

Н. А. КАЩОВ

Э Л Е К Т Р О Н И К А

*Допущено Главным управлением высшего образования
Министерства культуры СССР в качестве учебного пособия
для государственных университетов*

6043

ИЗД-ВО СССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЦЕНТРАЛЬНЫЙ
ХИМИЧЕСКИЙ ЗАВОД
ТЕХНИЧЕСКАЯ БИБЛИОТЕКА

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА 1954

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	8
Глава I. Введение	9
§ 1. Предмет и содержание электроники	9
§ 2. Краткий исторический обзор	14
Глава II. Термоэлектронная и холодная эмиссии	20
§ 3. Термоэлектронная эмиссия	20
§ 4. Зависимость тока термоэлектронной эмиссии от температуры катода	22
§ 5. Экспериментальное определение работы выхода ϕ и константы A	29
§ 6. Зависимость работы выхода от внешнего поля	33
§ 7. Холодная эмиссия	36
§ 8. Эмиссия из металла при наличии на его поверхности мономолекулярного слоя постороннего вещества. Плёночные катоды	39
§ 9. Оксидные катоды	42
§ 10. Объяснение термоэлектронной эмиссии оксидных катодов на основе зональной теории полупроводников	45
§ 11. Типы катодов, применяемых в электривакуумных приборах	49
§ 12. Эмиссия положительных ионов	50
§ 13. Дробовой эффект и другие источники шумов в электронных и ионных приборах	50
Глава III. Фотоэлектронная и вторичная эмиссии	55
§ 14. Три вида фотоэффекта	55
§ 15. Законы фотоэлектронной эмиссии. Спектральная характеристика фотокатода	56
§ 16. Методы определения распределения фотоэлектронов по скоростям и методы определения порога фотоэффекта	58
§ 17. Влияние тонких плёнок посторонних веществ на поверхности металла на фотоэлектронную эмиссию. Избирательный фотоэффект	62
§ 18. Теории фотоэлектронной эмиссии	64
§ 19. Фотоэффект со сложных катодов. Современные типы фотоэлементов с фотоэлектронной эмиссией	72
§ 20. Теория фотоэффекта со сложных катодов	76
§ 21. Вторичная электронная эмиссия	79
§ 22. Теории вторичной электронной эмиссии	84
§ 23. Вторичная электронная эмиссия из сложных катодов	85

§ 24.	Электронные умножители	88
§ 25.	Вторичная электронная эмиссия с катода под действием положительных ионов, возбуждённых и нейтральных атомов	91
Глава IV.	Ионизация и возбуждение частиц газа при неупругих соударениях первого и второго рода	94
§ 26.	Ионизация и возбуждение при неупругих соударениях первого рода электронов с частицами газа	94
§ 27.	Вероятность ионизации. Вероятность возбуждения	101
§ 28.	Время пребывания атома в возбуждённом состоянии. Ступенчатая ионизация и возбуждение. Диффузия резонансного излучения. Метастабильные состояния	104
§ 29.	Неупругие соударения второго рода	107
§ 30.	Ионизация и возбуждение при соударениях положительных ионов с частицами газа	110
§ 31.	Образование и разрушение отрицательных ионов. Рекомбинация заряженных частиц	112
Глава V.	Фотоионизация газа в объёме. Термическая ионизация и термическое возбуждение. Другие виды ионизации газа	119
§ 32.	Объёмная фотоионизация газа	119
§ 33.	Ионизация газа рентгеновскими лучами	124
§ 34.	Ионизация газа радиоактивными излучениями	125
§ 35.	Термическая ионизация и термическое возбуждение	127
§ 36.	Процессы перезарядки	130
§ 37.	Остаточная ионизация. Действие космических лучей	130
Глава VI.	Движение электронов и ионов в высоком вакууме и в газе	132
§ 38.	Основные законы и характер движения заряженных частиц в высоком вакууме и в газе	132
§ 39.	Расчёты полей, созданных пространственными зарядами. Вольтамперная характеристика диода	134
§ 40.	Физика электронных ламп	145
§ 41.	Роль пространственных зарядов в газовом разряде	157
§ 42.	Характер движения заряженных частиц в газе при наличии электрического поля	159
§ 43.	Экспериментальные методы определения подвижности ионов и электронов	161
§ 44.	Теория подвижности ионов и электронов	167
§ 45.	Эффективное поперечное сечение частицы газа и его зависимость от скорости налетающего на частицу электрона	173
Глава VII.	Элементы электронной оптики	180
§ 46.	Предмет электронной оптики	180
§ 47.	Фокусировка электронных пучков при помощи электрического поля	181
§ 48.	Электрические линзы	186
§ 49.	Фокусировка электронных пучков при помощи магнитного поля	194
§ 50.	Магнитные линзы	195
§ 51.	Фокусировка электронных пучков в комбинированных электрических и магнитных полях	198

§ 52.	Искажения изображения в электроннооптических системах	199
§ 53.	Электронные микроскопы	200
§ 54.	Фазовая фокусировка потока электронов	203
Глава VIII. Электронные явления в полупроводниках и на границе между полупроводником и металлом		207
§ 55.	Фотопроводимость диэлектриков и полупроводников	207
§ 56.	Фотоэффект запирающего слоя	209
§ 57.	Выпрямление тока на границе полупроводник—металл	217
§ 58.	Работа кристаллического детектора на сверхвысокой частоте	222
§ 59.	Кристаллические триоды	225
Глава IX. Лавинные разряды		230
§ 60.	Теория электронных лавин	230
§ 61.	Зависимость коэффициента α от E и p	236
§ 62.	Эффект и константа Столетова	242
§ 63.	Запаздывание зажигания и время формирования разряда	243
§ 64.	Теория лавинных разрядов с учётом роли пространственных зарядов	245
§ 65.	Зависимость напряжения зажигания разряда от различных условий	249
§ 66.	Зажигание разряда в длинных трубках	255
§ 67.	Пробой высокого вакуума	257
§ 68.	Переходная форма лавинного разряда	259
§ 69.	Характерные признаки и области тлеющего разряда	259
§ 70.	Вольтамперная характеристика и распределение потенциала тлеющего разряда	261
§ 71.	Катодные области тлеющего разряда	262
§ 72.	Элементарные процессы в катодных областях тлеющего разряда	266
§ 73.	Катодное распыление	269
§ 74.	Анодные части тлеющего разряда	273
§ 75.	Остов тлеющего разряда и положительный столб	275
§ 76.	Столбчатый положительный столб	278
§ 77.	Приборы тлеющего разряда	281
Глава X. Плазма газового разряда		283
§ 78.	Плазма	283
§ 79.	Метод зондовых характеристик	286
§ 80.	Время и расстояние релаксации плазмы	295
§ 81.	Распределение электронов плазмы по энергиям	296
§ 82.	Дезионизация плазмы	305
§ 83.	Теория газоразрядной плазмы	306
§ 84.	Электрические колебания в плазме	313
§ 85.	Разряд с искусственно раскалённым катодом	314
§ 86.	Газотроны и тиратроны	317
Глава XI. Дуговой разряд		322
§ 87.	Открытие электрической дуги В. В. Петровым. Характерные признаки и виды дугового разряда	322
§ 88.	Образование дуги	324
§ 89.	Катодное пятно. Внешний вид и отдельные части дугового разряда	326

§	90. Распределение потенциала и вольтамперная характеристика при дуговом разряде	327
§	91. Температура и излучение отдельных частей дугового разряда	330
§	92. Генерация незагужающих колебаний при помощи электрической дуги	332
§	93. Положительный столб дугового разряда при высоком и сверхвысоком давлении	335
§	94. Стабилизация шнура дугового разряда	340
§	95. Свеча Яблочкова	340
§	96. Дуговые печи и дуговая сварка	342
§	97. Ртутные выпрямители	344
Глава XII. Искровой и коронный разряды		347
§	98. Общая картина и отдельные типы искрового разряда	347
§	99. Элементарные процессы в искровом разряде и теория стримеров	350
§	100. Дальнейшие стадии искрового разряда	361
§	101. Методы исследования и специфические особенности молнии	362
§	102. Шаровая молния	368
§	103. Искровые разрядники и тригитроны. Массовый излучатель коротких электромагнитных волн Глаголевой-Аркадьевой	369
§	104. Условия возникновения и общая картина коронного разряда	371
§	105. Распределение поля и вольтамперная характеристика коронного разряда	374
§	106. Двупольный коронный разряд	379
§	107. Прерывистые явления в коронном разряде	380
§	108. Переход коронного разряда в искровой или дуговой	381
Глава XIII. Высокочастотные разряды		385
§	109. Разряды на переменном токе при малой и большой частоте	385
§	110. Кольцевой безэлектродный разряд	386
§	111. Высокочастотные разряды при высоком давлении	387
§	112. Теории высокочастотных разрядов	393
§	113. Импульсные разряды	404
§	114. Разрядники антенных переключателей	405
Глава XIV. Электрические явления в земной атмосфере		410
§	115. Ионосферные слои	410
§	116. Электрические поля и токи в нижних слоях земной атмосферы	414
§	117. Теория грозы	417
§	118. Полярные сияния	419
Глава XV. Излучение газового разряда		421
§	119. Характер свечения газа при разряде	421
§	120. Спектральные серии	422
§	121. Векторная модель электронных уровней атома и номенклатура энергетических состояний атома	424
§	122. Молекулярные спектры и термы	433
§	123. Связь между параметрами газового разряда и его излучением	435

124. Послесвечение газа в разряде	440
125. Эффект Черенкова и эффект светящегося электрода	441
126. Газоразрядные источники света	445
Приложения (таблицы и графики некоторых величин)	449
I. Работа выхода электронов ϕ из металлов и других химических элементов периодической системы в <i>эл.-с.</i>	450
II. Энергия ионизации некоторых атомов и молекул в <i>эл.-в.</i>	451
III. Порог внешнего фотоэффекта для некоторых металлов	453
IV. Подвижность электронов K_e в некоторых газах в $\frac{см/сек}{в/см}$ при $t = 0^\circ C$ и $p = 1$ мм рт. ст.	453
V. Потенциалы возбуждения резонансных линий $U_{рез}$ и метастабильных состояний $U_{мет}$ и потенциалы ионизации некоторых газов и паров U_i	453
VI. Степень термической ионизации газов α в зависимости от температуры по формуле Саха	454
VII. Экспериментальные значения коэффициента объемной ионизации α для воздуха	455
VIII. Свободный пробег электронов в газах	455
IX. Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	458
X. Классификация отдельных типов и областей газового разряда по элементарным процессам, происходящим в них	460
Предметный указатель	464

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая читателю книга написана как учебник, соответствующий курсу «Электроника» на радиофизическом отделении университета, и содержит изложение лекций, читаемых в течение ряда лет её автором, с дополнениями, соответствующими современному состоянию электроники. В соответствии с программой курса книга содержит изложение физических основ радиотехнической электроники и касается вопроса технологии изготовления электронных и ионных приборов лишь постольку, поскольку это необходимо для понимания происходящих в них физических явлений. Подробного указателя журнальной литературы книга не содержит. Читателей, желающих ознакомиться с этой литературой по отдельным вопросам, отсылаем к указателю литературы в монографии автора «Электрические явления в газах и вакууме», Гостехиздат, М.—Л., 1950, а также к ссылкам на литературу в книгах: Л. Лёб «Основные процессы электрических разрядов в газах», Гостехиздат, М.—Л., 1950 и В. Л. Грановский «Электрический ток в газах», т. I, М.—Л., 1952. Книга предполагает знакомство читателя с статистической физикой и квантовой механикой. Однако за недостатком места и сообразно с числом часов, отводимых по учебному плану на соответствующий курс, в неё не включено подробное изложение квантовомеханических теорий тех явлений, с которыми имеет дело электроника. При подборе изложенного в учебнике материала учтены пожелания и указания, высказанные представителями кафедр радиофизического отделения, на котором данный курс является одной из вводных дисциплин. Автор пользуется случаем выразить свою благодарность всем лицам, участвовавшим в дискуссии при выработке плана настоящего учебника, в том числе проф. Г. В. Сливаку, давшему ряд ценных советов в отзыве о рукописи этой книги, учёных авторов при сдаче рукописи в печать, а также Е. Л. Старокадомской за оказанную ею помощь автору при оформлении книги и просмотре корректур.

И. Канцов

Физический факультет
Московского ордена Ленина
государственного университета
29 декабря 1952 г.

ГЛАВА I

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Предмет и содержание электроники. Предметом настоящего курса является изучение физических явлений, обуславливающих собой действие и параметры большого числа приборов, применяемых в различных областях радиотехники. Некоторые из этих явлений имеют также существенное значение при распространении радиоволн в земной атмосфере. В основе всех этих явлений лежат электронные процессы в вакууме, в газах и в твёрдых телах, а также на их границах и на поверхности раздела двух соприкасающихся твёрдых тел. Тот специальный раздел физики, который изучает эти процессы, носит название «электроника». В технике под электроникой нередко понимают раздел, касающийся внешнего описания приборов, технологии их изготовления и тех схем, в которых электронные и ионные приборы применяются. Этот раздел естественно называть *технической электроникой*. Изложение его не входит в задачу настоящего курса, за исключением небольшого числа вопросов, имеющих непосредственное отношение к физике электронных и ионных приборов.

