно записать подобно (2.9)

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n^2. \quad (2.11)$$

В разреженных газах прилипание электронов происходит в парных столкновениях с одновременной диссоциацией молекулы, например:



Частота диссоциативного прилипания строго определяется формулой такого же типа (2.8), что и частота ν_i , а именно:

$$\nu_a = \frac{N_1}{n_e} \int n(\epsilon) v \sigma_a(\epsilon) d\epsilon, \quad (2.12)$$

где N_1 — концентрация молекул, с которыми реагирует электрон, а $\sigma_a(\epsilon)$ — сечение реакции.

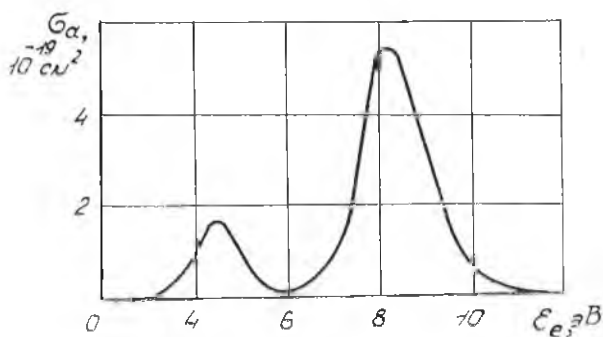


Рис. 2.2. Сечение диссоциативного прилипания электрона к молекуле углекислого газа ($e + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}^- + \text{CO}$)

Для использования в расчетах на рис. 2.2 приведено сечение прилипания электрона к молекуле CO_2 , а на рис. 2.3 — сечение упругих электронных столкновений с молекулами CO_2 , N_2 и He в зависимости от энергии ϵ .

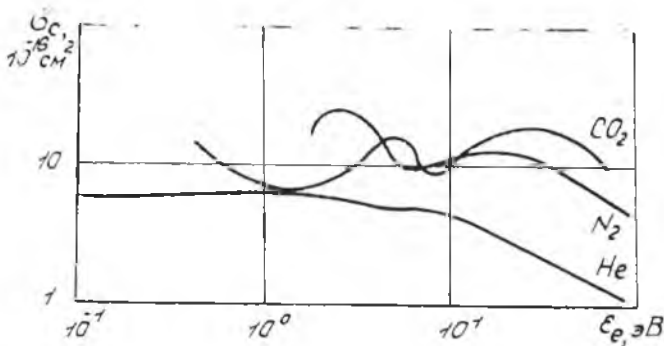


Рис. 2.3. Сечение упругого рассеяния электронов в CO_2 , N_2 и He

3. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ И ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ

Основным звеном энергетического цикла в газоразрядных лазерах является энергообмен между электронной и газовой компонентами среды. Двигаясь под действием приложенного электрического поля, электроны получают энергию от источника питания разряда и передают ее молекулам газа при столкновениях. В зависимости от соотношения между направленным действием электрического поля и хаотизирующими их движение упругими взаимодействиями могут установиться различные распределения скоростей электронов: от строго направленного до совершенно хаотического.

Вид функции распределения электронов (ФРЭ) по скоростям $f(\vec{v})$ или энергиям $f(\epsilon)$ является одним из факторов, определяющих эффективность преобразования энергии источника питания в лазерное излучение. Функция распределения определяется таким образом, что величина $n f(\vec{v})$ дает плотность частиц, скорость которых лежит в интервале от \vec{v} до $\vec{v} + d\vec{v}$. По определению $f(\vec{v})$ нормирована на единицу $\int f(\vec{v}) d\vec{v} = 1$. Зная $f(\vec{v})$, можно определить различные усредненные параметры плазмы, например, частоту соударений $\bar{\nu}$ (2.7), (2.8), (2.12). Например, средняя энергия поступательного движения частицы

$$\bar{\epsilon} = \int \frac{mv^2}{2} f(\vec{v}) d\vec{v}. \quad (3.1)$$

Сравнительно строгое стационарное распределение скоростей электронов ν_e получено для случая постоянного слабого элект-

рического поля E при степени ионизации газа $\alpha = \frac{n_e + n_i}{N}$ не более 10^{-5} .

При $E \rightarrow 0$ распределение электронов становится максвелловским:

$$f(v_e) = \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{mv_e^2}{2kT_e}\right) \quad (3.2)$$

Максвелловская функция распределения зависит лишь от модуля скорости, т. е. от энергии $\epsilon = mv^2/2$:

$$f(\epsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT_e)^{-3/2} \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT_e}\right) \quad (3.3)$$

Функция распределения может зависеть также от времени и координат $f(\vec{v}, t, \vec{r})$, характеризующая распределение частиц по скоростям в нестационарной и неоднородной плазме. Даже в сравнительно слабом электрическом поле возможен «отрыв» температуры электронов ($T_e \gg T_i \cong T_a$) и резкое отличие функции распределения от максвелловской.

При поле $E \neq 0$ более близкой к действительности оказывается функция распределения Друивестейна, полученная в предположении $\sigma_e = \text{const}$:

$$f(v_e) = C \cdot \exp\left[-\frac{3m}{M} \left(\frac{mv_e^2}{2eE\lambda}\right)^2\right] \quad (3.4)$$

где C — постоянная из условия нормировки, $\epsilon_e = eE\lambda$.

Распределение электронов по энергиям (3.4) отличается от максвелловского тем, что максимум кривой этого распределения несколько сдвинут в сторону больших значений энергии (рис. 3.1). Число электронов, которые обладают энергиями, лежащими непосредственно за максимумом, превышает соответствующее число электронов по Максвеллу. Однако число очень быстрых электронов оказывается ничтожно малым по сравнению с распределением 1.

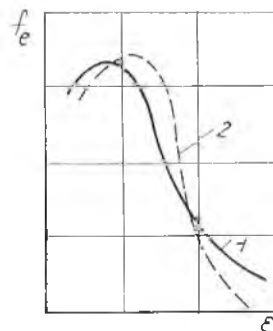


Рис. 3.1. Сравнение распределений электронов по энергиям по Максвеллу (1) и Друивестейну (2)

3.1. ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА

На хаотическое движение частиц в плазме накладывается направленное, вызванное наличием градиентов концентрации,

температуры, скоростей и потенциалов. Эти факторы вызывают перенос соответственно массы (диффузия), тепла (теплопроводность), количества движения (вязкость), заряда (электропроводность). Коэффициенты, определяющие процессы переноса в плазме, могут быть в принципе получены на основе решения кинетического уравнения Больцмана с учетом наличия внешних полей, градиентов температуры, концентрации, количества движения. Не приводя здесь этого решения, рассмотрим кратко некоторые соотношения, связанные с процессами переноса.

Если не учитывать распределения электронов по скоростям и считать их скорости одинаковыми (теория «среднего электрона»), то уравнение движения электрона в переменном электрическом поле $E = E_0 \exp(-i\omega t)$ можно записать в виде

$$m_e \frac{d\bar{v}}{dt} + m_e \nu_p \bar{v} = -e \bar{E}, \quad (3.5)$$

где ν_p — средняя частота упругих столкновений с передачей импульса; \bar{v} — изменение скорости электрона.

Уравнение (3.5) предполагает, что длина свободного пробега электронов λ_e много меньше протяженности объема, занимаемого плазмой. Решение уравнения (3.5) при $E = \text{const}$ есть

$$\bar{v}(t) = -\frac{eE}{m \nu_p} (1 - e^{-\nu_p t}), \quad (3.6)$$

которое определяет среднюю скорость движения электрона в направлении поля или скорость дрейфа:

$$\bar{v}_e = -\frac{e}{m \nu_p} E. \quad (3.7)$$

Коэффициент пропорциональности $\mu_e = \frac{v_e}{E}$ называется подвижностью электрона и представляет собой скорость дрейфа частицы в электрическом поле с $E = 1 \text{ В/см}$.

Так как $\mu_e \gg \mu_i$, то электропроводность слабоионизированной плазмы

$$\sigma = en_e \mu_e = \frac{e^2 n_e}{m \nu_p} = 2,82 \cdot 10^{-4} \frac{n_e}{\nu_p} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}. \quad (3.8)$$

Плотность электронного тока \bar{j}_e связана с полем \bar{E} соотношением

$$\bar{j}_e = -en_e \mu_e E = -en_e \bar{v}_e \quad (3.9)$$

или в виде закона Ома

$$j = \sigma E. \quad (3.10)$$

Градиенты концентрации частиц в плазме создают диффузионные потоки, которые для частиц сорта K определяются выражением

$$\Gamma_k = -D_k \text{grad } n_k = -D_k \nabla n_k. \quad (3.11)$$

Здесь Γ_k — число частиц сорта K , проходящих через единицу площади в единицу времени. Коэффициент диффузии D_k связан с длиной свободного пробега λ_k и скоростью частиц v_k соотношением

$$D_k = \frac{\lambda_k v_k}{3} = \frac{v_k^2}{3 \nu_p}, \quad (3.12)$$

где усреднение проводят с учетом функции распределения.

Коэффициенты диффузии электронов D_e и ионов D_i связаны с подвижностью соотношениями Эйнштейна:

$$\left. \begin{aligned} \frac{D_e}{\mu_e} &= \frac{k T_e}{e} \\ \frac{D_i}{\mu_i} &= \frac{k T_i}{e} \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

Так как $\mu_e \gg \mu_i$ и $T_e > T_i$, то $D_e \gg D_i$.

Диффузия зарядов происходит, как правило, при наличии еще и поля E . В этом случае потоки в плазме представляют собой сумму дрейфовых и диффузионных составляющих:

$$\bar{\Gamma}_e = -D_e \nabla n_e - \mu_e n_e E; \quad \bar{\Gamma}_i = -D_i \nabla n_i + \mu_i n_i E. \quad (3.14)$$

Плотность тока \bar{j} в плазме определяется как

$$\bar{j} = e (\bar{\Gamma}_i - \bar{\Gamma}_e) = e (n \bar{v})_{e,i}. \quad (3.15)$$

Плотности электронов n_e и положительных ионов n_i подчиняются уравнениям баланса числа частиц, которые с учетом (2.9), (2.11), (3.14) можно записать в общем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } \bar{\Gamma}_e &= \nu_i n_e - \beta n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div } \bar{\Gamma}_i &= \nu_i n_e - \beta n_e n_i, \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

Уравнения (3.16) с учетом выражения для плотности тока (3.15) удовлетворяют уравнению непрерывности для плотности электрического заряда $\rho = e (n_i - n_e)$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \bar{j} = 0, \quad (3.17)$$

которое выражает один из наиболее фундаментальных законов природы — закон сохранения заряда. Согласно (3.17) в точках, которые являются источниками вектора \bar{j} , происходит убывание заряда.

Скорость диффузии электронов выше скорости диффузии ионов, поэтому они быстрее удаляются из центра разрядного промежутка к стенкам разрядной камеры, оставляя в центре избыток положительных ионов. Однако даже небольшое нарушение электронейтральности приводит к появлению пространственного заряда, который обуславливает возникновение значительного электрического поля поляризации.

Разделение зарядов и поле поляризации автоматически так подстраиваются друг к другу, чтобы поле сдерживало убегающие электроны, подтягивало к ним тяжелые ионы и заставляло их диффундировать только вместе. Такая диффузия называется амбиполярной. Коэффициент амбиполярной диффузии D_a равен

$$D_a = \frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \approx D_i + D_e \frac{\mu_i}{\mu_e} \quad (3.18)$$

Поскольку обычно $\mu_e \gg \mu_i$ и $T_e > T_i$, выражение (3.18) можно преобразовать к виду (3.19), используя (3.13):

$$D_a \approx \mu_i \frac{b \cdot T_e}{e} \quad (3.19)$$

С появлением градиентов температуры частиц сорта К в плазме возникают потоки тепла:

$$q_K = -\kappa_K \text{grad } T_K \quad (3.20)$$

Здесь предполагается, что на длине свободного пробега частиц нет заметного перепада температуры. Коэффициент теплопроводности κ связан с плотностью, удельной теплоемкостью при постоянном давлении и коэффициентом диффузии соотношением

$$\kappa_K = \rho c_p D_K \quad (3.21)$$

Теплопроводность плазмы определяется главным образом движением электронов, имеющих более высокие по отношению к другим частицам тепловые скорости.

3.2. СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Определим среднюю энергию электронов $\bar{\epsilon}_e$, движущихся в газе в постоянном электрическом поле E . Поскольку электроны приобретают энергию от электрического поля, то их энергия ϵ_e может значительно превышать тепловую энергию частиц ϵ_m газа. Составим уравнение для скорости изменения энергии электрона, отвлекаясь от влияния неупругих потерь и учитывая только действия поля и упругих потерь:

$$\frac{d \varepsilon_e}{dt} = e E v_e - v_e \delta_y (\varepsilon_e - \varepsilon_M) \quad (3.22)$$

где v_e — частота упругих столкновений, $\delta_y = 2m/M$ (в атомарном газе).

Рассмотрим стационарный случай, когда $\frac{d \varepsilon_e}{dt} = 0$. Перепишем (3.22) для стационарного случая $\frac{d \varepsilon_e}{dt} = 0$ с учетом $\varepsilon_e \gg \varepsilon_M$ и выражения (3.7) для v_e :

$$\frac{e E}{m v_p} = v_e \delta_y \varepsilon_e \quad (3.23)$$

Известно, что v_p и v_e определяются как

$$v_p = v_e (1 - \overline{\cos \Theta}) \quad (3.24)$$

где Θ — угол рассеяния электронов,

$$v_e = \frac{v_{eT}}{\lambda} = \frac{\sqrt{2 \varepsilon_e / m}}{\lambda} \quad (3.25)$$

После подстановки выражений (3.24) и (3.25) в уравнение (3.23) имеем

$$\frac{e \lambda E}{2 \delta_y (1 - \overline{\cos \Theta})} = \varepsilon_e^2 \quad (3.26)$$

Получаем выражение для $\overline{\varepsilon_e}$ с учетом $(1 - \overline{\cos \Theta}) = 1$:

$$\overline{\varepsilon_e} = \frac{e \lambda E}{2 \delta_y} \quad (3.27)$$

Так как $\lambda = \lambda_1 / P$, то

$$\overline{\varepsilon_e} = \frac{e \lambda_1}{\sqrt{2} \delta_y} \left(\frac{E}{P} \right) \quad (3.28)$$

где λ_1 — длина свободного пробега электрона в газе при $P=1$ тор и $T = 273$ К.

Более широко используется функция $\overline{\varepsilon_e} = f(E/N)$, которая получается подстановкой выражения (2.5) для λ в (3.27):

$$\overline{\varepsilon_e} = \frac{e}{\sigma \sqrt{2} \delta_y} \left(\frac{E}{N} \right) \quad (3.29)$$

Приведенная напряженность электрического поля $\frac{E}{N}$ или $\frac{E}{P}$ (при $T = 300$ К; $\frac{E}{N} [\text{В} \cdot \text{см}^2] = 3,03 \cdot 10^{-17} [\text{В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}] \cdot \frac{E}{P}$) в газовом разряде является важнейшим параметром, позволяю-

щим определять основные физические процессы в плазме в виде функции $f\left(\frac{E}{P}\right)$ или $f\left(\frac{E}{N}\right)$. Например, можно показать, что

$$\left. \begin{aligned} v_i &= P \cdot f_1\left(\frac{E}{P}\right), \\ \sigma &= P^{-1} \cdot f_2\left(\frac{E}{P}\right), \\ v_e &= f_3\left(\frac{E}{P}\right), \\ \frac{D_e}{\mu_e} &= f_4\left(\frac{E}{P}\right) \text{ и т. д.} \end{aligned} \right\} \quad (3.30)$$

Функции (3.30) представлены в справочной литературе в виде расчетно-экспериментальных графиков для конкретных газовых сред. На рис. 3.2 представлены зависимости $\bar{\epsilon}_e = f\left(\frac{E}{N}\right)$ в различных CO_2 -смесях.

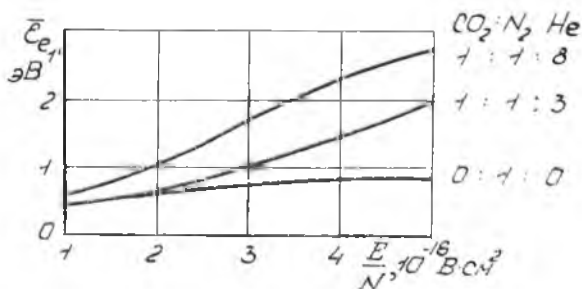


Рис. 3.2. Зависимость средней энергии $\bar{\epsilon}_e$ электронов от приведенной напряженности электрического поля E/N в газовых CO_2 -смесях

4. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Прохождение тока через газообразную среду называют электрическим разрядом в газе или газовым разрядом. Если явления, протекающие в газовом промежутке, не являются объектом исследований, то процесс протекания тока в системе в целом можно характеризовать, описав связь силы тока через разрядный промежуток с напряжением на его электродах. Такой метод описания разряда называется методом вольт-амперных характеристик (ВАХ).

Рассмотрим простую цепь, содержащую газоразрядный промежуток АВ (рис. 4.1) и источник тока с ЭДС ε . Обозначим через r сопротивление цепи, через U — напряжение на электродах АВ и через I — ток в цепи. Тогда, согласно закону Ома, для участка цепи с ЭДС

$$U = \varepsilon - I \cdot r, \quad (4.1)$$

С другой стороны, U и I связаны уравнением характеристики

$$U = f(I), \quad (4.2)$$

где f — функция, зависящая от свойств газового промежутка АВ.

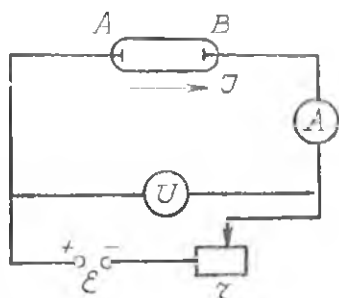


Рис. 4.1. Схема включения газоразрядного промежутка

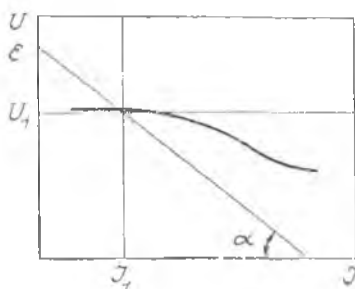


Рис. 4.2. Вольт-амперная характеристика разряда

В газоразрядном промежутке возможны только те состояния разряда, при которых U и I одновременно удовлетворяют обоим уравнениям. Нахождение возможных состояний разряда удобно производить графически. Для этого на графике ВАХ (рис. 4.2) проведем прямую, уравнение которой есть (4.1). Она отсекает на оси U отрезок, равный ЭДС источника ε , и наклонена к оси I на угол $\alpha = \arctg r$. Тогда возможные при этих условиях состояния разряда будут определяться точками пересечения характеристики и линии нагрузки.

ВАХ является выражением электропроводности газового промежутка в целом. Каждый малый участок ВАХ можно рассматривать как отрезок прямой линии и тогда дифференциальное сопротивление $R = \frac{dU}{dI}$ и дифференциальная проводимость $\frac{1}{R} = \frac{dI}{dU}$. Газовый промежуток с фиксированными размерами при неизменных параметрах газа может обладать множеством ВАХ в зависимости от режима изменения ЭДС источника питания. Простейшим предельным видом ВАХ является статическая

или стационарная характеристика, отображающая установившееся состояние тока в данном газовом промежутке. Типичный вид статической ВАХ газового разряда представлен на рис. 4.3.

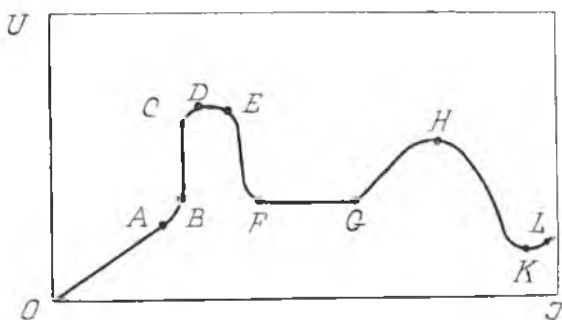


Рис. 4.3. Статическая вольт-амперная характеристика разряда в газе

Поддержание разряда, соответствующего участку характеристики $OABCD$, может осуществляться только при наличии внешнего ионизатора газа в разрядном промежутке. Его выключение приводит к прекращению тока разряда. Такой тип разряда называется несамостоятельным газовым разрядом. Он широко применяется в технике мощных лазеров, называемых электроионизационными. Ионизация среды при этом может осуществляться пучком быстрых электронов (100—200 кэВ) от внешнего источника. Для поддержания разряда, описываемого характеристикой правее точки D , необходимо приложить достаточное напряжение U к электродам. Этот тип разряда называется самостоятельным и не требует внешнего ионизатора, так как генерация и движение зарядов в газе осуществляются только за счет энергии электрического поля в промежутке между катодом и анодом.

Как видно из рис. 4.3, зависимость $J(U)$ на различных участках ВАХ может носить совершенно отличный характер. Каждый из них характеризуется своей структурой разряда, своими особенностями в распределении электрических полей и плотности зарядов, преобладанием тех или иных элементарных процессов. Область OA соответствует линейному участку самостоятельного разряда, BC — режиму насыщения самостоятельного разряда, CD — самостоятельному разряду в режиме усиления тока, DE — темному самостоятельному разряду, FG — нормальному тлеющему разряду, GH — аномальному тлеющему разряду, HKL — дуговому разряду.

Получим аналитическое выражение для ВАХ установившегося несамостоятельного разряда в простейшем случае, полагая, что:

1. Газ ионизируется под действием внешнего ионизатора с частотой ν_{ii} , постоянной для всего разрядного промежутка; гибель заряженных частиц в объеме определяется только процессом электрон-ионной рекомбинации. Разрядный промежуток заключен между плоскими электродами с характерным размером $l \gg d$ (пренебрегаем искаженным электрического поля на краях электродов).

2. Концентрация зарядов мала, поэтому распределение потенциала прямолинейно; напряженность поля одинакова во всех точках:

$$E = -U/d, \quad (4.3)$$

где d — расстояние между электродами.

3. Напряженность поля E достаточно велика, а давление газа сравнительно низкое. Это означает, что отношение E/P велико и движение электронов и ионов преимущественно направленное. Кроме того, пренебрегаем диффузионной составляющей в скоростях частиц, тогда

$$v_{e,i} \sim E. \quad (4.4)$$

4. Эмиссия на электродах отсутствует. Уравнение баланса заряженных частиц в стационарном случае имеет вид

$$(n v)_{,xi} = \nu_{ii} - \beta n_e n_i. \quad (4.5)$$

Электрическое поле E в силу п. 2 определяется уравнением Лапласа $\nabla^2 U = 0$.

Плотность тока из-за условия п. 3 имеет вид

$$j = j_e + j_i = e (n_e n_e + n_i n_i) E. \quad (4.7)$$

Систему уравнений (4.3) — (4.7) необходимо решать с учетом краевых условий:

$$\begin{aligned} j_e &= 0 & \text{на аноде } (x=d), \\ j_e &= 0 & \text{на катоде } (x=0). \end{aligned}$$

Рассмотрим предельные случаи. Если электрическое поле отсутствует $E=0$, то из (4.4) $v_e = v_i = 0$ и уравнение (4.5) сводится к $\nu_{ii} = \beta \cdot n_e \cdot n_i$. Кроме того, $n_e = n_i$, так как частицы в среднем не уходят из места, где они образовались, поэтому

$$n_e = n_i = \left(\frac{\nu_{ii}}{\beta} \right)^{1/2}. \quad (4.8)$$

Выражение (4.8) дает концентрации частиц в случае, когда

паработка электронов понизатором балансируется их гибелью за счет только рекомбинации.

Очевидно, в случае слабого поля $E \approx 0$ рекомбинационные потери заряженных частиц в объеме также существенно превышают потери, вызванные уходом заряженных частиц на электроды в процессе дрейфа. Тогда выражение (4.8) останется справедливым и, следовательно, имеем

$$J = S(j_e + j_i) = e \sqrt{\frac{v_n}{\beta}} (\mu_e + \mu_i) \frac{SU}{d}, \quad (4.9)$$

где S — площадь поперечного сечения разрядного промежутка. Из (4.9) видно, что при малых E ток самостоятельного разряда растет линейно с U и разрядный промежуток характеризуется постоянным сопротивлением

$$R = \frac{d}{eS(\mu_e + \mu_i)} \sqrt{\frac{\beta}{v_n}}. \quad (4.10)$$

В случае сильного поля можно пренебречь рекомбинационными потерями частиц в объеме и с учетом краевых условий получить

$$j_i = e v_n x; \quad j_e = e v_n (d - x); \quad j = e v_n d. \quad (4.11)$$

При этом полный ток J не зависит от U

$$J = e v_n d \cdot S \quad (4.12)$$

и называется током насыщения.