Применение электронных и ионных приборов в радио, в автоматике и телемеханике и в других областях новой техники основано на специфических особенностях их вольтамперных характеристик. В то время как при прохождении электрического тока через металлы и через электролитические растворы (за исключением чрезвычайно больших напряжений и плотностей тока) имеет место закон Ома и вольтамперная характеристика имеет вид прямой линии, проходящей через начало координат, характеристики ионных и электронных приборов имеют сложный ход, связанный с особенностями прохождения тока через высокий вакуум¹⁾, через газы и через поверхность раздела двух твёрдых тел. Перенос электрических зарядов через какое-либо тело, а также через высокий вакуум осуществляется путём передвижения через

¹⁾ *Вакуумом* принято называть пространство, наполненное разреженным газом. *Высокий вакуум* характеризуется тем, что средняя длина свободного пути частиц газа (от одного соударения до следующего) больше наименьших линейных размеров данного сосуда или объёма.

них заряженных частиц. В случае металлов, полупроводников и высокого вакуума—это электроны, в случае растворов, твёрдых диэлектриков и частично полупроводников—электролитические ионы, в случае газов—свободные электроны, положительные и отрицательные ионы газов. В любом случае закон Ома может быть справедлив только, если концентрация заряженных частиц не зависит ни от разности потенциалов, приложенной к данному телу, ни от плотности электрического тока. Если при этом скорость передвижения заряженных частиц прямо пропорциональна напряжённости поля, т. е. если вследствие многочисленных столкновений этих частиц с частицами окружающей их среды их движение совершается как движение под действием постоянной силы в среде с трением, то плотность электрического тока в направлении электрического поля равна:

$$i = en(K_p + K_n)E = en(K_p + K_n)\frac{U}{d}. \quad (1,4)$$

Здесь e —заряд каждой частицы, предполагаемый одинаковым для всех заряженных частиц, n —их концентрация, K_p —множитель в выражении для скорости положительно заряженных частиц: $v_p = K_p E$; K_n —то же для отрицательно заряженных частиц, E —напряжённость поля, U —напряжение, приложенное к телу, d —расстояние между электродами. K_p и K_n носят наименование *подвижности* данного рода частиц. Плотность тока i может быть пропорциональна напряжению U только, если ни n , ни K_p и K_n не зависят от U . Отступления от закона Ома свидетельствуют о непостоянстве концентрации заряженных частиц или их подвижности. В случае тока через границу двух твёрдых тел закон Ома нарушается вследствие накопления электрических зарядов в непосредственной близости от этой границы и возникающего здесь вследствие этого местного электрического поля.

Если на два электрода, помещённых в газе, наложить некоторую небольшую разность потенциалов, то через газ проходит лишь очень слабый ток, зависящий от внешних воздействий на газ и на электроды. Такими процессами, влияющими на прохождение электрического тока через газ, являющиеся пронизывающие газ рентгеновские, радиоактивные или космические лучи или, например, нагревание катода, вызывающее усиленную эмиссию электронов с поверхности последнего, или облучение катода ультрафиолетовой радиацией. Все такие процессы, воздействующие на газ извне и сообщающие ему электропроводность, называют *внешними ионизаторами*. Чем лучше газ защищён от внешних воздействий, тем меньше его электропроводность. Вполне отгороженный от внешнего мира газ при низких температурах явился бы таким же изолятором, как и высокий вакуум. По мере увеличения приложенной разности потенциалов ток, вызванный дей-

ствием внешнего ионизатора, сперва возрастает по закону Ома, затем переходит в насыщение, потом опять начинает постепенно возрастать. Наконец, при определённой разности потенциалов всё явление внезапно приобретает совершенно новые качества. При малом сопротивлении внешней цепи ток мгновенно возрастает до очень больших значений. Газ начинает ярко светиться. Электроды газового промежутка накаляются. При разряде в свободной атмосфере появляются звуковые эффекты. Этот переход к качественно новым явлениям носит название *зажигания газового разряда* или *пробоя газового промежутка*. Необходимая для зажигания разность потенциалов называется *напряжением зажигания* или *напряжением пробоя*. Прекращение действия внешнего ионизатора теперь уже не вызывает прекращения разряда. Разряд стал *самостоятельным*. Процессы, благодаря которым в газе появляются заряженные частицы и газ становится проводящим, носят название *ионизации газа*. Обратные процессы нейтрализации двух заряженных частиц противоположного знака при их встрече называются процессами *рекомбинации*.

Между ионизацией газа и электролитической диссоциацией растворов имеется существенное различие. Электролитическая диссоциация происходит вследствие взаимодействия частиц растворителя и растворённого вещества. Положительные и отрицательные ионы в электролите состоят в каждом данном случае из совершенно определённых комплексов атомов (в том числе иногда и отдельных атомов). Эти комплексы во всех случаях являются составными частями молекул растворённого вещества, распавшихся при электролитической диссоциации. Концентрация ионов в электролите зависит от концентрации всего раствора в целом и от температуры и не зависит ни от силы тока, ни от напряжения, приложенного между электродами, опущенными в электролит. Убыль ионов каждого знака вследствие выделения их на электродах и их рекомбинации в объёме раствора постоянно восполняется процессом диссоциации.

Совсем иное имеет место в газах. В газах заряженные частицы не представляют собой обязательно составные части молекул данного газа. В газах встречаются свободные электроны и самые разнообразные ионы: положительно и отрицательно заряженные отдельные атомы, целые заряженные молекулы, а также заряженные комплексы атомов, которые не существуют в свободном состоянии в других случаях. Ионы в газах образуются не только под действием внешних ионизаторов, но и вследствие целого ряда атомарных элементарных процессов в объёме газа и на поверхности электродов, процессов, связанных с прохождением разрядного тока через газ. При самостоятельном разряде роль этих процессов значительно больше, чем роль внешнего ионизатора, и для поддержания разряда последний становится излишним. Концен-

трация ионов и свободных электронов в газе зависит от силы тока и напряжённости поля в разряде. Это обстоятельство является причиной сложного вида вольтамперных характеристик различных типов газового разряда.

Процессы ионизации частиц газа в разряде можно разделить на *процессы ионизации в объёме газа* и на *процессы ионизации на поверхности электродов*. Причиной последних процессов являются различные виды так называемой *электронной эмиссии*: выход свободных электронов из металлов и полупроводников. Процессы электронной эмиссии являются единственными причинами, создающими проводимость высокого вакуума.

Кроме ионизации, для явлений газового разряда имеют очень большое значение также и процессы *возбуждения* атомов и молекул. Всякий газ при прохождении через него тока представляет собой смесь не только электронов, нейтральных и одно- и многократно ионизованных атомов и молекул, но ещё и атомов и молекул, находящихся на различных ступенях возбуждения, а также возбуждённых ионов. Все эти частицы взаимодействуют между собой и находятся в постоянном энергетическом обмене, определяющем течение разрядных процессов. К возбуждению атомов и молекул ведут процессы, аналогичные тем, которые приводят к ионизации. Для того чтобы овладеть явлениями прохождения электрического тока через высокий вакуум и газы и быть в состоянии придать вольтамперной характеристике данного электровакуумного прибора ход, необходимый для практических целей, надо изучить все элементарные процессы ионизации, возбуждения и рекомбинации и установить связь между этими процессами и макроскопическими параметрами разряда. Необходимо также изучить характер движения заряженных частиц в высоком вакууме и в газах при отсутствии электрических и магнитных полей и особенно при их наличии. Далее, необходимо помнить, что электрическое поле в высоком вакууме и в газах обуславливается не только геометрической формой электродов и наложенной между ними разностью потенциалов, но и зарядами электронов и ионов, передвигающихся в пространстве между электродами. Поэтому учение о *пространственных зарядах* составляет необходимый раздел электроники.

Что касается законов прохождения электрического тока через границу между двумя тесно соприкасающимися твёрдыми телами, как это имеет место в твёрдых выпрямителях, то для их понимания и целесообразного использования надо быть знакомым с электронной теорией металлов и полупроводников. В отношении последних мы будем пользоваться так называемой *зональной теорией* энергетических уровней электронов в диэлектриках и полупроводниках.

При решении задачи о движении электронов в газе в первом приближении пользуются законами классической электродина-

мики, механикой Ньютона и классической статистикой. Однако, как показывает опыт, эти законы далеко не всегда приложимы к электронам. Наравне со свойствами частицы электроны обладают волновыми свойствами. Аналогично тому как лучи света, энергия которых сосредоточена в световых квантах—фотонах, распространяются по волновым законам, траектории электронов—«электронные лучи»—также подчиняются волновым законам. Длина волны λ определяется при этом по закону де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (1,2)$$

где m и v —масса и скорость электрона, h —постоянная Планка. Хорошо известно явление диффракции электронных пучков при их отражении от монокристалла. В электронике волновые свойства электронов приводят к зависимости длины свободного пробега от скорости электрона, к диффракции электронных лучей в электроннооптических приборах и к так называемой холодной эмиссии электронов. Двойственная природа электрона представляет собой одно из диалектических противоречий в современных физических теориях. Эти противоречия служат движущей силой для дальнейшего развития физики и создания в нашем сознании такого представления о внешнем мире, в котором эти противоречия будут сняты. Совокупность движущихся электронов представляет собой не просто пучок движущихся заряженных частиц с массой m и зарядом e и не просто какие-то волны с длиной волны λ , а представляет собой новое явление «единое в противоположностях». Поэтому, а также в связи с тем, что современная теория атома вышла далеко за пределы классической физики, мы не можем исходить из законов классической физики при детальном количественном подходе к элементарным процессам, рассматриваемым в электронике. В частности, при рассмотрении явлений электронной эмиссии нам придётся пользоваться законами квантовой статистики, а количественный учёт различного рода взаимодействий между электронами и частицами возможен только путём применения методов квантовой механики.

Однако эти методы, основанные на подсчёте вероятности нахождения электрона в какой-либо точке пространства или в каком-либо энергетическом состоянии, или вероятности какого-либо элементарного электронного процесса, в большинстве случаев не приводят к общим аналитическим соотношениям. Результаты получаются в виде кривых для отдельных частных случаев. В общем и целом соответствующие соотношения установлены экспериментально. Поэтому, как правило, эти расчёты, изложение которых заняло бы много места, приведены нами не будут¹⁾.

¹⁾ С количественной квантовомеханической трактовкой элементарных процессов газового разряда можно ознакомиться по книге В. Л. Грановского «Электрические токи в газах», т. I, Гостехиздат, М.—Л., 1952.

§ 2. Краткий исторический обзор. Из электрических явлений, с которыми нам приходится встречаться в электронике, впервые было наблюдеено в конце XVII века появление электрических искр при прикосновении рукой к кусочкам янтаря, заряженным трением.

В первых годах XVIII века наблюдали свечение разреженного воздуха внутри стеклянного шара, электризуемого снаружи трением. Поводом к этому исследованию послужил опыт, проведенный в 1675 году Пикаром, в котором он открыл свечение ртутных паров в барометре при встряхивании в последнем столба ртути. В 1746 году были построены первые лейденские банки. Изучение зарядки этих банок и разрядки их при помощи электрической искры привело к самому названию: «*электрический разряд*».

Открытие явлений электрических разрядов через воздух и сопоставление их с грозowymi явлениями в земной атмосфере привели к мысли об электрической природе молнии. Приоритет в этом вопросе принадлежит основоположнику всей русской физики Михаилу Васильевичу Ломоносову. Идея об электрической природе не только молнии, но и северного сияния была выдвинута им в оде «Вечернее размышление о божьем величии» (1743 г.) раньше зарубежных учёных, в том числе и Франклина.

В 1752 году Франклин и почти одновременно с ним Ломоносов показали на опыте, что гром и молния представляют собой мощные электрические разряды в воздухе. Ломоносов установил, что электрические заряды имеются в воздухе и при отсутствии видимой грозы: в этом случае из его «громовой машины» иногда можно было извлекать искры. Громовая машина представляла собой установленную в жилом помещении лейденскую банку, одна из обкладок которой была соединена проводом с металлической гребёнкой или остриём, расположенным на высоком поставленном во дворе шесте¹⁾. Ломоносов создал и общую теорию грозowych явлений, представляющую собой прообраз современной теории грозы. Ломоносов исследовал также свечение разреженного воздуха под действием электрической машины с трением. В 1785 году Кулон во время опытов, приведших к установлению закона Кулона, обнаружил утечку электрических зарядов через воздух (тихий разряд).

В 1802 году профессор физики Петербургской медико-хирургической академии Василий Владимирович Петров, впоследствии академик Петербургской Академии наук, впервые обнаружил и описал явление электрической дуги в воздухе между двумя угольными электродами.

¹⁾ В 1753 году во время опытов был убит у себя дома молнией, ударившей в шест машины, друг Ломоносова профессор Рихман, также производивший исследования при помощи «громовой машины».

Петрову принадлежит также описание разнообразных видов свечения разреженного воздуха при прохождении через него электрического тока, т. е. по существу описание разряда в воздухе при давлениях от атмосферного до 6 мм ртутного столба.

Фарадей принадлежит исследование разницы потенциалов, при которой возникает искровой разряд. Он обнаружил, что проскакивание первой искры между электродами происходит при более высокой разнице потенциалов, чем проскакивание последующих искр, и что после каждой искры состояние газа, облегчающее прохождение новой искры, сохраняется в течение нескольких минут. Он обнаружил также влияние полярности электродов разрядного промежутка на напряжение искрового пробоя в том случае, если оба электрода неодинаковы по размерам и геометрической конфигурации.

В середине XIX столетия появилось феноменологическое описание тлеющего и некоторых других видов разряда в разреженных газах, в частности около 1850 года был обнаружен слоистый разряд.