Полученные уравнения (4.8) — (4.12) описывают участки OA , AB и BC характеристики на рис. 4.3. Наблюдаемое на участке BC ВАХ отсутствие зависимости тока самостоятельного разряда от U сохраняется до тех пор, пока ионизация частиц обусловлена только внешними причинами и не зависит от условий в разряде.

При дальнейшем повышении напряжения ток снова начинает расти, причем очень быстро (правее точки C на рис. 4.3). Это начинается ионизационное размножение электронов — ионизация молекул газа ударами первоначально возникших (первичных) электронов. Количественное описание этого явления было дано Таунсендом в 1910 г. в его теории электронных лавин.

4.2. РАСКАЧКА ЛАВИН. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТАУНСЕНДА

Пусть под действием внешнего понизатора с катода выходит N_0 электронов в секунду. Это могут быть электроны термоэмиссии, возникающие за счет нагрева катода от дополнительного источника. Двигаясь в электрическом поле, они накапли-

вают энергию ($eE\lambda \geq e\phi_1$) и, сталкиваясь с атомами газа, ионизируют их. Появляющиеся при этом положительные ионы движутся к катоду, а электроны — к аноду. Продолжая накапливать энергию, электроны вновь ионизируют газ. Если через единичное сечение на расстоянии x от катода в секунду проходит N электронов, то на пути dx приращение потока составляет

$$dN = \alpha N dx, \quad (4.13)$$

где α — коэффициент объемной ионизации (первый коэффициент Таунсенда), показывающий, сколько ионизаций осуществляет электрон на пути 1 см, двигаясь в направлении $-E$. Ионизационный коэффициент α связан с частотой ионизационных столкновений ν_i как

$$\alpha = \frac{\nu_i}{v_e}. \quad (4.14)$$

При удалении от катода поток возрастает по экспоненциальному закону $N = N_0 e^{\alpha x}$ и у анода равен

$$N_a = N_0 e^{\alpha d}. \quad (4.15)$$

Умножим обе части уравнения (4.15) на заряд электрона, получим связь между электрическим током на анод и током электронной эмиссии с катода:

$$J_a = J_0 e^{\alpha d}. \quad (4.16)$$

Для аналитического описания α Таунсендом была предложена эмпирическая формула

$$\alpha/P = A e^{-B/P/E}, \quad (4.17)$$

где постоянные A и B зависят от вида газа и приводятся в справочной литературе.

Другими процессами, приводящими к появлению вторичных электронов, Таунсенд рассматривал ионизацию газа положительными ионами (δ — коэффициент объемной ионизации ионами) и выход электронов из катода при бомбардировке его положительными ионами (γ — коэффициент вторичной эмиссии электронов). Опыт показал, что $\delta \ll \alpha$ и объемная ионизация газа положительными ионами становится существенной в очень сильных полях. Вероятность выбивания электронов ионами $\gamma \approx 10^{-1} - 10^{-3}$, и этот процесс становится существенным при раскатке лавин в газе. С учетом γ выражение (4.16) записывается в виде

$$J_a = J_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (4.18)$$

Все это относится к несамостоятельному разряду. Именно процессы α и γ являются ответственными за возрастание тока разряда при повышении напряжения U на участке CD ВАФ (рис. 4.3), и для знаменателя в (4.18) выполняется соотношение

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) < 1. \quad (4.19)$$

4.3. ВАХ САМОСТОЯТЕЛЬНЫХ РАЗРЯДОВ

Темный или таунсендовский ток (участок DE ВАХ рис. 4.3) осуществляется при плотности тока $10^{-15} - 10^{-6} \text{ A/cm}^2$, когда объемный заряд не влияет на распределение электрических полей. Экспериментально темный разряд можно получить при палички в электрической цепи большого балластного сопротивления. Рассмотрим условия зажигания самостоятельного разряда. Если за счет увеличения коэффициентов α и γ (например, путем повышения приложенного к электродам напряжения) член $\gamma (e^{\alpha d} - 1)$ знаменателя в (4.18) станет равен единице, а весь знаменатель — нулю, то при $J_0 = 0$ в правой части уравнения (4.18) появится неопределенность. Физически это означает, что анодный ток будет наблюдаться даже в отсутствие эмиссии электронов с катода за счет внешних факторов. Таким образом, выражение

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad \text{или} \quad \alpha d = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (4.20)$$

характеризует условия, при которых разряд превращается из несамостоятельного в самостоятельный. Условие (4.20) имеет простой физический смысл: разряд становится самостоятельным, если один выходящий из катода электрон порождает такое количество ионов, которые, приходя к катоду, вновь выбивают из него не менее одного электрона.

Условие зажигания темного разряда можно получить, подставив в (4.20) выражение для α из (4.17):

$$U_a = \frac{BPd}{\ln \left[\frac{APd}{\ln(1 + 1/\gamma)} \right]}. \quad (4.21)$$

Поскольку напряжение, необходимое для зажигания и поддержания темного тока, не зависит от его тока (4.21), то ВАХ на участке DE имеет вид горизонтальной прямой.

Зависимость $U_a = f(Pd)$, так называемые кривые Пашена для некоторых газов показаны на рис. 4.4. Видно, что для каждого рода газа напряжение пробоя понижается с увеличением Pd , достигает минимума при некотором значении $(Pd)_{\text{мин}}$, а затем возрастает.

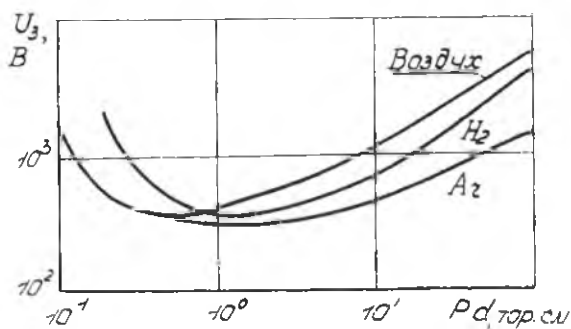


Рис. 4.4. Зависимость потенциала зажигания U_3 от $P \cdot d$ для различных газов

С ростом плотности тока разряда становится существенным влияние объемных зарядов. Это приводит к заметной неоднородности электрических полей в пространстве, и разряд переходит в фазу тлеющего разряда. Тлеющим называют такой самоподдерживающийся разряд с холодным катодом, в котором механизмом выхода электронов с катода является вторичная эмиссия под действием ударов положительных ионов. Разряд характеризуется наличием ряда темных и светящихся областей, среди которых необходимо выделить центральную однородно светящуюся область (положительный столб), образованную рядом светящихся и темных зон, область катодного падения потенциала и анодное свечение (рис. 4.5,а). Существуют нормальная и аномальная формы тлеющего разряда (соответственно участки FG и GH ВАХ на рис. 4.3). Нормальный тлеющий разряд

возникает, как правило, при давлении $10^{-2} - 10$ мм рт. ст. и характеризуется довольно малым током $10^{-4} - 1$ А и сравнительно большим напряжением на разрядной трубке ($U \geq 1$ кВ). Как видно из рис. 4.5,б, почти все падение напряжения сосредоточено на участке d_k , который называется толщиной катодного падения потенциала ΔU_k .

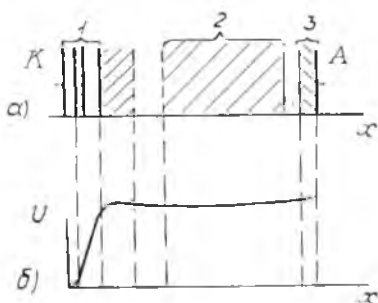


Рис. 4.5. Тлеющий разряд: а — картина свечения разряда; 1 — катодное падение потенциала, 2 — положительный столб, 3 — анодное свечение; б — распределение потенциала между электродами

Разряд характеризуется постоянством плотности газа на катоде j , причем из рассмотрения аналогичного использованному при выводе уравнению (4.21) можно показать, что при изменении давления величина j/P^2 остается постоянной. Электроны эммитируются лишь частью катода, причем площадь работающей поверхности прямо пропорциональна току разряда. Величина катодного падения потенциала ΔU_k остается при этом постоянной. Постоянной величиной при неизменном сорте газа и материале катода является также произведение толщины катодного слоя на давление газа $d_k P$. В табл. 4.1 приведены значения $(d_k P)$ при комнатной температуре. О порядке величины j/P^2 дает представление табл. 4.2.

Таблица 4.1

Произведение толщины области катодного падения на давление $d_k P$ (см · тор)

Катод	Воздух	Ar	H ₂	He	N ₂	Ne	O ₂
Al	0,25	0,29	0,72	1,32	0,31	0,64	0,24
Cu	0,23	—	0,8	—	0,6	—	—
Fe	0,52	0,33	0,9	1,3	0,42	0,72	0,31
Ni	—	—	0,9	—	—	—	—

Таблица 4.2

Плотность тока j/P^2 в нормальном тлеющем разряде [мкА · (см · тор)⁻²] при комнатной температуре

Материал катода	Г а з		
	Воздух	H ₂	Hg (пар)
Al	330	90	4
Cu	240	64	15

Положительный столб тлеющего разряда не является необходимым условием существования данного типа разряда. Его длина сокращается с уменьшением расстояния между электродами. Он состоит из квазинейтральной плазмы и соединяет электрически катодную и анодную области разряда. Положительный столб — протяженный и однородный — широко используется в приложениях: лампах дневного света, светящихся неоновых трубках. Положительный столб тлеющего разряда является активной средой для газовых лазеров.

Поскольку основной процесс размножения электронов происходит в прикатодном слое, условие поддержания тлеющего разряда можно записать по аналогии (4.20) в виде

$$\gamma \left[\exp \left(\int_0^{d_k} \alpha dx \right) - 1 \right] = 1. \quad (4.22)$$

Решив это уравнение совместно с уравнением Пуассона

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -4 \pi e (n_i - n_e) \quad (4.23)$$

и уравнениями баланса заряженных частиц

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_e n_e E) &= \nu_i n_e - \beta n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (\mu_i n_i E) &= \nu_i n_e - \beta n_e n_i, \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

при учете граничных условий

$$\begin{aligned} (\nu_i n_i) \gamma &= n_e \nu_e && \text{на катоде,} \\ \nu_i n_i &= 0 && \text{на аноде,} \end{aligned}$$

можно получить аналитические выражения для ΔU_k , j/P^2 , $d_k P$.

После заполнения всего катода свечением рост тока в разряде начинает сопровождаться ростом плотности тока на катоде и разряд переходит в аномальную форму тлеющего разряда, характеризующегося ростом ΔU_k , а следовательно, и возрастающей ВЛХ. Возрастание плотности тока на катоде приводит к повышению потока тепла на катод и росту его температуры T_k . С увеличением T_k становятся заметными процессы термоэмиссии электронов. В такой ситуации необходимость в γ -процессах на катоде пропадает, а следовательно, пропадает и необходимость в наличии сильных электрических полей в прикатодной области — напряжение на разряде падает (участок НК ВЛХ на рис. 4.3). Разряд переходит в дуговой, который характеризуется как высокопоточный высокотемпературный разряд с относительно высокой степенью ионизации плазмы (табл. 4.3).

Таблица 4.3

Характерные параметры разрядов

Разряд	Рабочее напряжение, В	Плотность тока, А/см ²	T_k , К	T_c , К	n_e , см ⁻³	ω_i , %
Дуговой	10—100	10^2 — 10^3	$\sim 10^3$	$\sim 10^4$	$\geq 10^{13}$	> 1
Тлеющий	$> 10^3$	10^1 — 10^0	$\sim 3 \cdot 10^2$	$> 10^3$	10^9 — 10^{11}	10^{-6} — 10^{-2}

Условия самостоятельного разряда (4.20), (4.21) были получены без учета электрического поля образующихся в газе на стадии развития пробоя электронов и ионов. Поэтому в настоящее время проведены исследования зажигания разряда либо на начальной стадии, когда увеличение электрического поля в прикатодном слое сравнительно мало, либо при очень малых $Pd < 10$ тор. см. В условиях, когда собственное поле заряженных частиц становится сравнимым с приложенным электрическим полем, таунсендовский механизм развития разрядов раскачкой лавин переходит в стримерный пробой¹. Пространственная однородность плазмы, создающейся на стадии стримерного пробоя, существенным образом определяется числом первичных электронов n_{e0} , присутствующих в межэлектродном промежутке к моменту приложения внешнего электрического поля.