Начавшееся изучение спектров излучения и поглощения различных тел привело к созданию гейслеровых трубок (названных по имени стеклодува Гейслера). Было установлено, что при прочих равных условиях свечение этих трубок тем ярче, чем они уже, и было предложено их вытягивание в капилляры для помещения перед щелью спектроскопа. В 1857 году Плюккер установил, что спектр гейслеровой трубки однозначно характеризует природу заключённого в ней газа, и открыл первые три линии так называемой балмеровской спектральной серии водорода. Плюккеру совместно с его учеником Гитторфом принадлежат первые наблюдения над катодными лучами. Дальнейшее исследование последних было произведено Круксом.

Существенный сдвиг в понимании явлений газового разряда был вызван работами Дж. Дж. Томсона, открывшего существование электронов и ионов. Из школы Дж. Дж. Томсона (Кавендишская лаборатория) вышел целый ряд физиков—исследователей электрических разрядов в газах и элементарных процессов, имеющих место в этих разрядах. Достаточно назвать имена Таунсенда, Резерфорда, Ричардсона Астона.

Из русских электриков XIX века над исследованием электрической дуги и её практическими приложениями для освещения весьма успешно работали Павел Николаевич Яблочков (1847—1894) и Владимир Николаевич Чиколев (1845—1898), а над приложениями той же дуги для сварки, спайки и плавки металлов—Николай Гаврилович Славянов и Николай Николаевич Бенардос.

Исследованием дуги занимались также Дмитрий Александрович Лачинов и Владимир Фёдорович Миткевич. В 1905 году

Миткевич установил природу процессов на катоде дугового разряда.

Несамостоятельным разрядом в воздухе занимался в 1888—1891 годах Александр Григорьевич Столетов во время его классического исследования *актино-электрического эффекта* (фотоэффекта). Ему принадлежит открытие *«эффекта Столетова»*, а также установление первого закона фотоэффекта и ряда других основных черт этого явления. Столетов ясно сознавал огромную роль, которую должно было сыграть в развитии физики исследование электрических явлений в газах. За два дня до своей смерти при последнем свидании с П. Н. Лебедевым, тяжело больной, еле способный говорить, Столетов навёл разговор «на свою любимую тему о газовых разрядах». Прощаясь навсегда с Лебедевым, он чуть слышно добавил: «Советую заняться этими вопросами—они очень интересны и очень важны». Ивану Ивановичу Боргману принадлежит интересное исследование пути тихого электрического разряда в воздухе при помощи наблюдения положений очень маленьких магнитных стрелок при отсутствии и при наличии разряда через воздух.

Владимир Константинович Лебединский изучал в период 1900—1909 годов совместно с В. Ф. Миткевичем явления электрической искры, в частности «зажигание» и «тушение» искры ультрафиолетовым светом и радиоактивными излучениями. Искровым разрядом занимался также Димитрий Аполлинариевич Рожанский. Он исследовал поведение электрической искры в колебательном контуре, при помощи которого в начале развития радиотехники получали высокочастотные электрические колебания.

Теории газового разряда, основанные на представлении об ионизации газа, ведут своё начало от классических работ Дж. Дж. Томсона и от работ его ученика Таунсенда. При построении своей теории Таунсенд исходил из экспериментальных работ А. Г. Столетова.

Теория Таунсенда была существенно дополнена в 1931—1932 годах Роговским путём учёта искажения электрического поля в разряде пространственными зарядами. Это дало возможность распространить теорию также и на самостоятельный тлеющий разряд. Что касается элементарных электронных и ионных процессов, играющих большую роль в современной электронике, то успешное их исследование и объяснение стало возможным только после открытия электрона в 1897 году и создания теории атома Бора в 1913 году. Из явлений на поверхности катода термоэлектронная эмиссия была обнаружена в начале 80-х годов прошлого столетия Эдисоном, но не была им ни истолкована, ни применена. Только спустя полтора десятка лет эффект Эдисона был применён для создания первого электровакуумного прибора: двухэлектродной «катодной лампы», выпрямляющей переменный

ток и вскоре применённой для детектирования высокочастотных колебаний под названием «аудиона».

Первую количественную теорию термоэлектронной эмиссии дал Ричардсон. Введение в «катодную лампу» третьего электрода — сетки привело к появлению усилительной лампы. С этого времени дальнейшее развитие радиотехники стало усиленно стимулировать научное исследование в области электроники, и эта молодая отрасль физики начала бурно развиваться, охватывая всё большее и большее число новых явлений. Появились генераторные лампы, электроннолучевые трубки, приборы телевидения, приборы для генерации ультракоротких волн и многое другое. В пустотных приборах стали использовать кроме термоэлектронной эмиссии также фотоэлектронную эмиссию и так называемую вторичную электронную эмиссию. Наряду с пустотными приборами, основанными на прохождении электрического тока через высокий вакуум, появились газонаполненные приборы, использующие тот или иной вид электрических разрядов в газах (газотроны, тиратроны, ртутные выпрямители и т. д.). Это привело к новым задачам, стоящим перед исследованием газового разряда. Исследования ионизации газа привели к открытию и других элементарных процессов в объёме газа. Большую роль сыграли работы Франка и Герца над потенциалами возбуждения и ионизации газа, опубликованные в 1913—1914 годах и тесно связавшие учение о газовом разряде с теорией атома Бора, опубликованной в те же годы.

Другой метод подхода к явлениям газового разряда, отличающийся от представлений Таунсенда, был указан в 1923 году Менгмюром, установившим представление о газоразрядной «плазме» и указавшим пути экспериментального и теоретического исследования последней.

В новейшее время Лёб и его школа пошли по другому направлению. Созданная этой школой теория искрового пробоя и кистевого разряда учитывает в числе основных элементарных процессов фотоионизацию в объёме газа и наряду с представлением об *электронных лавинах* Таунсенда вводит представление о *стримерах*. Этим путём в значительной степени удалось расшифровать явления искрового разряда и молнии. Количественную теорию *термической ионизации* дал индийский физик Сага (1923 г.). В 1935 году формула термической ионизации Сага была использована для создания количественной теории шнура дугового разряда, нашедшей своё применение при разработке новых источников света, а также вопросов, связанных с дуговой сваркой.

Таким образом, начиная с первого десятилетия XX века успехи научного исследования во всех областях электроники неуклонно создавали всё более и более богатые возможности для развития

как техники радио, так и других областей новой техники. В то же время грандиозные успехи радиотехники создавали всё новые и новые возможности улучшения и развития техники научного эксперимента, позволившие распространить научное исследование на новые обширные области. Мы имеем здесь один из наиболее разительных примеров необходимости тесной связи теории и практики для успешного развития как техники, так и науки. Поэтому не удивительно, что Советский Союз, где эта связь осуществляется сознательно, по мудрым указаниям Коммунистической партии, занимает в настоящее время первое место в области радио. Быстрое развитие на нашей родине после Великой Октябрьской революции радио и всех других видов связи вместе с развитием обслуживающих их видов промышленности поставило перед советскими физиками ряд больших задач в области электроники.

По указанию Владимира Ильича Ленина в Нижнем-Новгороде (ныне гор. Горький) была создана «Нижегородская радиолaborатория». Работники этой лаборатории очень много сделали для развития радиотехнической электроники в нашей стране. В частности, профессор М. А. Бонч-Бруевич впервые создал здесь генераторные электронные лампы мощностью до десятков киловатт.

Как в Ленинграде, так и в Москве уже в первые годы советской власти образовались ячейки физиков, усиленно работающих в области радиофизики и электроники. В настоящее время эти ячейки разрослись в большие лаборатории и институты. Охватить все проведённые в СССР работы в этом кратком обзоре нет никакой возможности. Укажем только, что перечисленные выше теории газового разряда получили в руках советских физиков дальнейшее развитие (работы Б. Н. Клярфельда по доведению теории Ленгмюра до практических расчётов, работы Д. А. Рожанского по теории зондов, исследование влияния магнитного поля на разряд и создание теории коронного разряда работниками Московского государственного университета, исследование искрового разряда работниками Физического института Академии наук СССР и т. д.). Очень многое сделано и в области элементарных процессов (работы по фотоэффекту и вторичной эмиссии: П. Н. Лукирского, П. Н. Лукирского и С. С. Прилежаева, П. В. Тимофеева, Н. Д. Моргулиса, Н. С. Хлебникова и многих других).

Практическим результатом этих работ явились изобретение и разработка как целого ряда новых приборов (например, электронные умножители, впервые созданные инженером Л. А. Кубецким; мощные ртутные выпрямители, сконструированные В. П. Вологдиным; магнетроны с резонансными полостями в теле анода, впервые построенные и исследованные Н. Ф. Алексеевым и Д. Т. Маляровым), так и новых ценных технологических приёмов

(изобретение электроискрового способа резки и обработки металлов Б. Р. и Н. И. Лазаренко, мощное развитие теории и практики дуговой сварки школой академика В. Н. Никитина и многое другое).

Литература к гл. I

1. «Очерки по истории физики в России» под редакцией А. К. Тимирязева, Гос. уч.-пед. изд., М., 1949.
 2. Ш а т е л е н М. А., Русские электротехники второй половины XIX века, Госэнергоиздат, М.—Л., 1949.
 3. Л у к љ я н о в С. Ю., Советская электроника за 30 лет, УФН 33, 549 (1948).
 4. К а п ц о в Н. А., Физика электрических разрядов в газах за тридцать лет в СССР, УФН 35, 329 (1948).
-

ГЛАВА II

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ И ХОЛОДНАЯ ЭМИССИИ

§ 3. Термоэлектронная эмиссия. Если в откачанной до высоко-го вакуума трубке один электрод сделан в виде металлической нити, накаливаемой проходящим через неё током, и если на другой, холодный, электрод наложить потенциал, положительный по отношению к первому электроду, то по внешней цепи, соединяющей оба электрода, потечёт электрический ток. Если же раскалённую нить сделать анодом, а катодом—холодный электрод, то прибор, помещённый во внешней цепи, тока не обнаружит.

Это явление лежит в основе действия пустотных выпрямителей—*кенотронов* и носит название *термоэлектронной эмиссии*¹⁾. Сила тока термоэлектронной эмиссии тем больше, чем выше температура катода. Термоэлектронная эмиссия свойственна не только металлам, но и полупроводникам. В 1889 году Дж. Дж. Томсон показал, что при термоэлектронной эмиссии электрические заряды переносятся через вакуум частицами с таким же отношением заряда к массе, как и в случае катодных лучей, т. е. электронами. Согласно возникшей вскоре после этого электронной теории металлов отличительные свойства металлических тел объясняются наличием в них оторванных от атомов электронов, передвигающихся по всему объёму металла со средней скоростью хаотического движения, соответствующей температуре металла. Положительные ионы, образовавшиеся при отрыве от атома валентного электрона, образуют кристаллическую решётку металла. Их тепловое движение сводится к колебаниям около положения равновесия в узлах решётки.

Когда электрон подлетает к границе между металлом и вакуумом, равнодействующая всех сил, действующих на электрон, направлена внутрь металла и мешает электрону продолжать свой путь в вакуум. Однако, если скорость движения электрона достаточно велика, он будет в состоянии преодолеть задерживающую

¹⁾ Первоначально термоэлектронную эмиссию называли «эффектом Эдисона»; позже, в тот период времени, когда все заряженные частицы в газе называли ионами независимо от знака их заряда, — «термоионной эмиссией».

его силу и вылететь из металла. Чем выше температура металла, тем больше число электронов, способных проникнуть через границу металла в вакуум, тем больше термоэлектронная эмиссия. Этот процесс аналогичен процессу испарения жидкости: только те молекулы переходят из жидкой фазы в газообразную, которые обладают достаточно большими скоростями. Плотность насыщенного пара устанавливается такая, что число молекул, вылетающих из жидкости, равно числу возвращающихся обратно в жидкость. При термоэлектронной эмиссии происходит такое же явление: если электроны не удаляются от поверхности металла электрическим полем, «электронный газ», образуемый выходящими с поверхности металла свободными электронами, насыщен: вследствие беспорядочного теплового движения столько же электронов возвращается в металл за 1 сек., сколько их выходит из металла. Жидкость при испарении охлаждается. Такое же охлаждение происходит и в случае раскалённой, эмиттирующей электроны нити при удалении электронов внешним полем.

Соберём электрическую схему (рис. 1) так, чтобы при помощи ключа L можно было накладывать на анод A двухэлектродной электронной лампы напряжение, достаточное для удаления всех вылетевших из накалённой нити K электронов (ток насыщения). Мы увидим, что при каждом замыкании ключа L яркость свечения накалённой нити, а следовательно, и температура нити будут заметно уменьшаться; при размыкании ключа, наоборот, температура и яркость увеличиваются. При отсутствии внешнего поля, когда ключ разомкнут, число электронов, возвращающихся в металл из вакуума, равно числу электронов, выходящих из металла в вакуум. После замыкания ключа все выходящие из металла электроны удаляются электрическим полем. Остаётся лишь односторонний поток электронов из металла в вакуум. К потере нитью тепла через теплопроводность её концов и через лучеиспускание прибавляется потеря энергии, уносимой из металла быстрыми электронами и частично затрачиваемой на их отрыв от металла. Это и приводит к уменьшению температуры нити при замыкании ключа.

Количество энергии, затрачиваемой на отрыв частиц газа от жидкой фазы при испарении, характеризуется количественно

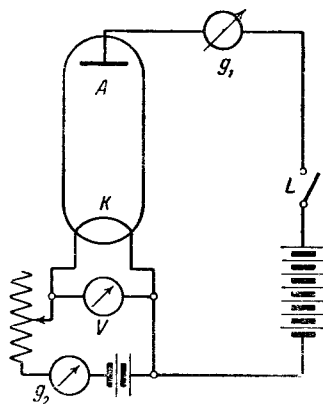


Рис. 1. Электрическая схема опыта при измерении работы выхода по охлаждению нити. g_1 —прибор для измерения эмиссионного тока; g_2 —для измерения тока накала; V —для измерения напряжения накала.

скрытой теплотой испарения, отнесённой к 1 г испарившейся жидкости. Аналогично этому энергия, затрачиваемая на отрыв электрона от металла, характеризуется так называемой *работой выхода электронов*, отнесённой к одному электрону. Работу выхода обозначают буквой φ и практически выражают в электрон-вольтах. При постановке значений φ в теоретические формулы необходимо поэтому умножить число, выражающее φ в электрон-вольтах, на переводный множитель

$$\frac{e}{300} = \frac{4,7 \cdot 10^{-10}}{300} = 1,56 \cdot 10^{-12} \quad (3,1)$$

для того, чтобы выразить φ в эргах.

В дальнейшем изложении во всех формулах, где не будет сделано специальной оговорки, мы будем понимать под φ работу выхода, выраженную в эргах.

Так как вылетающий из металла электрон преодолевает действие удерживающих его сил, то это равносильно тому, что электрический потенциал внутри металла выше, чем вне его, или, другими словами, что на границе металл—вакуум имеется потенциальный барьер, задерживающий электроны. При графическом изображении потенциального барьера на границе металла направление по оси ординат снизу вверх соответствует убыванию потенциала.

§ 4. Зависимость тока термоэлектронной эмиссии от температуры катода. Закон зависимости плотности тока термоэлектрон-

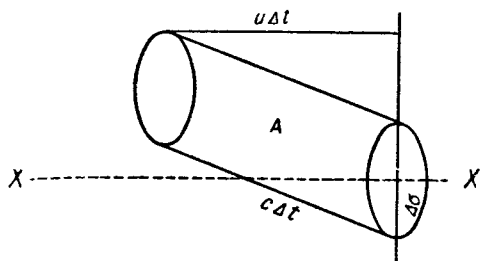


Рис. 2.

ной эмиссии от температуры металла был установлен на основании электронной теории металлов.

Проведём ось X перпендикулярно к поверхности металла. Выделим на границе металл—окружающая среда элемент поверхности $\Delta\sigma$ (рис. 2) и построим на этой площадке, как на основании, цилинд-

рическое тело с образующими, параллельными выбранной нами скорости электронов c и равными $c\Delta t$, где Δt —некоторый малый промежуток времени, и с высотой, равной $u\Delta t$, где u —слагающая скорости c по оси X . Нетрудно видеть, что на выделенную нами площадку $\Delta\sigma$ за время Δt попадут только те электроны, обладающие выбранными нами величиной и направлением скорости, которые в начале промежутка времени Δt находятся внутри построенного нами цилиндра. Любой другой электрон либо не дойдёт до границы металл—окружающая среда, либо достигнет этой границы в точке, лежащей вне элемента $\Delta\sigma$. Если dn_1 —общее

число электронов в единице объёма с компонентами скоростей u , v и w , то в объёме цилиндра их $u \Delta t \Delta \sigma dn_1$. Следовательно, электронов с компонентами скоростей u , v , w на площадку $\Delta \sigma$ за время Δt попадает $u \Delta \sigma dn_1 \Delta t$, за единицу времени $u dn_1 \Delta \sigma$, а число электронов с данными компонентами скоростей, попадающих на 1 см^2 нашей граничной поверхности за то же время, равно

$$dN_1 = u dn_1. \quad (4,1)$$

Чтобы найти общее число электронов, выходящих в единицу времени из 1 см^2 поверхности металла, надо знать распределение электронов проводимости внутри металла по скоростям и подставить в (3,1) выражение dn_1 через u , v и w — компоненты скоростей по осям X , Y и Z , а затем проинтегрировать это выражение для всех электронов, подлетающих к поверхности металла и способных оторваться от металла. Законы распределения электронов в металле по энергиям и по скоростям согласно квантовой статистике Ферми-Дирака имеют вид

$$dn_{\mathcal{E}} = \frac{4(2\pi m)^{3/2}}{h^3 \pi^{1/2}} \frac{\mathcal{E}^{1/2} d\mathcal{E}}{B^{-1} e^{\mathcal{E}/kT} + 1}, \quad (4,2)$$

$$dn_{uvw} = \frac{2m^3}{h^3} \frac{1}{B^{-1} e^{\mathcal{E}/kT} + 1} du dv dw. \quad (4,3)$$

Здесь $\mathcal{E} = \frac{m}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$ — кинетическая энергия электрона, m — масса электрона, h — постоянная Планка, B — константа, зависящая от концентрации электронов n и от температуры T и определяемая соотношением

$$n = \int_{\mathcal{E}=0}^{\mathcal{E}=\infty} dn_{\mathcal{E}} = \frac{4(2\pi m)^{3/2}}{h^3 \pi^{1/2}} \int_0^{\infty} \frac{\mathcal{E}^{1/2} d\mathcal{E}}{B^{-1} e^{\mathcal{E}/kT} + 1}. \quad (4,4)$$

Рассмотрим два предельных случая. При

$$B^{-1} \gg 1 \quad (4,5)$$

можно пренебречь единицей по сравнению с первым членом знаменателя в подинтегральном выражении в правой части равенства (4,3). Это приводит к

$$n = B \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\mathcal{E}}{kT}} \mathcal{E}^{1/2} d\mathcal{E}. \quad (4,6)$$

Интегрирование этого выражения приводит к

$$B = \frac{h^3}{2} (2\pi m kT)^{-\frac{3}{2}} n. \quad (4,7)$$

Подстановка этого значения в (4,2) и (4,3) приводит к максвелловскому закону распределения по скоростям:

$$dn_{uvw} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2}(u^2+v^2+w^2)} du dv dw. \quad (4,8)$$

Этот предельный случай *несырожденного газа* соответствует значениям концентрации электронного газа, имеющим место вне металла в вакууме или в газе, но не применим к электронам проводимости внутри металла.

При малых значениях B^{-1} интегрирование выражения (4,3) приводит, как показал Зоммерфельд, к сходящемуся ряду:

$$n = \frac{8\pi}{3h^3} (2mkT \ln B)^{3/2} \left\{ 1 + \frac{\pi^2}{8} (\ln B)^{-2} - \dots \right\}. \quad (4,9)$$

В предельном случае $B^{-1} \ll 1$, отбрасывая все члены ряда, кроме первого, находим:

$$B = e^{W_i/kT}, \quad (4,10)$$

где через W_i обозначена величина

$$W_i = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}. \quad (4,11)$$

Чтобы выяснить физический смысл этой величины, вставим значение B из равенства (4,10) в закон распределения (4,2). Получим:

$$dn_{\mathcal{E}} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{\mathcal{E}^{1/2} d\mathcal{E}}{e^{(\mathcal{E}-W_i)/kT} + 1}. \quad (4,12)$$

При абсолютном нуле температуры и $\mathcal{E} < W_i$, первый член знаменателя выражения (4,12) превращается в нуль, при $\mathcal{E} > W_i$ — в бесконечность. Отсюда заключаем, что при абсолютном нуле ни один электрон не может иметь значение энергии большее, чем W_i , а кривая распределения по энергиям представляет собой параболу степени $\frac{1}{2}$, обрывающуюся при $\mathcal{E} = W_i$, как это представлено сплошной кривой на рис. 3.

Таким образом, W_i представляет собой наибольшее значение энергии, которой может обладать электрон при абсолютном нуле. В то же время этим значением энергии при абсолютном нуле обладает и наибольшее число электронов.

При $T > 0$ резкий обрыв кривой распределения сглаживается и она приближается к оси абсцисс асимптотически, как это показано пунктирной кривой рис. 3.

Чтобы оценить, при каких температурах и концентрациях кривая распределения приближается к максвелловской, будем

исходить из условия (4,5) и согласно (4,7) положим:

$$B = \frac{h^3}{2} (2\pi mkT)^{-\frac{3}{2}} n \ll 1. \quad (4,13)$$

Подстановка в неравенство (4,13) численных значений физических констант приводит к условию:

$$T \gg 3,5 \cdot 10^{11} \cdot n^{\frac{2}{3}}. \quad (4,14)$$

Если принять, что в металле концентрация электронов проводимости имеет порядок величины, близкий к порядку величины концентрации атомов, и положить $n = 10^{21}$, то условие (4,14) превратится в

$$T \gg 3,5 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}. \quad (4,15)$$

Таким образом, в твёрдых и жидких металлах электронный газ во всех случаях является вырожденным. Подсчёты показывают, что при комнатной температуре число электронов, энергия которых больше чем W_i , чрезвычайно мало. В то же время концентрация электронов вне металла при термоэлектронной эмиссии такова, что при температурах, при которых имеет место эта эмиссия, электронный газ в вакууме электронных приборов является невырожденным, и здесь имеет место максвелловское распределение электронов по энергиям. Экспериментальное определение распределения по энергиям по методу задерживающего потенциала (см. § 16 гл. III) подтверждает этот вывод.

Распределение по скоростям при подстановке значения B из (4,10) в (4,3) даёт:

$$dn_{uvw} = \frac{2m^3}{h^3} \frac{du dv dw}{e^{(e-W_i)/kT} + 1}. \quad (4,16)$$

Подстановка этого выражения dn_{uvw} в (4,1) и переход к интегралу даёт для эмиссионного тока i с единицы поверхности металла:

$$i = eN_1 = e \left(\frac{m}{h} \right)^3 2 \int_{-\infty}^{+\infty} dv \int_{-\infty}^{+\infty} dw \int_{u_{\min}}^{+\infty} u \frac{du}{e^{(e-W_i)/kT} + 1}. \quad (4,17)$$

Здесь u_{\min} — минимальное значение компоненты скорости u по

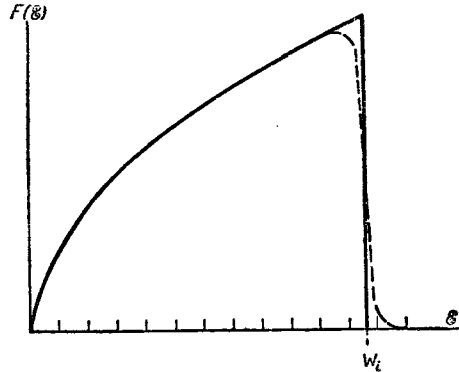


Рис. 3. Кривая распределения электронов проводимости металла по энергиям ϵ согласно закону распределения Ферми. Сплошная кривая — при $T=0^\circ\text{K}$, пунктирная — при $T=1500^\circ\text{K}$.

оси X , которым должен обладать электрон для того, чтобы выйти из металла.

Величину $mu_{\text{мин}}^2/2$ обозначим через W_a и будем называть *высотой потенциального барьера* на границе металла или *полной работой выхода*.

Так как $\mathcal{E} = \frac{m}{2}(u^2 + v^2 + \omega^2)$, то далее имеем:

$$i = 2e \frac{m^3}{h^3} \int_{u_{\text{мин}}}^{+\infty} u \, du \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv \, d\omega}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2+v^2+\omega^2)-W_i\right]/kT} + 1}. \quad (4,18)$$

Введём новые переменные ρ и ψ так, чтобы

$$v = \rho \cos \psi; \quad \omega = \rho \sin \psi; \quad v^2 + \omega^2 = \rho^2,$$

и заменим элемент плоскости $dv \, d\omega$ в декартовых координатах через такой же элемент в полярных координатах $\rho \, d\psi \, d\rho$. Будем иметь:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv \, d\omega}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2+\rho^2)-W_i\right]/kT} + 1} &= \\ &= \int_0^{\infty} \frac{\rho \, d\rho}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2+\rho^2)-W_i\right]/kT} + 1} \int_0^{2\pi} d\psi = \frac{2\pi kT}{m} \int_0^{\infty} \frac{dy}{e^{\beta+y} + 1}. \end{aligned} \quad (4,19)$$

Мы произвели интегрирование по ψ , ввели новую переменную $y = \frac{m\rho^2}{2kT}$, откуда $\rho \, d\rho = \frac{kT}{m} dy$, и положили:

$$\beta = \frac{W - W_i}{kT}, \quad (4,20)$$

где $W = \frac{mu^2}{2}$.

Замена переменных $z = e^{y+\beta}$ приводит к $dz = e^{y+\beta} dy$:

$$\int_0^{\infty} \frac{dy}{e^{\beta+y} + 1} = \int_{e^{\beta}}^{\infty} \frac{dz}{(z+1)z} = \int_{e^{\beta}}^{\infty} \ln \frac{z}{z+1} = -\ln \frac{e^{\beta}}{e^{\beta}+1} = \ln(1 + e^{-\beta}). \quad (4,21)$$

Подстановка выражения (4,21) в (4,19), а затем подстановка найденного значения всего двойного интеграла (4,19) в (4,18) дают:

$$\begin{aligned} i &= 4\pi kTe \frac{m^2}{h^3} \int_{u_{\text{мин}}}^{\infty} u \ln(1 + e^{-\beta}) \, du = \\ &= \frac{4\pi me}{h^3} kT \int_{W_a}^{\infty} \ln\left(1 + e^{-\frac{W-W_i}{kT}}\right) dW. \end{aligned} \quad (4,22)$$

Мы заменили здесь нижний предел интеграла через W_a .