Будем считать, что каждый из начальных электронов n_{e0} , содержащихся в газовом промежутке, приобретает энергию в приложенном электрическом поле, инициирует развитие электронной лавины. Очевидным условием пространственной однородности плазмы в направлении, перпендикулярном вектору \vec{E} , является перекрытие соседних электронных лавин за счет диффузии электронов поперек электрического поля. Перекрытие развивающихся электронных лавин должно произойти по крайней мере к моменту времени, когда собственное электрическое поле отдельной лавины сравняется с приложенным электрическим полем, то есть к моменту перехода развивающейся лавины в отдельный стример:

$$\tau_c \approx \frac{1}{\alpha v_e} \quad (4.25)$$

Воспользовавшись выражением для диффузионного радиуса лавины к моменту времени τ

$$R \approx \sqrt{4D\tau} = \left(\frac{8\bar{e}c}{3\alpha e E} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.26)$$

получим первичное соотношение, определяющее связь между n_{e0} и E в случае однородного развития разряда:

$$n_{e0} \geq (2R)^{-3} = \left(\frac{3\alpha e E}{32\bar{e}c} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (4.27)$$

Оценки, проведенные с помощью (4.27), дают для концентрации первичных электронов значения $n_{e0} \geq 10^6$ см⁻³ в зависимости от рода газа и его давления.

¹ Физическая картина неоднородного стримерного пробоя, развивающегося из одиночных электронных лавин, дана в [5].

Следующим условием однородного развития разряда на стадии стримерного пробоя является достаточно быстрое воспроизводство электронов в области, покидаемой ими при дрейфовом движении к аноду. Действительно, если это условие не будет выполнено, то спустя время порядка d/v_e концентрация электронов в газовом объеме окажется на уровне фоновой и дальнейший пробой будет происходить так же, как в отсутствие предварительной ионизации, то есть в виде одиночного развивающегося стримера. Основными процессами, обеспечивающими воспроизводство электронов, являются эмиссия электронов под действием бомбардировки катода ионами, фотоионизация газа и фотоэмиссия с поверхности катода под действием собственного излучения плазмы. Для того, чтобы число уходящих на анод электронов полностью компенсировалось вторичными ионизационными процессами, необходимо выполнение условия, аналогичного (4.20):

$$\gamma \exp \left(\int_0^d \alpha dx \right) > 1. \quad (4.28)$$

Для выражения, стоящего в левой части неравенства (4.28), можно сделать следующую оценку:

$$\gamma \exp \left(\int_0^d \alpha dx \right) > \gamma \exp (\alpha d). \quad (4.29)$$

Очевидно, что

$$\exp (\alpha d) \cong \exp (\alpha v_e \tau), \quad (4.30)$$

где $\alpha v_e \tau \cong 20$ (формула Петера [5]).

1.5. УСТОЙЧИВОСТЬ РАЗРЯДА

Одним из основных критериев применимости разряда для тех или иных целей является его устойчивость. Стационарное однородное состояние положительного столба тлеющего разряда может оказаться неустойчивым, в особенности когда разряд происходит в больших объемах, при повышенных давлениях, при сильных токах. Малые вначале случайные флуктуации начинают катастрофически нарастать, и в результате плазма переходит в иное, неоднородное состояние с неравномерным в пространстве распределением параметров n_{ei} ; n_a ; j_{ei} ; E ; T_{ei} . Проанализируем «склонность» разряда к переходу в неоднородное состояние с помощью уравнения баланса электронов, записанного в самом общем виде:

$$\frac{dn_e}{dt} = Z_+ - Z_-, \quad (4.31)$$

где Z_+ и Z_- — скорости рождения и гибели электронов, зависящие от целого ряда параметров разряда. Пусть качественный характер зависимости Z_+ и Z_- от n_e имеет вид кривых на рис. 4.6. Стационарному состоянию отвечает равенство $Z_+ = Z_-$,

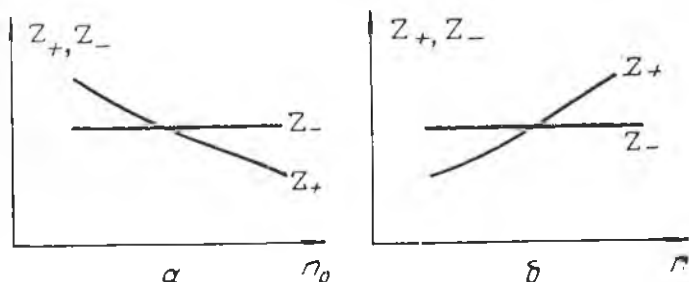


Рис. 4.6. Распределение кривых скоростей рождения и гибели электронов в окрестностях устойчивого (а) и неустойчивого (б) стационарных состояний

т. е. точка пересечения указанных кривых. Нетрудно увидеть, что в первом случае (рис. 4.6,а) стационарное состояние устойчиво, т. к. любое случайное отклонение n_e от него приведет к преобладанию процессов, стремящихся это отклонение ликвидировать. Так, если флуктуация $\delta n_e > 0$, то $Z_- < Z_+$ и $\frac{dn_e}{dt} < 0$, т. е. n_e в данной точке будет падать и положительная флуктуация исчезнет. Иная ситуация изображена на рис. 4.6,б. В этом случае любое отклонение n_e от равновесия будет усиливать преобладание процессов, приводящих к еще большему отклонению, т. е. разряд, характеризующийся таким относительным расположением Z_+ и Z_- , является неустойчивым.

Высказанные соображения позволяют качественно понять стабилизирующую и дестабилизирующую роль различных процессов.

Например, объемная электрон-ионная рекомбинация служит стабилизирующим фактором, т. к. определяемая ею скорость гибели электронов $Z_- \cong \beta n_e^2 \sim n_e^2$, в то время как скорость ионизации атомов из основного состояния $Z_+ = \nu_i n_e \sim n_e$.

Стабилизирует разряд балластное сопротивление R_b , т. к. в случае роста концентрации электронов ток I , следовательно и падение напряжения на сопротивлении IR_b , растут, а напряжение на разряде при ЭДС $\varepsilon = \text{const}$ падает. Уменьшение рабочего напряжения U приводит к прекращению роста I и электрической мощности, подводимой к плазме $W = IU$.

Теплопроводность и диффузия, способные рассасывать локальные флуктуации газовой температуры и плотности электронов, препятствуют развитию перегревных неустойчивостей.

Существует несколько механизмов неустойчивостей положительного столба тлеющего разряда. Основным является так называемая ионизационно-перегревная неустойчивость. Пусть в некотором месте разряда возросла плотность электронов $\delta n_e \uparrow$. В этом месте повышаются проводимость и плотность тока и возрастает плотность мощности энерговыклада $\delta (jE) \uparrow$. В результате происходит локальное повышение температуры газа $\delta T \uparrow$, а поскольку давление в среде выравнивается быстро, со скоростью звука, повышение T газа вызывает тепловое расширение и уменьшение плотности молекул $\delta N \downarrow$. Это создает увеличение отношения $\delta (E/N) \uparrow$ и резкое увеличение скорости ионизации. Плотность электронов δn_e будет расти дальше:

$$\delta n_e \uparrow \rightarrow \delta (jE) \uparrow \rightarrow \delta T \uparrow \rightarrow \delta N \downarrow \rightarrow \delta (E/N) \uparrow \rightarrow (\delta n_e) \uparrow. \quad (4.32)$$

Если в результате процесса (4.32) между электродами возникает канал с повышенной плотностью электронов, по нему идет более сильный ток. Ток концентрируется в образовавшемся канале. Этот эффект называют шнурованием, контракцией. Состояние плазмы в шнурах может приближаться к состоянию в дуговом разряде — происходит полный срыв лазерной генерации; возможно разрушение электрода и прилегающего участка платы. Этот процесс удается частично предотвратить путем секционирования электродов (чаще всего катода) и независимой подачи напряжения на каждый из элементов через индивидуальные балластные сопротивления.

Результатом развития продольных неоднородностей в положительном столбе обычно является стратификация разряда, образование страт (рис. 4.7). Страты — это движущиеся по газу ионизационные волны, сменяющие друг друга области ускоренной и замедленной ионизации, связанной волнам усиленного и ослабленного поля.

Если подсчитать число параметров, которые описывают слабоионизованную низкотемпературную плазму даже в простейшем молекулярном газе: n_e , n_i^+ , n_i^- (с учетом объемного заряда $n_i^+ \neq n_e + n_i^-$), T_e , T , колебательная температура моле-

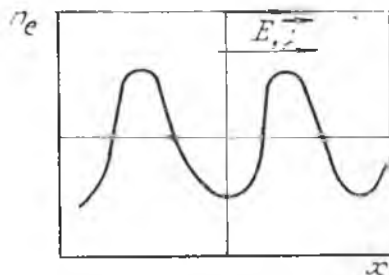


Рис. 4.7. Качественное распределение плотности электронов в стратифицированном разряде

кул T_V (обычно она гораздо выше, чем поступательно-вращательная T), N , E , наберется не менее десятка величин. Ясно, что хотя численное решение соответствующего дисперсионного уравнения десятого порядка всегда возможно, однако понять физическую суть явлений при этом крайне трудно.

Выход из положения подсказывают оценка и сопоставление характерных времен процессов, которые управляют установлением различных параметров. При исследовании неустойчивости определенного типа, связанной с действием какого-то главного процесса и развивающейся за время τ , обычно удается отобразить «быстрые» процессы, которые протекают за время гораздо «меньшее», чем τ . Быстро устанавливающиеся процессы можно считать квазистационарными, полагая, что они мгновенно «подстраиваются» к текущим значениям главных для данной физической ситуации параметров. Относительно более медленных процессов можно сказать, что за время развития неустойчивости данного типа соответствующие параметры вообще не успевают измениться и остаются «замороженными».

Табл. 4.4 дает представление о масштабах времен различных процессов в условиях, типичных для разрядов в лазерах непрерывного действия на CO_2 .

Поясним некоторые величины. Скорость релаксации объемного заряда τ определяется временем рассасывания объемных зарядов в плазме. Время установления электронной температуры, соответствующей данному значению E/N , характеризуется частотой передачи энергии от электронов атомам и молекулам $\nu = \delta \nu_p$. Характерное время нагрева газа за счет выделения джоулева тепла следует из уравнения баланса энергии, которое в стационарном случае можно записать в виде

$$jE = Nc_p (T - T_0) \nu \tau, \quad (4.33)$$

где $\nu \tau$ — обратное время пролета газа через разряд.

Аналогичным образом оценивается и скорость накачки молекулярных колебаний, если джоулево тепло идет в колебания. При этом N , c_p , T заменяются на плотность одних лишь молекул N_m , колебательные теплоемкость c_v и температуру T_V ; $\nu \tau$ — время передачи энергии от колебаний в поступательно-вращательные степени свободы; a — скорость звука. Коэффициенты K_i , K_a , K_d представляют собой константы скоростей ионизации, прилипания и отлипания, причем $K_i N = \nu_i$; $K_a N = \nu_a$ и $K_d N = \nu_d$. Коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации β и β^- , соответственно, характеризуют эффективность процессов гибели заряженных частиц. Газовая и электронная теплопроводности

$$\tau_x = \frac{d^2}{\chi} ; \quad \tau_x^e = \frac{d^2}{\chi^e}$$

выражены через коэффициенты газовой и электронной температуропроводности, где $\chi = -\frac{\lambda}{N c_p}$, а $\chi^e = D_e$.

Таблица 4.4

Временные масштабы процессов в условиях, типичных для разрядов в лазерах непрерывного действия на CO₂: газ CO₂: N₂: He, P = 10...100 тор, N ≈ 10¹⁸ см⁻³, T ≈ 300 ... 500 К, E/P ~ 10 В (см×тор)⁻¹, T_e ≈ 1 эВ, T_v ≈ (2...5) 10³ К, n_e ~ 10²⁰ см⁻³, d = 1 см.