Выражение (4,22) можно переписать в виде

$$i = e \int_{W_a}^{\infty} N(W) dW. \quad (4,23)$$

Здесь $N(W)$ представляет собой число электронов, для которых величина W лежит в пределах от W до $W + dW$ и которые доходят до единицы поверхности металла в единицу времени. Так как в пределах интегрирования $W \geq W_a$ и, следовательно, $e^{-\frac{W-W_i}{kT}} \ll 1$ при всех имеющих место на опыте значениях T , W_a и W_i , то, решая задачу о термоэлектронной эмиссии, можно разложить логарифм под интегралом в выражении (4,22) в ряд и ограничиться одним первым членом этого ряда. Это даёт:

$$i = \frac{4\pi me}{h^3} kT \int_{W_a}^{\infty} e^{-\frac{W-W_i}{kT}} dW = \frac{4\pi me k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a-W_i}{kT}}. \quad (4,24)$$

Введём обозначения:

$$A = \frac{4\pi me k^2}{h^3} \quad (4,25)$$

и

$$\varphi = W_a - W_i, \quad (4,26)$$

и напишем закон термоэлектронной эмиссии в его обычном виде:

$$i = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}}. \quad (4,27)$$

В этой формуле φ носит название *эффективной работы выхода*. Согласно (4,26) эффективная работа выхода φ представляет собой разность между высотой потенциального барьера W_a и максимальной энергией электронов в металле при абсолютном нуле W_i , как это показано на рис. 4. На этом рисунке ось абсцисс перпендикулярна к поверхности металла, по оси ординат отложены значения потенциала в различных точках. Прямая O_1O соответствует потенциалу внутри металла; прямая AA_1 — уровню Ферми, т. е. максимальной возможной энергии электрона в металле при абсолютном нуле W_i ; прямая BB_1 — потенциалу вне металла при напряжённости внешнего поля, равной нулю. Отрезок O_1B_1 соответствует высоте потенциального барьера W_a ; отрезок O_1A_1 —

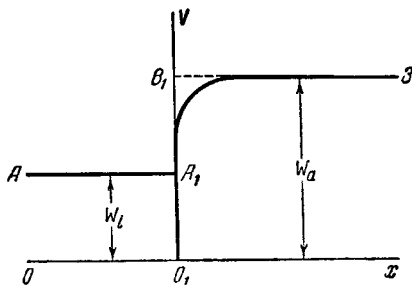


Рис. 4. Потенциальный барьер на границе металл—вакуум.

величине W_i ; отрезок A_1B_1 —эффективной работе выхода φ . Последнюю нередко называют просто *работой выхода*. Такое сокращённое название вполне соответствует сути дела, так как φ равно тому количеству энергии, которую должен получить электрон за счёт запаса тепловой энергии металла сверх той наибольшей энергии, которой электроны обладают при абсолютном нуле.

Высота потенциального барьера на границе металла может быть определена экспериментально, независимо от термоэлектронной эмиссии. Направление движения отражённых пучков электронов при диффракции электронов на поверхности монокристалла какого-либо металла зависит от длины волны λ электронных волн, определяемой формулой де Бройля (1,2). При малых скоростях электронов, падающих на поверхность металла, направления, на которые приходятся максимумы отражённых пучков электронов, определённые согласно соотношению (1,2), не совпадают с наблюдаемыми. Это происходит потому, что при диффракции электронов отражение электронных волн происходит не от одного внешнего ряда узлов пространственной решётки металла, а и от внутренних слоёв этой решётки. Чтобы получить согласие теории с опытом, в (1,2) вместо v надо подставить скорость электронов не вне, а внутри металла, т. е. скорость после проникновения через потенциальный барьер на поверхности металла. Определяя λ из опытов по диффракции электронов, можно найти разницу в скорости электрона вне и внутри металла, а следовательно, и высоту потенциального барьера. Проведённая таким образом проверка формулы (4,26) приводит к хорошему совпадению теории с опытом.

Электронная теория металлов на той стадии её развития, которой мы здесь воспользовались, не учитывает периодического электрического поля, созданного внутри металла ионами его кристаллической решётки, и молчаливо принимает потенциал внутри металла постоянным. Такое приближение оказывается достаточным для решения задачи о термоэлектронной эмиссии и не приводит к результатам, противоречащим опыту, за исключением того, что на опыте константа A оказывается различной для разных металлов, вопреки соотношению (4,25), по которому A должно было бы иметь одно и то же универсальное значение $120 \text{ ампер} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{град}^{-2}$ для всех металлов. Это противоречие устраняется при выводе равенства (4,27) методами волновой механики путём решения задачи о прохождении электронных волн через границу металл—вакуум. Результаты решения приводят к формуле

$$i = \bar{D} \frac{4\pi m e k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_0 - W_i}{kT}}, \quad (4,28)$$

т. е. к той же формуле (4,27), но только с несколько иным зна-

чением константы A , а именно:

$$A = \bar{D} \frac{4\pi m e k^2}{h^3}. \quad (4,29)$$

\bar{D} представляет собой *прозрачность* или пропускную способность потенциального барьера для электронных волн, равную $1-r$, где r —коэффициент отражения волн де Бройля от потенциального барьера.

В то время как ни W_a , ни W_i , ни φ не зависят от формы потенциального барьера, т. е. от распределения потенциала в пограничном слое металла, \bar{D} зависит от формы потенциального барьера, а также от скорости подлетающих к барьеру электронов. В формуле (4,28) \bar{D} является некоторым усреднённым при интегрировании значением прозрачности барьера. Кроме того, \bar{D} должно зависеть от природы металла и от строения его кристаллической решётки. Формула (4,27) носит название формулы Ричардсона-Дёшмана и была выведена ими из законов термодинамики с учётом некоторых экспериментальных данных¹⁾.

§ 5. Экспериментальное определение работы выхода φ и константы A ²⁾. 1) Метод «прямой Ричардсона». Прологарифмировав выражение закона термоэлектронной эмиссии (4,27), получаем линейную зависимость $\ln \frac{i}{T^2}$ от $\frac{1}{T}$. Определив i при двух различных значениях T , проводим на графике соответствующую прямую:

$$\ln \frac{i}{T^2} = \ln A - \frac{\varphi}{k} \frac{1}{T}. \quad (5,1)$$

Определяя тангенс угла наклона этой прямой, находим φ . Точка пересечения прямой с осью ординат даёт нам A .

2) Метод компенсации охлаждения нити. Вернёмся к электрической схеме, изображённой на рис. 1. Увеличим после замыкания ключа L ток накала нити настолько, чтобы нить вновь приняла ту же температуру, которую она имела при

1) Первоначально Ричардсоном путём подстановки в выражение (4,1) максвелловского закона распределения электронов по скоростям (4,8) была выведена другая формула, а именно:

$$i = C T^{3/2} e^{-\frac{\varphi}{kT}}. \quad (4,30)$$

Этой формулой долгое время пользовались на практике, так как при соответствующем подборе констант C и φ она хорошо соответствовала опытным данным. В настоящее время эта формула может быть приложена к выходу электронов в вакуум из зоны проводимости полупроводников (см. ниже, § 57 гл. VIII), так как концентрация электронов проводимости в полупроводниках соответствует условию (4,13).

2) Численные значения работы выхода φ для металлов и других химических элементов см. в таблице I, приведённой в Приложениях.

разомкнутым ключе, т. е. при отсутствии тока электронов с катода на анод. О равенстве температур нити в обоих случаях будем судить по её сопротивлению, а о последнем—по отношению напряжения накала к току накала $R = \frac{U_n}{I_n}$. Потери тепла нитью как вследствие теплопроводности её концов, так и вследствие излучения будут в обоих случаях одни и те же.

Подсчитаем потерю тепловой энергии нити при замкнутом ключе, имеющую место вследствие наличия эмиссионного тока. Можно показать, что в направленном потоке электронов, эмиттируемых металлом, средняя кинетическая энергия одного электрона равна $2kT$. Обозначим через T температуру накалённой нити, через T_0 —температуру провода, по которому электроны возвращаются в нить, через φ —работу выхода электрона в электрон-вольтах. При эмиссии одного электрона нить теряет энергию $\varphi e + (T - T_0) 2k$ эргов. Если эмиссионный ток равен I , то за 1 сек. потеря W энергии нити равна

$$W = \frac{I}{e} [\varphi e + 2k(T - T_0)]. \quad (5,2)$$

Для того чтобы восполнить эту убыль и привести нить к прежней температуре, которую она имела при отсутствии эмиссионного тока, т. е. при разомкнутом ключе L , надо увеличить ток накала нити на величину ΔI_n . Пусть R —сопротивление нити. При отсутствии эмиссии ток выделял в нити в 1 сек. в виде тепла энергию $I_n^2 R$. После увеличения тока накала на ΔI_n выделяется энергия $(I_n + \Delta I_n)^2 R$. Разность между этими двумя величинами должна представлять собой как раз подсчитанную выше энергию W . Мы можем написать:

$$W = R [(I_n + \Delta I_n)^2 - I_n^2]. \quad (5,3)$$

(5,3) и (5,2) дают:

$$\frac{I}{e} [\varphi e + 2k(T - T_0)] = 2RI_n \Delta I_n + R(\Delta I_n)^2. \quad (5,4)$$

Зная R , I_n , ΔI_n , T , T_0 и I , можно из равенства (5,4) вычислить работу выхода φ .

При этих опытах температуру T определяют пирометром.

Описанным методом Дэвиссон и Джермер получили для работы выхода из вольфрама значение $4,52 \pm 0,05$ эл.-в. В то же время Дёшман получил из непосредственных измерений эмиссионного тока и пользуясь формулой (4,27) для той же величины, значение $4,485$ эл.-в., что представляет собой хорошее совпадение результатов двух совершенно различных методов измерения. Если же применить к тем же экспериментальным данным формулу (4,30), то φ получается равным $4,78$ эл.-в. Расхождение между этой последней величиной и числом $4,52$ много больше ошибок наблюдения.

3) Третьим методом определения эффективной работы выхода из металлов $\varphi = W_a - W_i$ служит определение порога фотоэффекта (см. § 16 гл. III). Этот метод даёт для φ значения, совпадающие с теми, к которым приводит применение формулы Ричардсона-Дёшмэна, лишь при условии одинаковой чистоты поверхности металла при опытах с термоэлектронной эмиссией и с фотоэффектом.

4) Четвёртым методом определения φ является измерение контактной разности потенциалов между данным металлом и металлом, работа выхода которого известна. Пусть в закрытом пространстве, ограниченном непроницаемой оболочкой, находятся два различных металлических тела B_1 и B_2 , соприкасающихся между собой и имеющих одну и ту же температуру T (рис. 5). Пусть для металла B_1 работа выхода электрона меньше, чем для металла B_2 . В таком случае концентрация электронов n_1 около тела B_1 будет больше, чем концентрация их n_2 близ поверхности тела B_2 . Вследствие этого начнётся диффузия электронов от B_1 к B_2 и переход излишних электронов внутрь тела B_2 , пока потенциал тела B_2 по отношению к B_1 не сделается таким, что поле будет препятствовать дальнейшему переносу электронов от B_1 к B_2 . Выделим между телами B_1 и B_2 цилиндр с поперечным сечением S и рассмотрим силы, действующие на электронный газ, находящийся в тонком слое C толщиной dl , вырезанном в этом цилиндре перпендикулярно к его оси. На слой C действуют: 1) разность давлений электронного газа на верхнюю и нижнюю границы слоя; эта сила равна градиенту давления, умноженному на dl и на площадь сечения цилиндра S , и 2) сумма всех сил, действующих на электроны, находящиеся в слое. Объём слоя равен Sdl , число электронов в нём равно $nSdl$. Сила, действующая на каждый электрон, равна $e \frac{dV}{dl}$. При установившемся равновесии

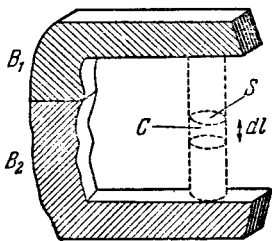


Рис. 5. К выводу соотношения между контактной разностью потенциалов и разностью между работами выхода двух металлов.

$$S \frac{dp}{dl} dl - enS \frac{dV}{dl} dl = 0.$$

Так как $p = nkT$, то отсюда находим:

$$\frac{e}{kT} \frac{dV}{dl} dl = \frac{1}{n} \frac{dn}{dl} dl$$

или

$$\frac{e}{kT} \frac{dV}{dl} dl = \frac{dn}{n}.$$

Провинтегрировав это выражение вдоль оси нашего цилиндра от B_1 до B_2 , находим:

$$\frac{e(V_2 - V_1)}{kT} = \ln \frac{n_2}{n_1}. \quad (5,5)$$

В нашем мысленном опыте мы имеем дело со стационарным равновесным состоянием, при котором n_1 и n_2 остаются постоянными. В этом случае числа электронов N_1 и N_2 , выходящих с единицы поверхности каждого из тел B_1 и B_2 в 1 сек., равны числам электронов N'_1 и N'_2 , попадающих вследствие их теплового движения за то же время на ту же единицу поверхности извне. На основании соотношения кинетической теории газов $N = \frac{1}{4} \bar{v} n$ имеем $\frac{N_2}{N_1} = \frac{n_2}{n_1}$. Следовательно, плотности эмиссионного тока i_1 и i_2 пропорциональны n_1 и n_2 . Поэтому можно записать:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{i_2}{i_1}.$$

Таким образом, принимая во внимание (5,5) и обозначая разность потенциалов $V_2 - V_1$, выраженную в вольтах, через U_k , имеем:

$$\frac{eU_k}{300kT} = \ln \frac{i_2}{i_1}. \quad (5,6)$$

По формуле Ричардсона-Дёшмана, выражая работу выхода в электрон-вольтах, находим:

$$\left. \begin{aligned} i_2 &= AT^2 e^{-\frac{e\varphi_2}{300kT}}, & \ln i_2 &= \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi_2}{300kT}, \\ i_1 &= AT^2 e^{-\frac{e\varphi_1}{300kT}}, & \ln i_1 &= \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi_1}{300kT}. \end{aligned} \right\} \quad (5,7)$$

Вычитая второй логарифм из первого, имеем:

$$\ln \frac{i_2}{i_1} = \frac{e}{300kT} (\varphi_1 - \varphi_2), \quad (5,8)$$

и далее согласно (5,6) получаем:

$$U_k = V_2 - V_1 = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (5,9)$$

U_k есть не что иное, как хорошо известная контактная разность потенциалов металлов B_1 и B_2 . Таким образом, *разность между работой выхода электронов из двух металлов равна контактной разности потенциалов этих металлов*¹⁾.