Процессы	Характерное время	Величина времени, с
1. Релаксация объемного заряда	$\tau = \frac{1}{4 \pi \sigma}$	10 ⁻¹⁰ — 10 ⁻⁹
2. Время передачи энергии при столкновениях:		
релаксация температуры электронов	$\tau_e = \frac{1}{v_p \delta}$	10 ⁻⁹ — 10 ⁻⁶
нагрев газа	$\tau_T = N c_p T (\sigma E)^{-2}$	10 ⁻³ — 10 ⁻²
накачки колебаний молекул	$\tau_V = N_m c_V T_v (\sigma E)^{-2}$	10 ⁻³ — 10 ⁻²
колебательная релаксация	τ_{T^*}	10 ⁻⁴ — 10 ⁻²
3. Кинетика столкновений:		
ионизация	$\tau_i = (K_i N)^{-1}$	10 ⁻⁵ — 10 ⁻⁴
прилипание	$\tau_a = (K_a N)^{-1}$	10 ⁻⁶ — 10 ⁻⁵
отлипание	$\tau_d = (K_d N)^{-1}$	10 ⁻⁶ — 10 ⁻⁵
электронное возбуждение	$\tau^* = (K^* N)^{-1}$	10 ⁻⁶ — 10 ⁻⁴
электрон-ионная рекомбинация	$\tau_r = (\beta n_i)^{-1}$	10 ⁻⁴ — 10 ⁻³
ион-ионная рекомбинация	$\tau_{-} = (\beta_{-} n_i)^{-1}$	10 ⁻⁴ — 10 ⁻³
4. Процессы переноса:		
выравнивание давления	$\tau_p = d/a$	10 ⁻⁵ — 10 ⁻⁴
теплопроводность газа	$\tau_x = d^2 \chi^{-1}$	10 ⁻²
амбиполярная диффузия	$\tau_{\Delta} = e^2 D_n^{-1}$	10 ⁻²
электронная теплопроводность	$\tau_{x^e} = d^2 \chi_2^{-1}$	10 ⁻⁵

Как видно из табл. 4.4, в плазме газового разряда можно выделить три группы процессов. К первой группе наиболее быстрых процессов относятся релаксация объемного заряда, установление средней энергии электронов и функции распределения электронов по энергиям, определяемое частотой актов передачи энергии от электронов к атомам или молекулам; релаксация вращательных степеней свободы молекул. При давлении газа порядка 1 атм и концентрации электронов порядка

$10^{11} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ характерное время этой группы процессов составляет $10^{-9} - 10^{-13} \text{ с}$.

Ко второй группе можно отнести процессы: выравнивания давления; ионизации, возбуждения и девозбуждения электронных состояний атомов и молекул газа; прилипания и отлипания электронов; электронной и ион-ионной рекомбинации. При тех же, что и выше, параметрах среды характерное время здесь порядка $10^{-5} - 10^{-7} \text{ с}$. К группе самых медленных процессов относятся: нагрев газа, возбуждение колебательных уровней молекул, релаксация колебательной энергии молекул в температуру газа, газовая и электронная теплопроводность, амбиполярная диффузия и некоторые химические реакции. Характерное время этих процессов порядка $10^{-5} - 10^{-2} \text{ с}$.

Очень часто существует определенная корреляция между стабильностью разряда и видом его ВАХ. Падение или возрастание кривой $E(j)$ удобно характеризовать знаком производной dj/dE . Если ВАХ в окрестности какого-то состояния не падающая, $dj/dE \geq 0$, состояние это обычно устойчиво. Так, в разряде, контролируемом прилипанием, пока плотность газа неизменна, $I(j) = \text{const}$ и разряд устойчив. То же относится к разряду, контролируемому рекомбинацией: $j \approx n_e E = E \gamma_i(E) \beta^{-1}$ и $dj/dE > 0$.

5. ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД В НЕПРЕРЫВНЫХ CO_2 -ЛАЗЕРАХ

Широкое применение самостоятельного и несамостоятельного разрядов в холодном газе для мощных CO_2 -лазеров обусловлено высокой эффективностью возбуждения молекулярных колебаний при столкновениях молекул рабочей смеси с электронами плазмы. При использовании в рабочей смеси добавок N_2 и He обнаружилась удачная близость величины приведенной напряженности электрического поля E/N , соответствующей максимальной энергетической эффективности накачки (до 90%), к величине E/N , соответствующей условию поддержания разряда. Как видно из рис. 5.1, максимальная величина колебательного КПД $\eta \geq 0,9$ достигается при $E/N \approx (1,5...2) \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$, что соответствует развитию и поддержанию несамостоятельного разряда. В плазме самостоятельного разряда (при $E/N \approx (3...5) \times 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$) значение $\eta \approx 0,75...0,85$.

Малое E/N , свойственное несамостоятельному разряду, позволяет разорвать цепочку развития (4.32) в самом последнем звене. При использовании внешнего ионизатора в виде пучка быстрых электронов (150...200 кэВ) функции ионизации и на-

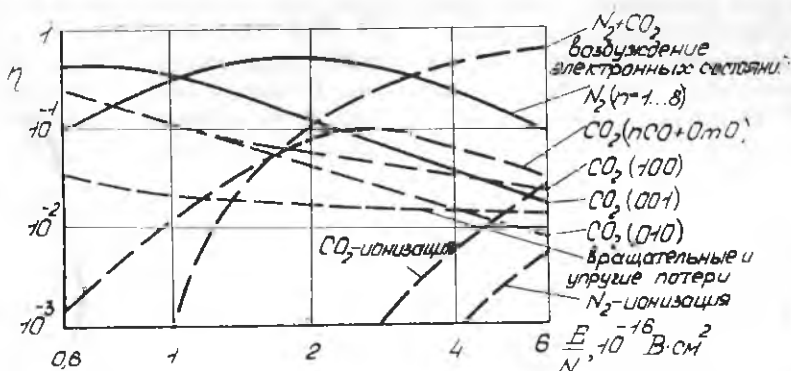


Рис. 5.1. Относительные потери η энергии электронов разряда при возбуждении различных энергетических состояний в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$

качки можно разделить, осуществляя несамостоятельный разряд при оптимальных значениях E/N . Однако эти преимущества несамостоятельного разряда достигаются ценой большого технического усложнения как разрядной камеры в связи с наличием источника широкого пучка быстрых электронов, так и всего устройства в целом за счет необходимости введения экранов биологической защиты от рентгеновского излучения.

Поэтому для применения в технологии наиболее распространены лазеры с самостоятельным разрядом, в которых удается достичь удельной объемной мощности энерговклада $jE \approx 10 \text{ Вт/см}^3$ при энергосъеме $\sim 1 \text{ Вт/см}^3$ и давлении газа ≤ 100 тор. Увеличение jE лимитировано неустойчивостями разряда, прежде всего переходом режима разряда в шпуровую форму. Газ в шпурах сильно разогревается и при температуре $T \approx 500-600^\circ\text{C}$ инверсная населенность лазерной смеси исчезает.

5.1. ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОЦЕССОВ В РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ НЕПРЕРЫВНЫХ CO_2 -ЛАЗЕРОВ

Максимально допустимая мощность генерации газовых лазеров в предположении идеального резонатора определяется как

$$W_r = \frac{\eta_k N_e \varphi V}{\tau}, \quad (5.1)$$

где для CO_2 -лазеров η_k — квантовый КПД ($\eta_k = 0,11$); N — число молекул CO_2 в единице объема; φ — потенциал возбуждения верхнего лазерного уровня 001; V — объем активной среды; τ — время опустошения нижнего лазерного уровня 100.

которое совпадает с временем релаксации уровня лишь в газе с бесконечной теплоемкостью.

В реальном газе величина τ лимитируется скоростью охлаждения газа. В лазерах с продольным (относительно оптической оси) разрядом газ охлаждается в основном путем теплопроводности к охлаждаемой стенке разрядной трубки. Время диффузии

$$\tau_d \approx \frac{d^2}{\lambda v_T}, \quad (5.2)$$

где d — диаметр трубки, λ — длина свободного пробега молекулы, v_T — тепловая скорость. Мощность лазера с диффузионным охлаждением нельзя повысить ни увеличением площади сечения рабочего объема активной среды, ни увеличением плотности газа. Более эффективный способ предотвращения перегрева — быстрая прокачка рабочего газа через область разряда. Время обмена и конвективного охлаждения активной среды определяется как $\tau_k = l/v$, где l — длина активной среды вдоль по потоку, v — скорость потока. Время τ_k определяется сечением канала разрядной камеры и не может быть малым в лазерах с продольным разрядом. Стремление увеличить скорость обмена рабочей среды привело к созданию электроразрядных лазеров с поперечной прокачкой газа при $v = 10 - 5 \cdot 10^2$ м/с.

Оптимальная геометрия проточной разрядной камеры определяется взаимной ориентацией оптической оси резонатора (вектор S совпадает с направлением излучения), вектора скорости потока \vec{v} и вектора напряженности электрического поля \vec{E} . Можно выделить пять возможных вариантов взаимной ориентации векторов S , \vec{v} и \vec{E} (рис. 5.2)). С точки зрения эффективности вывода излучения выгодно располагать оптическую ось

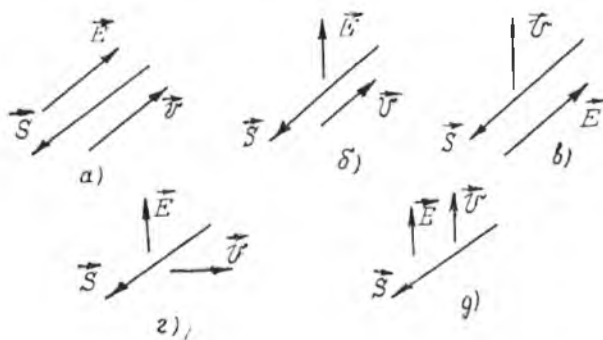


Рис. 5.2. Варианты взаимной ориентации оптической оси резонатора (вектор S по направлению излучения), скорости потока \vec{v} и напряженности электрического поля \vec{E}

вдоль большого размера разрядной камеры. В этом случае получается значительное усиление за один проход электромагнитной волны внутри резонатора. Такой вариант а) реализуется в традиционной схеме лазера с продольным разрядом и продольным потоком (рис. 5.3, 5.4, б). Он не позволяет, однако, осу-



Рис. 5.3. Схема лазера с диффузионным охлаждением рабочей смеси: 1 — разрядная трубка; 2 — электрод; 3 — глухое зеркало; 4 — полупрозрачное зеркало

ществить эффективное конвективное охлаждение. Тот же недостаток относится к варианту б) с поперечным разрядом и продольной прокачкой. В варианте в) с поперечной прокачкой и продольным разрядом длинный разряд сильно выдувается вдоль по потоку. Стабилизация разряда может достигаться дополнительным наложением внешнего магнитного поля. Конфигурация д) обладает тем недостатком, что электроды находятся в потоке газа и тормозят его. Вариант г) с взаимно ортогональными векторами скорости потока, напряженности электрического поля и оптической оси лишен указанных недостатков, нашел широкое применение (рис. 5.4, а).

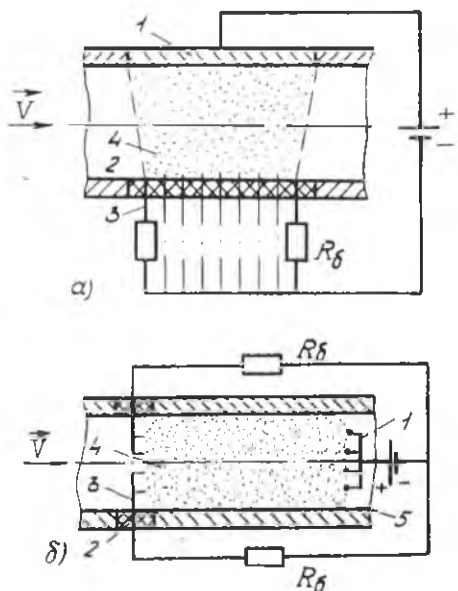


Рис. 5.4. Схемы камер с поперечным (а) и продольным (б) стационарными самостоятельными разрядами в потоке газа: 1 — анод, 2 — катодная плита, 3 — катод, 4 — зона разряда, 5 — диэлектрическая стенка

Стабилизация разряда относительно шнурования и охлаждения рабочей смеси обеспечивается выносом газа из рабочей зоны лазера, так как неустойчивость разряда не успевает развиться за время пролета τ_f газа через газоразрядную камеру.

Определим мощность разряда, которая может пойти на нагрев протекающего газа W_{II} без превышения допустимой величины нагрева ΔT , если расход газа составляет G :

$$W_{II} = c_p \Delta T G, \quad (5.3)$$

где c_p — теплоемкость газа. Мощность, затрачиваемая на нагрев газа, меньше мощности разряда W на величину мощности излучения лазера:

$$W_{II} = W - W_r. \quad (5.4)$$

Отношением $W_r/W = \eta_{эо}$ определяется так называемый электрооптический КПД лазера, который составляет обычно $(6...12) \cdot 10^{-2}$. Используя соотношения (5.3, 5.4) и выражение для $\eta_{эо}$, получим величину W_r :

$$W_r = \frac{\eta_{эо}}{1 - \eta_{эо}} c_p \Delta T G. \quad (5.5)$$

Из выражения (5.5) видно, что мощность лазера пропорциональна расходу газа через активный объем. Так как $G = \rho v S$, то можно заключить, что мощность проточного CO_2 -лазера зависит от таких параметров, как скорость прокачки v , плотность газа ρ (давление газа P), площадь сечения камеры S . При типичных для CO_2 -лазеров значениях $c_p \approx 3$ Дж/гК, $\Delta T = 200...300$ К и $\eta_{эо} = 8 \cdot 10^{-2}$ из (5.5) получаем мощность излучения $\approx 50...70$ Вт на 1 г/с прокачиваемого газа.