¹⁾ Мы принимали, что величина A в формуле Ричардсона-Дёшмана одна и та же для обоих металлов. Если мы поставим в формулах (5,7) для первого металла A_1 , а для второго A_2 , то вместо (5,8) получим:

$$\ln \frac{i_2}{i_1} = \frac{e}{kT} \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{300} + \ln \frac{A_2}{A_1}, \quad (5,10)$$

Одним из удобных методов определения контактной разности потенциалов двух металлов является определение сдвига вольт-амперной характеристики двухэлектродной электронной лампы при замене анода, сделанного из одного металла, анодом, сделанным из другого металла и имеющим в точности те же размеры и то же расположение относительно катода. Смена анодов производится путём их перемещения в лампе при помощи специально предусмотренного при её изготовлении приспособления. Метод основан на том, что действительная разность потенциалов между анодом и нитью равна разности потенциалов между ними, отсчитываемой по вольтметру и откладываемой по оси абсцисс графика вольт-амперной характеристики, плюс положительная или отрицательная контактная разность потенциалов между материалом нити и материалом анода. Необходимо также заметить, что на получаемые из опыта значения A и φ сильно влияет неоднородное состояние поверхности катода (местные загрязнения и плёнки посторонних веществ, приводящие к так называемой «пятнистости» катода, т. е. к неодинаковому значению работы выхода в различных точках).

§ 6. Зависимость работы выхода от внешнего поля. Если на некотором расстоянии x от плоской поверхности какого-либо проводника мы имеем электрический заряд q , то этот заряд индуцирует на этой поверхности заряд противоположного знака. Индуцированный заряд притягивает заряд q так же, как заряд противоположного знака $-q$, сосредоточенный в точке зеркального отображения заряда q в плоской поверхности металла. Рассматривая процесс выхода электрона из металла, можно разбить весь путь электрона на две части: в первой части, до $x=x_0$, электрон находится под действием ближайших к нему ионов, электронов и атомов металла, во второй части пути, при $x > x_0$, результирующую всех действующих на электрон сил можно отождествить с силой зеркального отображения. При отсутствии внешнего поля из металла вылетают только те электроны, которые при приближении их к поверхности металла обладают кинетической энергией,

и вместо (5,9) получим:

$$U_k = V_2 - V_1 = \varphi_1 - \varphi_2 + 300 \frac{kT}{e} \ln \frac{A_2}{A_1}, \quad (5,11)$$

или после подстановки вместо k и e их численных значений найдём:

$$U_k = V_2 - V_1 = \varphi_1 - \varphi_2 + 0,862 \cdot 10^{-4} T \ln \frac{A_2}{A_1}. \quad (5,12)$$

Если отношение $\frac{A_2}{A_1}$ меньше 10, как это имеет место для большинства хорошо обезгаженных чистых металлов, то при комнатной температуре поправочный член в выражении (5,12) будет меньше, чем $6 \cdot 10^{-2}$ эл.-е, т. е. будет лежать в пределах точности опытных данных.

равной или большей, чем работа выхода ϕ . В случае, если на электрон действует ещё внешнее электрическое поле, ускоряющее его движение и противодействующее удерживающим его силам, то запас кинетической энергии, которой должен обладать электрон, чтобы вырваться из металла, а следовательно, и работа выхода меньше, чем в случае отсутствия внешнего поля.

Зная величину силы зеркального отображения $\frac{e^2}{4x^2}$, которая действует на электрон на расстоянии x от поверхности металла, построим кривую ABC распределения электрического потенциала,

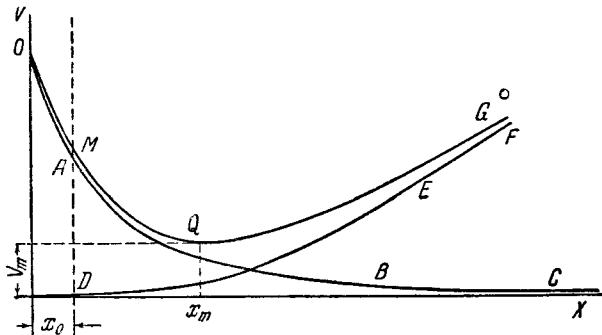


Рис. 6. Изменение потенциального барьера металла под действием внешнего поля.

соответствующего этой силе (рис. 6). Кривая ABC представляет собой гиперболу и асимптотически приближается к оси X . Нанесём на тот же чертёж кривую DEF распределения потенциала внешнего поля. Для нахождения результирующей силы, действующей на электрон в каждой точке его пути, надо сложить ординаты кривых ABC и DEF и построить, таким образом, результирующее распределение потенциала. Тангенс угла наклона касательной в каждой точке суммарной кривой MQG , умноженный на величину элементарного заряда, определит собой действующую на электрон силу. Кривая распределения потенциала MQG будет иметь минимум в точке Q . Во всех точках налево от минимума результирующая сила замедляет движение электрона. Во всех точках направо от Q результирующая сила ускоряет движение электрона. При наличии внешнего поля поверхность металла окончательно покинут все электроны, отлетающие на расстояние x_m , соответствующее точке Q . Электроны, не достигшие этой точки, вернуться обратно в металл.

Мы не знаем хода рассматриваемой потенциальной кривой на первом участке пути электрона от $x=0$ до некоторого $x=x_0$, но это несущественно. Достаточно знать, что в какой-то точке O

этого участка область действия внешнего поля, не проникающего внутрь металла, кончается, и продолжения кривых CBA и GQM в этой точке сходятся. Работа, совершаемая электроном при вылете из металла на отрезке его пути до точки O , одна и та же как в случае отсутствия, так и при наличии внешнего поля. Работа, совершаемая электроном на пути от точки O до того расстояния, на котором его можно считать свободным, в случае наличия внешнего поля меньше, чем в случае отсутствия последнего, на величину eV_m , где e —заряд электрона, а V_m —минимальное значение суммарного потенциала V , так как в первом случае электрон проходит разность потенциалов, равную ординате точки O , а во втором—разность потенциалов, меньшую на величину V_m . Таким образом, приходим к заключению, что наличие внешнего поля уменьшает работу выхода на величину

$$\Delta\varphi = eV_m. \tag{6,1}$$

Обозначим потенциал, соответствующий внешнему полю, через V_1 . На поверхности катода $V_1=0$. В случае равномерного поля (плоские параллельные катод и анод) мы можем написать:

$$V_1 = x \frac{dV_1}{dx}$$

или, вводя вместо $\frac{dV_1}{dx}$ абсолютную величину напряжённости внешнего поля E ,

$$V_1 = xE. \tag{6,2}$$

Все наши расчёты относятся к точкам, лежащим на очень малых расстояниях от катода. Поэтому тем же самым выражением мы можем пользоваться в первом приближении и в общем случае неравномерного поля, если только напряжённость поля у катода меняется не слишком быстро.

Складывая электрический потенциал $\frac{e}{4x}$, соответствующий силе зеркального отображения, с V_1 , находим для суммарного потенциала V :

$$V = xE + \frac{e}{4x}. \tag{6,3}$$

Решая задачу нахождения минимума V как функции от x , находим:

$$V_m = E^{1/2} e^{1/2}, \tag{6,4}$$

и далее на основании (6,1):

$$\Delta\varphi = e^{3/2} E^{1/2}. \tag{6,5}$$

В случае отсутствия внешнего поля эмиссионный ток с катода согласно формуле (4,27) равен:

$$i_0 = AT^2 e^{-\frac{\tau}{kT}}.$$

При наличии же внешнего поля он будет равен:

$$i = AT^2 e^{-\frac{\tau - \Delta\varphi}{kT}}. \quad (6,6)$$

Отсюда

$$i = i_0 e^{\frac{\Delta\varphi}{kT}} = i_0 e^{\frac{e^{3/2} E^{1/2}}{kT}}. \quad (6,7)$$

Заменяя физические константы их численными значениями и выражая E в в/см, находим:

$$i = i_0 e^{\frac{4.39}{T} \sqrt{E}}. \quad (6,8)$$

Формула (6,8) оказалась очень хорошо удовлетворяющей опытным данным в широком интервале температур. Поправку, соответствующую формуле (6,8), необходимо учитывать при точных определениях работы выхода φ .

§ 7. Холодная эмиссия. Согласно формуле (4,27) эмиссионный ток i при малом T очень мал. С другой стороны, внешнее поле, уменьшая работу выхода, увеличивает эмиссионный ток. Спрашивается, нельзя ли настолько увеличить внешнее поле, чтобы эмиссионный ток достиг заметной величины при температуре металла порядка комнатной. Опыт показывает, что подобное явление действительно имеет место. Если в вакууме поместить на очень близком расстоянии один от другого два металлических электрода и постепенно увеличивать наложенную между ними разность потенциалов, то вакуум, как бы высок он ни был, пробивается. Однако формула (6,8) к этому случаю не приложима, и при комнатной температуре электронная эмиссия наблюдается при напряженностях поля, в 100 раз меньших, чем вытекает из этой формулы. Это явление называют *холодной эмиссией*. Оно не находит объяснения, если рассматривать любое явление электронной эмиссии только как выход электронов из металла благодаря перескакиванию наиболее быстрых из них через потенциальный барьер на границе металла. Такое рассмотрение основано на представлении об электроне как о частице, обладающей электрическим зарядом и массой и двигающейся в электрическом поле по законам классической электродинамики и механики.

Между тем электрон, как и любой объект реального мира, является неисчерпаемым для нашего познания, как подчёркивает в своей бессмертной книге «Материализм и эмпириокритицизм» В. И. Ленин. Как уже указывалось в главе I данной книги, всякий

поток электронов, равно как и всякий световой поток, обладает одновременно и свойствами беспорядочного чередования частиц и свойствами регулярных волн и поэтому в своей глубокой сущности не может быть ни тем, что мы в своих представлениях о природе считаем потоком частиц, ни тем, что мы представляем себе как волны, распространяющиеся в среде, а должен быть, как справедливо указывает С. И. Вавилов¹⁾, каким-то диалектическим образованием «единым в противоположностях». Только вследствие неполноты отражения внешней природы в нашем сознании на каждом данном этапе познания, связанной с неисчерпаемостью объектов и явлений окружающего нас мира, современные физики вынуждены пользоваться в отношении одного и того же явления двумя понятиями, противоречащими друг другу и вытекающими одно из представления о движении отдельных частиц (электроны, фотоны), а другое из представления о распространении волн (волны материи де Бройля, световые волны). В учении о свете это приводит к диалектическому противоречию между волновыми и корпускулярными свойствами света—интерференция и диффракция света, с одной стороны, и законы фотоэффекта, с другой, а в электронике—к диалектическому противоречию между волновыми и корпускулярными свойствами электрона, в частности к противоречию между объяснением механизма термоэлектронной эмиссии как перескакивания наиболее быстрых электронов *через* потенциальный барьер, и общепринятым в настоящее время объяснением холодной эмиссии как прохождения электронов любой скорости *сквозь* потенциальный барьер на границе металла (так называемый *туннельный эффект*). Согласно представлениям волновой механики электронная волна не всегда претерпевает полное отражение от потенциального барьера, а частично проходит *сквозь* этот барьер в соприкасающуюся с металлом среду. Подсчитывая методами волновой механики $|\psi \cdot \psi^*|$, можно найти вероятность того, что электрон очутится вне металла, или, другими словами, можно подсчитать число электронов данной энергии, проходящих в единицу времени *сквозь* потенциальный барьер. Коэффициент прозрачности поверхности металла для электронных волн D тем больше, чем уже этот барьер.

При барьере, схематически представленном на рис. 7 кривой a (напряженность внешнего поля E равна нулю), D равно нулю для всех электронов, у которых $W < W_a$. Если $E > 0$, то $D \neq 0$ при любом W . В случае барьера, изображенного кривой b , коэффициент прозрачности D меньше, чем в случае более узкого барьера, изображенного кривой c . Барьер тем уже, чем быстрее изменяется потенциал с увеличением расстояния от металла, т. е.

¹⁾ Сборник «Философские проблемы современной физики», стр. 14. Изд. АН СССР, М., 1952.

чем больше напряжённость внешнего поля E у поверхности металла. Поэтому амплитуда прошедшей через потенциальный барьер электронной волны зависит от напряжённости внешнего поля. Вероятность прохождения электронов сквозь потенциальный барьер, а следовательно, и плотность тока холодной эмиссии зависят от напряжённости внешнего поля. Расчёты, основанные на решении уравнения Шрёдингера для данного случая, приводят к соотношению

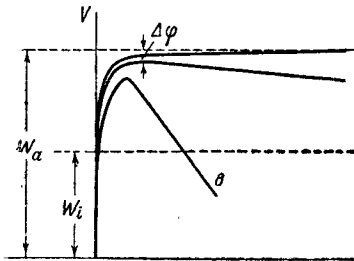


Рис. 7. Потенциальный барьер на границе металл—вакуум: a —при отсутствии внешнего поля, b —при слабом внешнем поле, c —при сильном внешнем поле.

$$i = c_1 E^2 e^{-\frac{c_2}{E}}, \quad (7,1)$$

где

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= \frac{e}{2\pi h} \frac{W_i^{1/2}}{W_a \varphi^{1/3}}, \\ c_2 &= \frac{8\pi}{3h} \sqrt{2m\varphi^3}. \end{aligned} \right\} \quad (7,2)$$

Как видно из (7,1) и (7,2), ток холодной эмиссии тем больше, чем меньше эффективная работа выхода

при малых φ напряжённость внешнего поля, при которой холодная эмиссия становится заметной, понижается на несколько порядков величины.