5.2. ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД В CO_2 -ЛАЗЕРАХ С ДИФФУЗИОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Для накачки газа в CO_2 -лазерах с диффузионным охлаждением (ЛДО) используется классическая схема тлеющего разряда в трубке (рис. 5.3). У концов длинной стеклянной трубки с радиусом R порядка одного или нескольких сантиметров помещены кольцевые или штырьковые электроды так, чтобы не затораживать дороги излучению. Используется, как правило, смесь $CO_2 : N_2$: Не в соотношениях 1 : 1 : 3 или 1 : 1 : 6 при полном давлении $P \approx 10-20$ тор. Газ очень медленно прокачивают через разряд с целью его непрерывного обновления ($v \approx 1$ м/с).

Стационарный тлеющий разряд в трубке устанавливается вследствие ионизации газовой среды под действием постоянного электрического поля с $E/N \approx (4-6) \cdot 10^{-16}$ В·см².

Параметры разряда типичны для положительного столба:

$$n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}; \quad E/P \approx 2...4 \text{ В (см} \cdot \text{тор)}^{-1}; \quad j \approx 10 \text{ мА/см}^2; \\ jE \approx 0,5 \text{ Вт/см}^3; \quad T_e \approx 1,8...2 \text{ эВ.}$$

Из экспериментов и расчетов следует связь между n_e и j :

$$n_e [\text{см}^{-3}] \approx (0,5...1) \cdot 10^9 \cdot j [\text{мА/см}^2].$$

Различают, по крайней мере, три характерных режима горения тлеющего разряда в трубке, которые определяются преобладанием того или иного механизма ухода электронов из плазмы [7].

Запишем в общем виде уравнение баланса для электронов

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rD_a \frac{d}{dr} n_e) + \nu_i n_e - \beta n_e^2 = 0. \quad (5.6)$$

Здесь первое слагаемое описывает диффузию электронов на стенку разрядной трубки, второе слагаемое соответствует ионизации атомов и молекул при их соударении с электронами, последнее слагаемое отражает исчезновение электронов из области разряда в результате электрон-ионной рекомбинации.

В качестве граничных условий для уравнения (5.6) используются соотношения

$$\frac{d}{dr} n_e (0) = n_e (R) = 0,$$

где первое условие соответствует цилиндрической симметрии разряда, второе — нейтрализации заряда на стенках трубки.

Если рекомбинация заряженных частиц в объеме плазмы не существенна, а параметры ν_i и D_a постоянны по сечению разрядной трубки, решением уравнения (5.6) является бесселева функция нулевого порядка с действительным аргументом:

$$n_e(r) = n_e(0) J_0 [r (\nu_i/D_a)^{1/2}]. \quad (5.7)$$

Так как $n_e(r)$ — величина, естественно, всюду в плазме положительная и обращается в нуль на стенках трубки, то необходимо, чтобы первое обращение бесселевой функции (5.7) в нуль происходило при $r = R$. Решение (5.7) удовлетворяет граничному условию $n_e(R) = 0$ только при выполнении соотношения

$$R (\nu_i/D_a)^{1/2} = 2,405. \quad (5.8)$$

Тогда решение (5.7) преобразуется к виду

$$n_e(r) = n_e(0) \cdot J_0(2,405 \cdot \frac{r}{R}). \quad (5.9)$$

Это — радиальное распределение концентрации электронов в положительном столбе разряда, горящего в диффузионном режиме, то есть в режиме, когда преобладающим каналом ухода электронов из плазмы является их диффузия на стенки трубки. Подстановка в (5.8) выражений v_i и D_a через параметр E/N дает зависимость E/N от радиуса трубки, давления газа и свойств газа.

Другой режим горения разряда наблюдается, когда рекомбинация заряженных частиц в объеме разряда становится сравнимой с их диффузией на стенки. Такой тлеющий разряд, в отличие от диффузионного, естественно назвать объемным.

Учет объемной рекомбинации заряженных частиц приводит к еще более плавной радиальной зависимости концентрации электронов, нежели (5.9). Это естественно, так как объемная рекомбинация наиболее существенна в той области плазмы, где плотность заряженных частиц максимальна, т. е. вблизи оси разрядной трубки.

В предельном случае, когда диффузией заряженных частиц на стенки, по сравнению с объемной рекомбинацией, можно пренебречь, из уравнения (5.6) получаем

$$n_e = v_i \beta^{-1}, \quad (5.10)$$

что говорит о постоянстве концентрации электронов во всем объеме разрядной трубки, за исключением узкой пристеночной области, толщина которой равна $(D_a / \beta n_e)^{1/2}$.

Из выражения (5.10) очевидно, что если в объемном положительном столбе значение частоты v_i будет по каким-либо причинам существенно уменьшаться по мере удаления от оси разряда к стенкам трубки, то, в отличие от случая диффузионного горения тлеющего разряда, наибольшая концентрация электронов и, следовательно, газоразрядный ток будут сосредотачиваться вблизи оси газоразрядной трубки.

Таким образом произойдет сжатие (контракция) положительного столба тлеющего разряда. Учет диффузии электронов, существенной в области с наибольшими градиентами плотности электронов, несколько сгладит резкое распределение (5.10), однако в объемном тлеющем разряде, т. е. при условии

$$\frac{6 D_a}{R^2} \ll n_e \beta, \quad (5.11)$$

это распределение останется резким.

Наиболее общими причинами радиальной неоднородности плазмы стационарного положительного столба тлеющего разряда являются перенос тепла через стенки трубки и, как следствие этого, радиальная неоднородность температуры газа. Ко-

вечно, характерные особенности тепловой контракции определяются конкретными условиями разряда: значением газоразрядного тока; зависимостями $\beta = f(T)$, $v_i = f(T)$; характером установившейся функции распределения электронов по энергиям. Можно показать, что при выполнении условия (5.11) для радиального распределения электронов (5.10) по мере увеличения газоразрядного тока и соответственно по мере выделения джоулевой энергии (jE) температура газа, естественно, возрастает и минимальный радиус контрагированного положительного столба по порядку величины будет определяться расстоянием

$$R_{\min} = \left(\frac{6 D_a}{\beta n_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.12)$$

на которое диффундируют электроны за время их рекомбинации.

Предельные характеристики разряда в ЛДО обусловлены эффективностью охлаждения рабочей смеси, а также устойчивостью разряда [8]. Максимальные значения среднего объемного энерговклада, обусловленные скоростью охлаждения смеси (jE)_{охл}, можно оценить из стационарного уравнения баланса тепла в разряде

$$(jE)_{\text{охл}} \leq \kappa (T_{\text{онт}} - T_{\text{ст}}) \Lambda^{-2}, \quad (5.13)$$

где $\kappa = c_p \rho D$ — теплопроводность смеси; $T_{\text{онт}} \approx 500 - 550$ К — допустимая температура нагрева смеси; $T_{\text{ст}}$ — температура охлаждаемой стенки; $\Lambda = \frac{R}{2,4}$ — характерный размер, определяющий теплоотвод в трубке. Шинирование разряда в трубке имеет, как правило, неустойчиво-термическую природу. Инкремент развития этой неустойчивости можно представить в виде

$$\gamma = A (jE) P^{-1}, \quad (5.14)$$

где $A \sim \frac{\varphi_i}{T_e} \approx 10$ (φ_i — потенциал ионизации газа).

Предельные значения (jE)_{уст}, определяемые устойчивостью разряда, можно оценить, приравняв инкремент к характерной частоте процесса, стабилизирующего развитие этой неустойчивости. В случае диффузионного тлеющего разряда таким процессом является амбиполярная диффузия заряженных частиц к стенкам трубки, происходящая с частотой $\nu_a \approx \frac{D_a}{\Lambda^2}$. Поэтому

$$(jE)_{\text{уст}} \leq \frac{PD_a}{4\Lambda^2} = \frac{D_{a0} P_0}{\Lambda \Lambda^2}, \quad (5.15)$$

где D_{a0} — значение коэффициента амбиполярной диффузии при нормальном давлении P_0 . Из уравнений (5.13) и (5.15) следует, что

$$\frac{(jE)_{\text{охл}}}{(jE)_{\text{уст}}} \approx A \frac{DT_i}{D_e T_e} \frac{(T_{\text{онт}} - T_{\text{ст}})}{T_{\text{онт}}}, \quad (5.16)$$

где D_i — коэффициент диффузии ионов при $P - P_0$. Полагая $T_e \approx 1...2$ эВ, $T_i \approx T_{опт} = 500$ К, $D \approx D_i$, $T_{ст} = 300$ К, нетрудно видеть, что $(jE)_{охл} (jE)_{уст}^{-1} \sim 10^{-1}$, поэтому в ЛДО основным фактором, ограничивающим величину объемного энерговклада, является скорость охлаждения смеси.

5.3. ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД В БЫСТРОПРОТОЧНЫХ CO_2 -ЛАЗЕРАХ

Существенный прогресс в повышении мощности электроразрядных лазеров оказался возможен в результате использования конвективного охлаждения, т. е. быстрой прокачки рабочей смеси через зону разряда. Это так называемые быстропотоочные лазеры (БПЛ).

Для выяснения преимуществ БПЛ сравним характерные времена охлаждения рабочей смеси за счет диффузии τ_d и конвекции τ_k . Если размер, определяющий диффузию, Λ , длина зоны разряда по потоку l , то

$$\tau_d \sim \frac{D}{\Lambda^2} \sim \frac{\lambda v_T}{\Lambda^2} \sim \frac{\lambda a}{\Lambda^2} ; \quad \tau_k \sim l/v ;$$

$$\frac{\tau_d}{\tau_k} \approx \frac{\Lambda^2}{l\lambda} M , \quad (5.17)$$

где λ — длина свободного пробега молекул, v_T — тепловая скорость молекул, a — скорость звука, v — направленная скорость газа, M — число Маха потока газа.

В случае разрядной камеры лазера с продольной прокачкой (рис. 5.4,б), взяв типичные параметры $l \approx 1$ м, $\lambda = 10^{-4}$ см (при $P \approx 100$ тор), $\Lambda \approx 1$ см и $M \leq 0,1$, получим

$$\frac{\tau_d}{\tau_k} \geq 10 .$$

Таким образом в этих лазерных системах предельные значения вкладываемой мощности, а следовательно и удельного съема излучения, можно увеличить приблизительно в 10 раз, т. е. до величины $(W_r / l) \sim 500 \div 1000$ Вт/м. Несмотря на значительное увеличение удельного съема мощности полная мощность лазеров с продольной прокачкой может возрасти лишь незначительно (до величины $W_r \approx 2 \div 5$ кВт), т. к. возрастание длины разрядной камеры увеличивает τ_k и уменьшает эффективность охлаждения.

Значительно более перспективной является прокачка газа в направлении, перпендикулярном оптической оси лазера (рис. 5.4,а). В этом случае длина оптической оси не связана с длиной зоны накачки по потоку газа и поэтому, подставляя в

(5.17) характерные значения: $M \approx 0,1 \div 1$, $\Lambda \approx 10$ см и $\lambda \approx 10^{-4}$ см, можно получить $\tau_d / \tau_k = 10^4 - 10^6$, т. е. скорость тепловода в БПЛ может на 4-5 порядков превышать таковые в ЛДО. По этой причине основным фактором, влияющим на ограничение вкладываемой в разряд БПЛ удельной мощности, становится устойчивость разряда.

Если в случае ЛДО предельные значения мощности W определялись только допустимым нагревом рабочей смеси, то для БПЛ величина W зависит от конструктивных и эксплуатационных параметров (S , ρ , v) и поэтому во многом определяется типом газового разряда, используемого для возбуждения среды. В отличие от разряда, охлаждаемого и стабилизируемого стенками трубки, охлаждение и стабилизация тлеющего разряда в потоке газа (ТРП) осуществляется за счет выноса газа из зоны, занимаемой разрядом. Это позволяет осуществлять стационарный неконтрагированный разряд большой мощности при повышенных давлениях. ТРП по целому ряду свойств (механизм протекания тока, особенности развития неустойчивостей) существенно отличается от тлеющего разряда в трубке [3]. Известный механизм протекания тока в тлеющем разряде состоит в том, что носители заряда (положительные и отрицательные ионы и электроны) рождаются в основном объеме разряда и исчезают путем рекомбинации или амбиполярной диффузии.