Так как наличие неизбежных неровностей поверхности катода сильно увеличивает напряжённость поля в отдельных точках этой поверхности, то хорошее совпадение теории с опытом получается только, если учесть два коэффициента: «коэффициент поля» B , равный отношению действительной напряжённости поля к вычисленной в предположении, что поверхность идеально гладкая, и коэффициент g , учитывающий отношение действительно эмитирующей части поверхности катода ко всей его поверхности. С введением этих поправок формула (7,1) принимает вид:

$$i = g c_1 (BE)^2 e^{-\frac{c_2}{BE}}. \quad (7,3)$$

Для того участка температур катода, на котором термоэлектронная и холодная эмиссии одного порядка величины, пользуются эмпирической формулой

$$i = a (T + cE)^2 e^{-\frac{b}{T+cE}}, \quad (7,4)$$

где a , b и c —постоянные, характерные для каждого металла. Холодная эмиссия играет в некоторых явлениях газового разряда значительную роль, а также приводит к электрическому пробое

высокого вакуума. При холодной эмиссии не должно наблюдаться характерного для термоэлектронной эмиссии понижения температуры катода, так как в противоположность последней при холодной эмиссии катод покидают электроны любых скоростей, а не только наиболее быстрые. Опыты подтвердили это предположение.

§ 8. Эмиссия из металла при наличии на его поверхности мономолекулярного слоя постороннего вещества. Плёночные катоды. При изготовлении вольфрамовых нитей в вольфрам примешиваются различные «присадки» для придания вольфрамовой нити определённых механических свойств (уменьшение хрупкости, провисаемости и т. п.). Одной из таких присадок является окись тория. При работе с нитями из такого *торированного вольфрама* (около 0,5% ThO) было замечено, что при определённой температурной обработке вольфрамовые нити приобретают очень большую эмиссионную способность. Это явление было названо *активированием* торированных нитей. Полученные таким образом эффективные катоды были названы *торированными катодами*. Режим активирования следующий. Нить подвергается в вакууме сильному перекалу до 3000° К в течение 30 сек. Затем нить поддерживается при температуре 2000—2100° К. При этой температуре её эмиссия постепенно увеличивается со временем и достигает значений, превосходящих при одной и той же температуре в миллионы раз эмиссию чистой вольфрамовой нити без тория. Высокая эмиссионная способность сохраняется у нити при температурах ниже 2000° К. Если же нить перегреть выше 2100° К, то её активность быстро пропадает и может быть восстановлена лишь повторением процесса активирования.

При температуре порядка 3000° К окись тория, находящаяся внутри нити, восстанавливается. Образующийся металлический торий проникает изнутри нити на поверхность и покрывает её тонким слоем. При температурах выше 2100° К количество тория, испаряющегося с поверхности вольфрама, больше, чем количество тория, проникающего изнутри. Поэтому при данных температурах никаких следов тория на поверхности вольфрама не остаётся. При температурах ниже 2000° К не происходит заметного проникновения тория на поверхность нити. В интервале температур 2000—2100° К между количеством тория, проникающего на поверхность, и количеством испаряющегося тория устанавливается равновесие; поверхность вольфрамовой нити покрыта мономолекулярным слоем металлического тория. Второго слоя атомов тория на первом слое не наращивается, потому что силы сцепления атомов тория между собой гораздо слабее, чем силы сцепления между вольфрамом и торием, и второй слой атомов тория постоянно испаряется. Между верхним слоем атомов вольфрама и слоем атомов тория образуется двойной электри-

ческий слой, создающий ускоряющее электроны поле, которое чрезвычайно облегчает выход электронов из вольфрама. Это происходит вследствие того, что торий более электроположителен, чем вольфрам, и электроны тория сдвигаются в сторону вольфрамовой подкладки.

Работа выхода торированного вольфрама равна 2,63 э.в., т. е. ниже работы выхода электрона не только из вольфрама, но и из сплошного металлического тория (3,38 э.в.). Если в трубке, в которой заключена торированная нить, появляется газ, хотя бы в очень незначительных количествах, то при наложении положительного потенциала на анод газ ионизуется, положительные ионы приобретают ускорение по направлению к нити и, ударясь о неё, сбивают с её поверхности атомы тория. Нить теряет свою активность. Поэтому во всех приборах, в которых применяются торированные нити, требуется поддержание высокой степени вакуума (10^{-7} мм рт. ст.). Для поддержания такого вакуума в готовом приборе в колбу прибора при его сборке вносятся химические вещества, усиленно поглощающие остаточные газы, выделяющиеся из металлических и стеклянных частей прибора во время его работы. Такие вещества называют *газопоглотителями* (геттерами). Типичными их представителями являются металлический барий и некоторые его сплавы. Торированные вольфрамовые катоды находят применение в усилительных лампах малой мощности.

В том случае, когда поверхность вольфрамовой нити неполностью покрыта слоем тория, эмиссионный ток зависит от того, какая доля поверхности вольфрама покрыта торием.

Более стойкими, чем простые торированные катоды, являются торированные катоды, подвергнутые прогреву в каком-либо газообразном углеводороде, так называемые *карбидированные катоды*. Благодаря такой обработке катод оказывается покрытым слоем карбида вольфрама. Карбид лучше удерживает на своей поверхности мономолекулярную плёнку тория, чем чистый вольфрам.

Кроме катодов из торированного вольфрама, в настоящее время находят применение также катоды из торированного молибдена.

Обнаружено действие на термоэлектронную эмиссию и других мономолекулярных слоёв. Так, если ввести в катодную лампу пары металла цезия, то эмиссия вольфрамовой нити чрезвычайно усиливается. Энергия, которую нужно затратить, чтобы оторвать от атома цезия валентный электрон, меньше, чем работа выхода электрона из вольфрама. Когда нейтральный атом цезия в своём движении близко подходит к поверхности накалённой вольфрамовой нити, то вольфрам отнимает валентные электроны у атомов цезия. Образующиеся, таким образом, ионы цезия удерживаются на поверхности нити электростатическими силами и образуют на

вольфрамовой нити положительно заряженный мономолекулярный слой.

Подобное же явление имеет место на поверхности вольфрама, соприкасающейся с парами натрия, хотя работа ионизации атома натрия (5,2 э.в) больше, чем работа выхода электрона из поверхности вольфрама. Вероятность перехода электрона из атома натрия в металлический вольфрам, определяемая методами волновой механики, не равна нулю, и перескок электрона из атома натрия в металлический вольфрам оказывается возможным за счёт тепловой энергии раскалённой нити.

Другой тип катодов с малой работой выхода представляют собой *бариевые катоды*. В этих катодах сердцевина катода (никель, железо, слегка окисленная медь и т. п.) покрыта тонким слоем металлического бария.

Наиболее употребительный способ нанесения тонких слоёв бария в качестве покрытия катода или в качестве газопоглотителя— это непосредственная возгонка металлического бария. Для предохранения от окисления на воздухе металлический барий хранится в медных трубочках. Кусочек такой трубочки вносится в вакуумную аппаратуру и прогревается токами высокой частоты, причём пары бария диффундируют в прибор. Как показывает опыт, бариевые катоды обладают наибольшей эмиссионной способностью, когда количество осаждённого на катоде бария соответствует мономолекулярному слою. Однако обычно пользуются более толстыми слоями, так как мономолекулярный слой бария при указанных выше способах нанесения бария не удаётся получить автоматически, как это имеет место в случае тория на вольфраме.

К той же области явлений относится влияние газов на термоэлектронную эмиссию. Присутствие в трубке аргона и паров ртути не влияет на эмиссию вольфрамового катода. Присутствие азота несколько понижает эмиссию (это становится заметным при давлении азота 10^{-4} мм рт. ст.). Присутствие кислорода понижает эмиссию вольфрамовой нити ещё больше; эффект становится заметным уже при давлении 10^{-5} мм рт. ст. Объяснение— образование на поверхности вольфрамовой нити мономолекулярного слоя азота или кислорода. Поле, возникающее на границе металла вследствие присутствия мономолекулярного слоя постоянного электроотрицательного вещества, увеличивает работу выхода.

От такого действия мономолекулярных слоёв надо отличать случай, когда газ проникает в толщу металла—растворяется в ней, как это имеет, например, место в платине, находящейся в атмосфере водорода. В этом случае эмиссия металла зависит от количества растворённого газа. Описанные в этом параграфе катоды носят общее название «*плёночные катоды*».

§ 9. Оксидные катоды. Особый тип катодов, обладающих большой эмиссией при сравнительно низких температурах, представляют собой *оксидные катоды*.

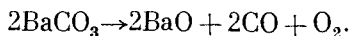
Состав «покрытия» оксидных катодов обычно такой: около 50% (молекулярных) окиси бария и около 50% окиси стронция. Металлическая подкладка, на которую наносится слой оксида, носит название сердечника или *подложки* (керна).

Щёлочноземельные металлы наносятся на никель или на его сплавы¹⁾ в виде карбонатов BaCO_3 , SrCO_3 , а иногда также и CaCO_3 , смешанных со «*связкой*» («биндером»), т. е. связующим органическим веществом, например с амилацетатом. Кристаллики карбонатов предварительно размельчаются в шаровой мельнице. Затем изготавливается суспензия карбонатов в связующей жидкости. Нанесение этого густого состава на подложку катода может производиться несколькими способами. Можно просто обмакивать катод в раствор и давать стекать с поверхности катода избыточному количеству смеси. В особых случаях можно наносить слой кисточкой. При изготовлении катодов, представляющих собой металлическую нить, покрытую оксидом, довольно широкое распространение в течение некоторого времени имел способ протягивания нити через суспензию.

Эти способы являются наиболее простыми, но в настоящее время мало применяются. Наиболее распространён способ опрыскивания из пульверизатора. Постепенно всё большее применение получает способ, использующий явление катафореза. Он основан на том, что суспензия, в которой наряду с органическими жидкостями содержится небольшое количество электролита, может пропускать электрический ток. При прохождении тока через суспензию взвешенные в жидкости зёрна карбонатов заряжаются положительно и уносятся током на катод наподобие электролиза. Для получения хороших катодов необходим определённый размер зёрен и оптимальная плотность тока. Толщина наносимого оксидного слоя регулируется продолжительностью времени катафореза.

Выбор между этими двумя способами обуславливается требованиями к катоду: опрыскивание даёт более рыхлый слой с большей удельной эмиссией, катафорез—более ровную поверхность при лучшем управлении толщиной слоя.

Преобразование слоя карбонатов в оксидный слой производится путём прокалки слоя при температуре около 900°C в вакууме при непрерывной откачке. При этом происходит разложение карбонатов по формуле



¹⁾ В некоторых газосветных лампах слой оксида наносится также на подложку из вольфрама или молибдена.

СО частично выделяется в вакуум и откачивается, а частично при дальнейшем прогреве восстанавливает Ва из окиси по формуле $\text{BaO} + \text{CO} \rightarrow \text{Ba} + \text{CO}_2$.

В результате в кристалликах окиси бария появляются избыточные атомы свободного Ва. Появление этих атомов приводит, как увидим ниже, к *активировке* оксидного катода, т. е. к приданию ему необходимых эмиссионных свойств. Органическая связка при прокатке разлагается. Выделяющийся из неё углерод принимает участие в восстановлении окиси бария и в активировке катода. Так же действуют некоторые металлические примеси, вводимые в никелевую подложку. При прохождении тока через слой оксида частично происходит электролиз последнего, сопровождаемый выделением металлического бария на границе между подложкой и слоем оксида и выделением кислорода на внешней поверхности оксидного слоя. Накопляющийся на границе подложки свободный барий диффундирует на внешнюю поверхность оксидного слоя и образует здесь плёнку металлического бария. Этой плёнке раньше приписывали основное значение при объяснении большой эмиссионной способности оксидного катода, рассматривая этот катод как аналогичный торированному или бариевому, т. е. как плёночный. Поэтому активировку оксидного катода производили, отбирая эмиссионный ток от катода.

В настоящее же время установлено, что лишь очень незначительная доля общего тока через оксидный катод является ионным током.

Активировку оксидных катодов в настоящее время производят почти исключительно прогревом при температуре около 900°C ¹⁾. Чешуйки бариевой плёнки на поверхности катода играют при эмиссии электронов лишь второстепенную роль.

Освобождающийся из оксидного катода кислород выделяется на поверхности оксидного слоя. Во время активировки кислород и другие газы удаляются непрерывной откачкой. Во время работы катода в готовой разрядной трубке или в готовом электровакуумном приборе выделяющийся кислород отчасти окисляет плёнку бария, вновь превращая её в оксид.

Свойства активированного катода исчезают при перегреве катода, при отравлении его кислородом или другими активными газами, а также при усиленной бомбардировке катода положительными ионами. Максимально допустимая энергия бомбардирующих катод ионов—порядка 20—30 э.в. Деактивированный отравлением или перегревом катод может быть вновь активирован, если в нём не исчерпан запас бария.