В рассматриваемом разряде генерация носителей заряда (положительных ионов и электронов) осуществляется главным образом в приэлектродных областях, затем они вносятся в основной объем разряда дрейфовым движением в электрическом поле, так что в этом объеме разряд носит несамостоятельный характер при пониженных значениях напряженности электрического поля.

Характерные значения параметров газа в потоке составляют $v = 10 - 500$ м·с⁻¹, $T = 100 - 700$ К, полное давление смеси $P = 10 - 760$ тор.

Для увеличения устойчивости разряда применяется секционирование электродов (как правило, катодов) и снабжение их индивидуальными балластными сопротивлениями (см. рис. 5.4). Средняя плотность тока в объеме разряда $j = 3 - 30$ мА/см², плотность тока на катоде $j_k = 10^{-1} - 10$ А/см². Межэлектродное расстояние обычно составляет в поперечном разряде $l_{A-K} = 1 - 10$ см, в продольном $l_{A-K} = 5 - 100$ см. За счет секционирования электродов размер зоны поперечного разряда вдоль потока может достигать $L = 100$ см.

Характерное время пролета газа через зону разряда составляет $\tau_T = 10^{-2} - 10^{-4}$ с.

Внешний вид разряда отличается от вида тлеющего разряда в трубках, хотя во многом и подобен ему. ТРП имеет узкие,

толщиной менее 1 мм, светящиеся области у электродов — яркую катодную область и менее яркую анодную. В пространстве между ними — слабосветящаяся диффузная область, называемая по традиции положительным столбом. Имеется тенденция к возрастанию свечения столба от катода к аноду, независимо от направления скорости потоков.

Вольт-амперные характеристики ТРП, как правило, слабо растут. Наклон ВАХ с ростом P может изменяться, но это зависит от типа разрядного устройства и состава рабочего газа. ВАХ поперечного разряда с катодом в виде трубки, обтекаемой газовым потоком (рис. 5.5), имеет вид прямой, описываемой

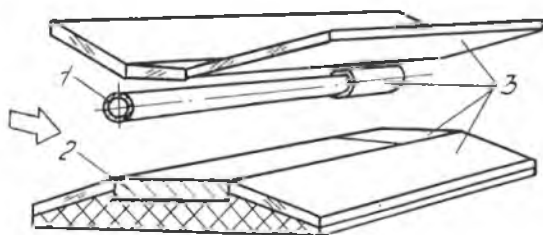


Рис. 5.5. Конфигурация электродов: 1 — катод, 2 — анод, 3 — изоляторы. Стрелка показывает направление газового потока

формулой $U = U_0 + IRL^{-1}$, где U , I — напряжение и ток разряда, L — длина электродов. Параметры U и I для ТРП на смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 2,5 : 7,5 : 5$ тор при $v = 43$ м/с равны $1,16 \pm \pm 0,02$ кВ и 5 ± 2 Ом·м.

Распределение электрического потенциала в межэлектродном промежутке, типичное для самостоятельного ТРП, показано на рис. 5.6, где эквипотенциалы изображены через 10 В. Знаками «+» и «-» показаны точки локальных максимумов и минимумов. Скорость потока 35 м/с, ток 2 А. Непосредственно к поверхности катода примыкает область катодного падения потенциала, имеющая протяженность менее 1 мм. Здесь напряженность электрического поля E очень высока. Велика и неоднородность E : величина E максимальна у поверхности катода и падает почти до нуля на границе области. Величина падения потенциала на этой области (катодное падение потенциала) такое же, как в тлеющем разряде в трубках — $200 \div 500$ В.

Вблизи катода имеется область с пониженным значением E протяженностью от нескольких мм до $1 \div 2$ см.

Еще дальше от катода лежит область, где E неоднородно и растет к аноду сначала довольно сильно, а чем дальше, тем слабее.

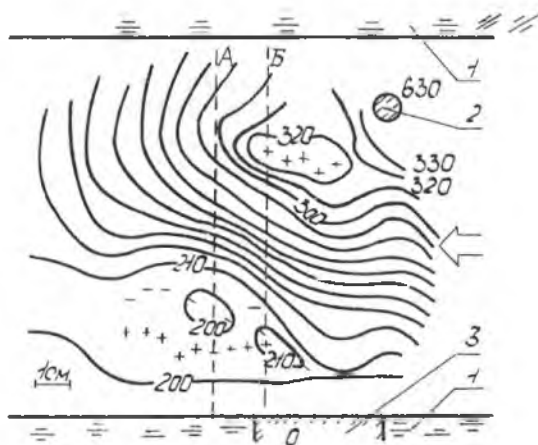


Рис. 5.6. Распределение потенциала в плазме разряда: 1 — изоляторы; 2 — катод, 3 — анод

Вблизи анода имеется область протяженностью $1 \div 10$ мм с более быстрым возрастанием E . Это область анодного падения потенциала, величина которого может составлять сотни вольт, что на порядок выше, чем у разрядов в трубках.

Катодная область ТРП находится в глубине газодинамического пограничного слоя, поэтому ее свойства практически не отличаются от таковой в обычном тлеющем разряде. В этой области в силу граничных условий не выполняется квазинейтральность — заряд положительных ионов не скомпенсирован зарядом отрицательных частиц. Высокие поля E обеспечивают быстрое размножение электронов, выбитых из поверхности катода падающими на нее ионами. В результате здесь рождается большая часть электронов, переносящих ток в плазме разряда.

Для ширины области катодного падения d_K известно, что $d_K \sim P^{-1}$ и при $P = 10$ тор d_K составляет $\approx 0,2$ мм (воздух, медный катод). Ширина температурного пограничного слоя — 2 мм (при $v = 20$ м/с).

Катодная область тлеющего разряда имеет свойство занимать такую часть площади катода, чтобы плотность тока была равна величине j_{II} . Зависимость нормальной плотности тока j_{II} от P не соответствует при условиях ТРП классической $j_{II} \sim P^2$. Для приближенного расчета j_{II} в ТРП можно использовать эмпирическую формулу $j_{II} = A_1 P^n$ с коэффициентами, найденными для смеси газов в CO_2 -лазерах и медного катода $n = 1,5$ и, если P в ГПа, j_{II} в mA/cm^2 , то $A_1 = 0,3$ (смесь $CO_2:N_2:He = 1:3:2$) и $A_1 = 0,4$ (смесь $CO_2:N_2 = 1:3$).

Величина катодного падения потенциала при $j = j_{\text{л}}$ для этих смесей, как показали эксперименты, составляет $U_{\text{к}} \approx 400$ В.

Размер анодной области зависит от скорости потока, давления, плотности тока на аноде и даже от межэлектродного расстояния и составляет от нескольких миллиметров до нескольких сантиметром. Величина анодного падения потенциала для условий ТРП в CO_2 -лазерах $50 \div 100$ В.

5.4. МЕХАНИЗМ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ ГАЗА

Под механизмом разряда подразумевается связь элементарных процессов, определяющих баланс числа заряженных частиц, с макроскопическими свойствами разряда — ВАХ, а также пространственным распределением плотности тока j и электрического поля E в разряде. Эта связь самосогласована, поскольку константы скоростей многих элементарных процессов резко зависят от поля E и, кроме того, скорости отдельных процессов могут нелинейным образом зависеть от тока.

Лучшее качественное и количественное соответствие эксперименту для РТП даст модель неоднородной квазинейтральной плазмы. Основные черты этой модели:

в основном объеме положительного столба разряд носит самостоятельный характер, баланс числа заряженных частиц поддерживается за счет вноса электронов из катодной области и положительных ионов из анодной, ионизация в объеме положительного столба пренебрежимо мала;

в балансе числа заряженных частиц существенны следующие процессы рождения и гибели: а) прямая ионизация нейтральных молекул электронным ударом (в приэлектродных областях); б) прилипание электронов к электроотрицательным молекулам; в) отрыв — «отлипание» электронов от отрицательных ионов; г) ион-ионная и электрон-ионная рекомбинация;

скорости объемных процессов с участием электронов (ионизация, прилипание, электрон-ионная рекомбинация) определяются видом функции распределения электронов по энергиям, которая не зависит от концентрации электронов. Время установления ее порядка $10^{-8} - 10^{-10}$ с. Везде в разряде (кроме узкой прикатодной области) можно считать, что функция распределения и константы скоростей элементарных процессов однозначно определяются локальной величиной E/N и составом газа;

движение газа проявляется через изменение скорости частиц, увеличивая ее.

Скорость движения газа соизмерима со скоростями ионов, но пренебрежимо мала по сравнению со скоростью электронов.

Поток газа практически не оказывает непосредственного влияния на движение электронов. Но вследствие связи электронов с ионами через амбиполярные поля траектория движения электронов соответствует такому распределению полей, которое учитывает снос ионов потоком газа.

Рассмотрим идеализированную схему разряда. Будем рассматривать только положительный столб разряда, пренебрегая эффектами, связанными с разогревом газа и возбуждением нейтральных частиц в области разряда. Тогда зависимость $n_e(x)$ вдоль потока газа дается решением уравнения баланса для электронов:

$$v \frac{dn_e}{dx} = v_i n_e + D_a \frac{d^2 n_e}{dx^2} - \beta n_e^2 - \frac{n_e}{\tau}. \quad (5.18)$$

Здесь v — скорость газового потока, τ — время жизни электронов, определяемое их исчезновением из области разряда в результате ламинарной и турбулентной диффузии на боковые стенки газодинамического канала; $v_i = j(E)$ при $0 \leq x \leq l$; $v_i = 0$ при $x < 0$ и $x > l$.

Последний процесс в (5.18) существует только вне разрядной области, так как

$$v_i(E) \gg \frac{1}{\tau}. \quad (5.19)$$

Рассмотрим случай, когда можно пренебречь объемной рекомбинацией электронов. Это реализуется, если

$$n_e < v_i/\beta.$$

Решая уравнение (5.18), можно получить выражение, связывающее напряженность электрического поля E со скоростью газового потока v [7]:

$$4 D_a v_i(E) = v^2. \quad (5.20)$$

Отсюда видно, что в результате истечения плазмы из разрядной зоны поле E стационарного разряда с увеличением скорости газового потока возрастает.

Для описания поведения плазмы стационарного разряда, горящего в электроотрицательном газе, требуется решение системы уравнений [7]:

$$\left. \begin{aligned} d/dx (n_e v_e) &= v_i n_e - v_a n_e - \beta_+ n_e n_i^+; \\ d/dx (n_i^- v_i^-) &= v_a n_e - \beta_- n_i^- n_i^+; \\ d/dx (n_i^+ v_i^+) &= -v_i n_e + \beta_+ n_i^- n_i^+ + \beta_- n_e n_i^+; \\ dE/dx &= 4 \pi e (n_e + n_i^- - n_i^+). \end{aligned} \right\} \quad (5.21)$$

Здесь v_a — частота прилипания электронов, β_{\pm} — коэффициент ион-ионной рекомбинации.

Для аналитического решения этой системы уравнений в области, где скорость ионизации газа мала по сравнению со скоростью прилипания, можно сделать следующие предположения. Если прилипание электронов преобладает над их рекомбинацией, можно считать, что

$$n_i^- \cong n_i^+ \equiv n \gg n_e.$$

Можно также считать, что за счет $v_e \gg v_i$

$$j = en_e \mu_e E \equiv \text{const}.$$

Кроме того, будем считать, что $\mu_i^- = \mu_i^+ \equiv \mu$. С учетом сказанного перепишем систему (5.21) в виде:

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{d(nE)}{dx} &= v_a n_e - \beta_i n^2; \\ \mu \frac{d(nE)}{dx} &= \beta_i n^2; \\ en_e \mu_e E &= j. \end{aligned} \right\} \quad (5.22)$$

Из первых двух уравнений следует, что

$$n = \left(\frac{v_a n_e}{2 \beta_i} \right)^{1/2}. \quad (5.23)$$

Из (5.22) и (5.23) получается уравнение, определяющее зависимость $E(x)$ в межэлектродном промежутке:

$$E \frac{d(E v_a \beta_i^{-1})^{1/2}}{dx} = \left(\frac{j}{2 e \mu_e} \right)^{1/2} \frac{v_a}{\mu}, \quad (5.24)$$

где сделано допущение в виде $\mu_e \neq f(E)$. Из (5.24) видно, что в электрическом разряде в потоке электроотрицательного газа поле $E(x)$ растет в направлении от катода к аноду.

Рассмотрение уравнений (5.18) и (5.21) выполнено для случая тлеющего самостоятельного разряда в потоке газа, когда плотность тока $j \leq 10$ мА/см².

С увеличением газоразрядного тока, т. е. с увеличением концентрации заряженных частиц, станет существенным процесс электрон-ионной рекомбинации. При этом разогрев газовой среды естественно должен привести к возрастанию параметра E/N вниз по потоку газа и, как следствие, к тепловой контракции разряда. Для построения количественных моделей контракции ТРП требуется как дальнейшее развитие численных методов решения данной задачи, так и достаточно полное определение экспериментальных условий, в которых развивается неустойчивость.

5.5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРЕДЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА В ПОТОКЕ ГАЗА

Большое количество выполненных теоретических работ не привело до настоящего времени к появлению физической модели неустойчивости ТРП, надежно подтвержденной экспериментом и пригодной для использования в практике проектирования электроразрядных устройств.

Выбор параметров устройств для получения ТРП и расчет ожидаемых энергетических характеристик ТРП в настоящее время могут быть выполнены только на основе экспериментальных данных и выявленных экспериментально закономерностей. Однако данные в литературе для устройств различных типов чаще всего отрывочны и не дают полного комплекса зависимостей предельных характеристик ТРП от v , P , I_{A-K} , необходимого для проектирования разрядных устройств.

Наиболее полно исследованы характеристики поперечного ТРП, получаемого с помощью разрядных устройств двух типов: а) глубоко секционированная катодная плата и плоский монокристаллический анод (рис. 5.7), которые используются в лазерах ЛТ-1 [9], ЛТ-10 [10]; б) монокристаллический катод в виде трубки, обтекаемой потоком газа, и монокристаллический анод (рис. 5.5), которые используются в лазерах ЛОК-3М [11], ЛОКОН-3 [12].

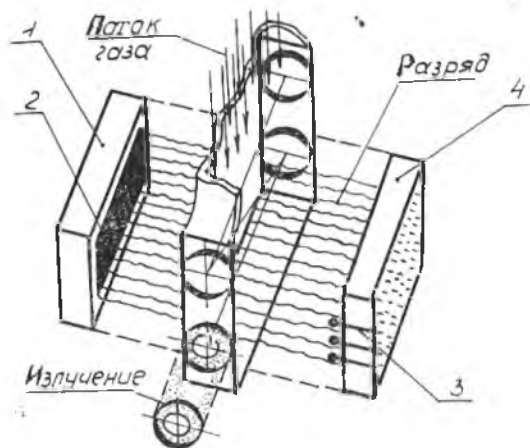


Рис. 5.7. Разрядная камера с секционированным катодом: 1 — держатель анодной плиты, 2 — анодная плита, 3 — ножевые катодные электроды, 4 — держатель катодных электродов

Сформулируем основные выводы по исследованию предельных характеристик ТРП на секционированной электродной системе.

1. Предельная мощность разряда W растет при увеличении длины разрядной зоны вдоль потока l , т. е. количества катодов, установленных один за другим вдоль течения газа. При этом, если расстояние между катодами $l_{\text{к-к}}$ больше, чем расстояние катод-анод $l_{\text{к-а}}$, то мощность W пропорциональна количеству катодов или l .

2. Для заданной длины l существует оптимальная скорость потока, при которой имеет место максимальный энерговыход W/G на единицу массы газа.

3. Мощность, вкладываемая в положительный столб разряда, слабо зависит от P (несколько падая с ростом P), при этом энерговыход W/G падает с ростом P , так как растет массовый расход $G \sim P$.

4. Достигались предельные мощности $W = 45$ кВт, энерговыход $W/G = 320$ Дж/г, ток $I = 24$ А, при этом $E = 0,6 \div 1,2$ кВ/см, $E/P = 12 \div 17$ В/см. тор на воздухе при $P = 50$ тор и $v = 70$ м/с ($G = 140$ г/с) на разрядной камере с $l_{\text{к-а}} = 30$ мм, $l = 360$ мм и $l_{\text{к-к}} = 20$ мм, шириной поперек потока $L = 1$ м и числом катодов поперек потока 20, размерами катода 40×1 мм².

5. При добавке в воздух от 1 до 4% CO_2 предельный энерговыход падал на 10—20% по сравнению с работой на чистом воздухе.

Результаты исследований предельных характеристик ТРП на электроразрядных устройствах с несекционированными электродами позволили сделать следующие выводы:

1. При длине секционированных электродов l больше, чем $l_{\text{к-а}}$, дальнейшее ее увеличение не приводит к ухудшению предельных характеристик.

2. Устойчивый ТРП может существовать, если выполнено необходимое условие — скорость потока v выше некоторой пороговой $v_{\text{пор}}$. Величина $v_{\text{пор}}$ зависит от давления, возрастая с ростом P несколько быстрее, чем $\sim P^2$. Она зависит и от межэлектродного расстояния $l_{\text{к-а}}$, возрастая при его увеличении приблизительно $v_{\text{пор}} \sim l_{\text{к-а}}$.

3. При увеличении скорости потока v , начиная от $v_{\text{пор}}$ и до скорости $\approx (2 \div 3) v_{\text{пор}}$, предельные ток и мощность разряда быстро возрастают.

4. При увеличении v больше $\approx 3 v_{\text{пор}}$ ток I , либо не изменяется, либо слабо падает. При этом мощность W возрастает благодаря некоторому увеличению напряжения на разряде, но так слабо, что энерговыход W/G быстро падает.

5. Если выполнено условие $v \geq 2 v_{\text{пор}}$, то I и W/G мало чувствительны к P (слабо падают с ростом P), W возрастает пропорционально P . Изменение межэлектродного расстояния $l_{\text{к-а}}$ при сохранении P приводит к изменению $I \sim l_{\text{к-а}}^{-1}$.

6. Достигались предельные мощности $W = 28$ кВт на мегр длины электродов, энерговыход в столбе $W/G = 400$ Дж/г, ток $I/L = 18$ А/м при $l_{к-а} = 7,5$ см с диаметром катода 14 мм на смеси $CO_2:N_2:He = 1:3:2$ при суммарном давлении $P = 15$ тор и скорости $v = 40$ м/с. Для этих условий $v_{пор} = 22$ м/с. Уменьшение $l_{к-а}$ до 28 мм позволяло достигать W/L до 48 кВт/м при $P = 30$ тор с энерговыходом ≈ 500 Дж/г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. — М.: Наука, 1971. — 543 с.
2. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980. — 415 с.
3. Велихов Е. П., Голубев В. С., Пашкин С. В. Тлеющий разряд в потоке газа // Успехи физических наук, 1982. Т. 137. — Вып. 1. — С. 117—150.
4. Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. — М.: Атомиздат, 1981. — 200 с.
5. Петер Р. Электронные лавины и пробой в газах. — М.: Мир, 1968.
6. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. — М.: Госатомиздат, 1961.
7. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. Учеб. руководство. — М.: Наука, 1987. — 160 с.
8. Мощные газоразрядные CO_2 -лазеры и их применение в технологии / Абильситов Г. А., Велихов Е. П., Голубев В. С., Григорьянц А. Г., Лебедев Ф. В., Николаев Г. А. — М.: Наука, 1984. — 106 с.
9. Косырев Ф. К., Косырева Н. П., Лунев Е. И. Экспериментальная лазерная установка ЛТ-1 // Автомат. сварка, 1976. — Вып. 9. — С. 72—73.
10. Абильситов Г. А., Антонова Л. И., Артамонов А. В. и др. Оптимизация технологического CO_2 -лазера замкнутого цикла мощностью 10 кВт // Квант. электрон., 1979. — № 1. — с. 204—209.
11. Голов В. К., Иванченко А. И., Крашенинников В. В. Технологический CO_2 -лазер мощностью 2,5 кВт. — Изв. сиб. отделен. АН СССР, Серия техн. наук. — 1986. — № 10. — Вып. 2. — С. 87—91.
12. Иванченко А. И., Крашенинников В. В., Пономаренко А. Г., Шепеленко А. А. Компактный излучатель технологического CO_2 -лазера // Квант. электрон., 1985. — № 10. — С. 2155—2156.

Приложение

НЕКОТОРЫЕ КОНСТАНТЫ, ФОРМУЛЫ, СООТНОШЕНИЯ
МЕЖДУ ЕДИНИЦАМИ, ЧАСТО ВСТРЕЧАЮЩИЕСЯ И ЧАСТО
УПОТРЕБЛЯЕМЫЕ В ФИЗИКЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА
И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Таблица III

Физические постоянные

Величина	Обозначение	Числовое значение	
		система СИ	система СГС
Скорость света	c	$2,997924562 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$	$2,997924562 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{с}}$
Заряд электрона	e	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$	$4,80 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$
Постоянная Планка	h	$6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$	$6,626 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$	$1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{К}}$
Постоянная Авогадро	N_A	$6,022 \cdot 10^{23} \text{ кмоль}^{-1}$	$6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Газовая постоянная	R	$8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$8,31 \cdot 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$
Масса электрона	m	$9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$	$9,16 \cdot 10^{-28} \text{ г}$
Масса протона	m_p	$1,6727 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$	$1,6727 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Электрон-вольт	эВ	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$	$1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$
Температура, соответствующая 1 эВ	T	11606 К	11606 К
Магнитная постоянная	μ_0	$1,257 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$	—
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = (\mu_0 c^2)^{-1}$	$8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$	—

Т а б л и ц а П 2

Соотношения между единицами

Величина	Обозначение	Единица величины		Отношение ед. СИ ед. СГС
		СИ	СГС	
Заряд	q	Кл	ед. СГСЭ	$3 \cdot 10^9$
Напряженность электрического поля	E	$\frac{В}{м}$	ед. СГСЭ	$1/(3 \cdot 10^{11})$
Потенциал, напряжение	φ, U	В	ед. СГСЭ	$1/300$
Электрическая емкость	C	Ф	см	$9 \cdot 10^{11}$
Сила тока	I	А	ед. СГСЭ	$3 \cdot 10^9$
Плотность тока	j	$\frac{А}{м^2}$	ед. СГСЭ	$3 \cdot 10^6$
Сопротивление	R	Ом	ед. СГСЭ	$1/(9 \cdot 10^{11})$
Проводимость	σ	См	ед. СГСЭ	$9 \cdot 10^{11}$
Магнитная индукция	B	Тл	Гс	10^4
Напряженность магнитного поля	H	$\frac{А}{м}$	Э	$4\pi \cdot 10^{-3}$
Индуктивность	L	Гн	см	10^9
Работа, энергия	P	Дж	эрг	10^7
Сила	F	Н	дин	10^5

Т а б л и ц а П 3

Формулы

Наименование	Система СИ	Система СГС
Сила, действующая в электрическом поле E на точечный заряд q	$F = qE$	$F = qE$
Сила взаимодействия двух точечных зарядов	$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{1,2}^2}$	$F = \frac{q_1 q_2}{r_{1,2}^2}$
Потенциал поля точечного заряда	$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$	$\varphi = \frac{q}{r}$
Связь между E и φ	$(\varphi_1 - \varphi_2) = \int_1^2 E \cdot dl$	
Уравнение непрерывности	$\int j \cdot dS = - \frac{dq}{dt}$	
Сила Лоренца	$F = qE + q[\vec{v} \cdot \vec{B}]$	$F = qE + \frac{q}{c} [\vec{v} \cdot \vec{B}]$
Уравнения Максвелла в интегральной форме	$\int E \cdot dl = \int \vec{j} \cdot dS$ $\int D \cdot dS = \int \rho \cdot dV$	$\int E \cdot dl = \frac{1}{c} \int \vec{j} \cdot dS$ $\int D \cdot dS = 4\pi \int \rho \cdot dV$

Окончание таблицы ПЗ

Наименование	Система СИ	Система СГС
Уравнение Пуассона	$\oint H dl = \int (\vec{j} + D) dS$	$\oint H dl = \frac{4\pi}{C} \int \left(j + \frac{\dot{D}}{4\pi} \right) dS$
	$\oint B dS = 0$	
	$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i + - n_e)$	$\frac{dE}{dx} = 4\pi e (n_i + - n_e)$
	$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$	$\text{div } \vec{E} = 4\pi \rho$

Св. план, 1988, поз. 85

*Олег Анатольевич Журавлев,
Александр Андреевич Шепеленки*

ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД В СО₂-ЛАЗЕРАХ

Редактор Т. К. Кретицина
Техн. редактор Н. М. Калениук
Корректор И. С. Куприянова

Сдано в набор 25.02.88 г.
ЕО00172. Подписано в печать 25.04.88 г.
Формат 60×84 1/16. Бумага оберточная.
Гарнитура литературная. Печать высокая.
Усл. п. л. 3,5. Уч.-изд. л. 3,0.
Т. 250 экз. Заказ 361. Цена 15 к.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт имени академика С. П. Королёва,
г. Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151.

Тип. ЭОЗ КуйАИ, г. Куйбышев, ул. Ульяновская, 18.