¹⁾ В некоторых типах газосветных ламп, в которых исключена возможность прогрева катода непосредственно током, так как в них не предусмотрена цепь накала, прогрев и активировка катода производится путём пропускания через лампу разрядного тока (так называемая *тренировка* лампы).

Во время работы катода барий частично испаряется с катода и оседает на стенках трубки или на электродах. Длительность жизни оксидного катода зависит от режима его использования и при благоприятных условиях достигает нескольких тысяч часов. Факторами, ограничивающими время жизни оксидного катода, являются: механическое разрушение катода, электрический пробой оксидного слоя (так называемое «искрение»), сплавление оксидного слоя с материалом подложки при перегреве катода, осыпание оксидного слоя вследствие его растрескивания и, наконец, истощение запаса бария в катоде (особенно значительное в случае катодов с очень тонким оксидным слоем).

Рентгеноструктурные исследования катодов из оксидов бария и стронция показали, что в процессе активировки смесь кристаллических крупинок отдельных окислов превращается в твёрдый сплав с однообразным кристаллическим строением (равномерное распределение ионов бария и стронция, определённое расстояние между узлами решётки, изменяющееся с изменением процентного состава твёрдого сплава).

Эмиссионная способность катода зависит от процентного содержания бария и имеет максимум при содержании окиси бария в оксидном слое около 50% молекулярных.

В оксидных катодах работа выхода очень сильно зависит от напряжённости приложенного к ним внешнего поля: формула (6,8) к ним неприменима. При хорошей активировке это явление становится настолько заметным, что представление о токе насыщения перестаёт быть приложимым. Поэтому определение работы выхода ϕ в случае оксидных катодов становится условным. Одно из объяснений отсутствия тока насыщения заключается в том, что на очень шероховатой поверхности оксидного катода много острий и бугорков, приводящих к наличию сильных полей, вызывающих местами очень заметное понижение потенциального барьера, а в некоторых случаях и холодную эмиссию.

За последние годы большое значение в технике приобрела работа электровакуумных приборов в импульсном режиме. Когда эмиссия катода происходит при наличии сильного поля и длится лишь кратковременными вспышками порядка 1 микросекунды, при перерывах порядка 0,001 сек., плотность эмиссионного тока, которую способны давать оксидные катоды, во много раз больше, чем в стационарном режиме. Эта плотность тока ограничена лишь пространственным зарядом вплоть до напряжённости поля на катоде, при которой происходит явление разрушения катода, сопровождаемое искрением. Опыты, проведённые с более длительными импульсами, показывают, что по прошествии нескольких микросекунд эмиссионная способность катода начинает постепенно падать, т. е. происходит «утомление» катода, снижающее в конечном итоге эмиссию до значения последней при постоянном режиме.

Результаты измерений зависимости электропроводности оксидного слоя от температуры показали, что в активированном состоянии электролитическая электропроводность этого слоя составляет лишь малую долю его полной электропроводности, имеющей электронный характер. Активированный оксидный слой катода является полупроводником.

§ 10. Объяснение термоэлектронной эмиссии оксидных катодов на основе зональной теории полупроводников. Электронная теория металлов Зоммерфельда, хорошо объясняющая количественно термоэлектронную эмиссию из металлов, не учитывает наличия кристаллической решётки металла, а также наличия иных электронов, кроме электронов проводимости.

Современная электронная теория металлов и полупроводников исходит из того, что при соединении отдельных атомов в кристаллическую решётку энергетические уровни электронов смещаются под действием электрических полей соседних атомов так, что возможные уровни энергии всей совокупности электронов в атомах, составляющих кристаллическую решётку твёрдого тела, превращаются из дискретных далеко отстоящих друг от друга атомных энергетических уровней в целые «энергетические полосы» с густо расположенными в них возможными, т. е. удовлетворяющими квантовым законам, уровнями. В металлах энергетические полосы перекрывают друг друга, и поэтому, не смотря на дискретность отдельных уровней, распределение по энергиям может быть представлено законом распределения Ферми с точностью, достаточной для решения многих вопросов, в том числе и для построения теории термоэлектронной эмиссии металлов. В случае диэлектриков и полупроводников возможные по квантовым законам полосы энергии не перекрываются, а отделены друг от друга «запрещёнными» зонами, как это схематически показано на рис. 8 для диэлектриков и на рис. 9 для полупроводников. Так же как и в металлах, при низких температурах заняты все нижние энергетические уровни. Выше полностью занятых энергетических полос лежат другие незаполненные, но возможные энергетические уровни. Переход электронов на уровни этих полос может иметь место за счёт энергии теплового движения атомов кристаллической решётки или за счёт поглощения электронами световых квантов, проникающих внутрь кристалла. Так как в нижних полосах все уровни заняты, то электроны, энергетическое состояние которых соответствует этим полосам, не могут переходить в другое энергетическое состояние, лежащее в пределах той же полосы, а поэтому не могут свободно передвигаться в пространстве под действием внешнего электрического поля. Для осуществления электропроводности электронного характера необходимо наличие электронов в верхней, незаполненной полосе энергетических уровней, называемой *полосой проводимости*.

Различие между диэлектриками и полупроводниками заключается в том, что у первых выраженное в электрон-вольтах расстояние между полосой проводимости и лежащей ниже её целиком заполненной полосой много больше, чем у вторых. Поэтому появление электрона в полосе проводимости в случае диэлектриков почти не имеет места за счёт энергии теплового движения частиц диэлектрика. Напротив, у полупроводников такой переход вполне возможен и приводит к характерной для полупроводников зависимости электропроводности от температуры.

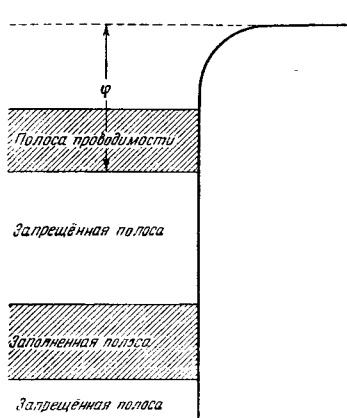


Рис. 8. Энергетические уровни диэлектрика.

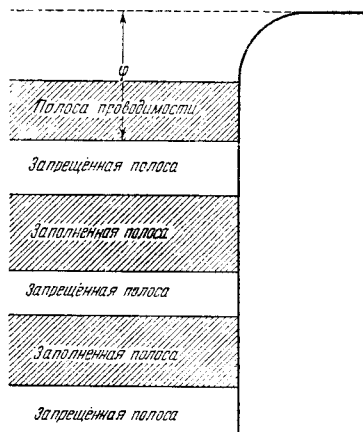


Рис. 9. Энергетические уровни полупроводника.

Утверждение, что переход электронов в полосу проводимости¹⁾ невозможен для диэлектриков и возможен для полупроводников и что в металлах на каждый атом приходится в общих чертах по одному электрону проводимости, представляет собой перефразировку того положения, что в идеальных диэлектриках даже валентные электроны крепко связаны с атомами или ионами, составляющими кристаллическую решётку; в полупроводниках эта связь много слабее, а в металлах во всех узлах кристаллической решётки находятся атомы, от которых оторвано по одному валентному электрону, и эти электроны могут передвигаться по всему объёму металла. Расположение полос энергетических уровней и расстояние между ними можно рассчитать, исходя из энергии связи электронов в составляющих кристаллическую решётку атомах.

¹⁾ Не следует смешивать переход электронов из одной энергетической полосы в другую с их перемещением в пространстве, так как переход из одной полосы в другую обозначает лишь изменение энергии электрона независимо от его перемещения в пространстве.

Существенный для явлений в полупроводниках факт состоит в том, что нарушение правильного строения кристаллической решётки изменяет расположение энергетических уровней, возможных для электронов. Особенно существенную роль играют нарушения строения кристаллической решётки при наличии в ней посторонних, или избыточных, атомов. Присутствие таких атомов в отдельных точках внутри кристалла приводит к появлению на энергетической диаграмме новых дозволённых *местных (локальных) уровней*, расположенных на энергетической диаграмме между верхней заполненной полосой и полосой проводимости, как это показано на рис. 10. Кристаллическое тело, являющееся в чистом виде диэлектриком с высокими изоляционными свойствами, становится полупроводником при наличии в нём примесей («примесной полупроводник»). Это имеет место и в случае частичного восстановления бария в кристаллах окиси бария. При активировке оксидного катода увеличивается число электронов в полосе проводимости, а следовательно, и электропроводность оксидного катода.

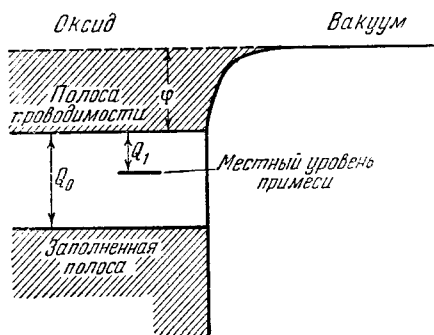


Рис. 10. Энергетические уровни примесного полупроводника. Q_1 —энергия, необходимая для возбуждения электронов с уровня примеси до полосы проводимости, Q_0 —с уровня заполненной полосы до полосы проводимости.

В импульсном режиме существенным оказывается материал подложки. Это объясняют образованием плохопроводящего *запорного слоя* на границе подложка—оксид. Запорный слой обязан своим происхождением химическому взаимодействию между материалом подложки и окисью бария (восстановление бария и образование окислов металлов, входящих в состав подложки и в качестве примесей к никелю).

На почве представлений зональной теории полупроводников было сделано несколько попыток построить теорию термоэлектронной эмиссии из оксидного катода. Эти попытки учитывают энергию перехода электронов с заполненной полосы (или с местного уровня) в полосу проводимости χ и работу выхода из оксида в вакуум или газ ϕ для электронов, энергетическое состояние которых соответствует полосе проводимости. Зависимость эмиссионного тока от температуры, полученная таким образом (формула Тягунова), имеет вид:

$$i = AT^{5/4} e^{-\frac{\phi + \chi/2}{kT}} \quad (10,1)$$

Формулы других авторов отличаются от (10, 1) лишь выражением для постоянной A и показателем при T . Все эти формулы и лежащие в их основе представления недостаточны, однако, для того, чтобы полностью объяснить поведение оксидных катодов, особенно в импульсном режиме.

В настоящее время существует несколько качественных объяснений отдельных особенностей импульсной эмиссии. Есть попытки объяснить большую плотность эмиссионного тока с оксидного катода непосредственно после наложения анодного напряжения тем, что при начале импульса из окиси бария выходят в большом количестве электроны, имеющиеся в полосе проводимости. При этом концентрация электронов проводимости быстро уменьшается, так как она не успевает пополняться за счёт электронов, переходящих в полосу проводимости с местных уровней. Это приводит к снижению плотности эмиссионного тока, пока не установится такое равновесие между числом электронов, покидающих полосу проводимости, и числом электронов, переходящих в неё с нижележащих уровней, которое учитывается формулами типа формулы (10, 1).

Другие авторы указывают на сложное строение оксидного слоя, пронизанного многочисленными тонкими каналами. Такое строение приводит к тому, что истинная площадь поверхности оксида много больше кажущейся поверхности катода, и поэтому плотность тока, определяемая отношением силы тока к видимой площади поверхности катода, является сильно завышенной, а возрастание силы тока при увеличении напряжения в импульсе объясняется рассеянием плотного пространственного заряда, заполняющего каналы оксидного слоя.

Большое значение придаётся также тонкому временному запирающему слою, образующемуся на границе подложка—оксид при прохождении сильных токов импульса. Образование этого плохопроводящего слоя снижает силу тока в дальнейшие моменты прохождения импульса. При длинных импульсах и при переходе к режиму постоянного напряжения значительную роль играет отравление оксидного катода кислородом и другими активными газами, выделяющимися из анода. Это выделение тем больше, чем больше сила тока, а следовательно, и нагревание анода и других частей трубки. В настоящее время принято считать, что в хорошо активированных оксидных катодах сила тока ограничивается при импульсном режиме пространственными зарядами, а не достижением насыщения. Отступления зависимости силы тока от напряжения от «закона $3/2$ », определяющего ход вольтамперной характеристики при ограничении тока пространственным зарядом (см. § 39 гл. VI), объясняется увеличивающимся вместе с силой тока отравлением катода.

Однако единой стройной теории, количественно охватывающей все эти явления и убедительно проверенной опытом, ещё нет.

За последние годы в литературе описаны опыты с катодами из окиси тория и со *спечёнными* (*синтерированными*) *катодами*, изготовленными путём сплавления никелевого порошка с оксидами.

§ 11. Типы катодов, применяемых в электровакуумных приборах. Наибольшее распространение имеют оксидные катоды. Исключительное применение они имеют в импульсном режиме. По конструкции различают оксидные катоды с *прямым* и с *косвенным накалом* (*подогревными*). В катодах прямого накала ток проходит непосредственно через тело катода (проволока, проволоочная спираль или лента, покрытые слоем оксида). В подогревных катодах оксид наносится на никелевый цилиндр, внутрь которого вставлена накаливаемая током вольфрамовая петля или спираль. Подогретый катод имеет то преимущество, что он является эквипотенциальным, т. е. все точки его поверхности находятся при одном и том же потенциале и разница потенциалов между катодом и любым другим электродом прибора имеет вполне определённое значение в зависимости от потенциала этого электрода. Это обстоятельство увеличивает крутизну вольтамперной характеристики прибора. Цилиндр катода на всём своём протяжении (кроме одной точки) изолирован от цепи подогрева слоем алунда (Al_2O_3). Для увеличения площади, эмиттирующей электроны, цилиндр катода иногда снабжается боковыми, также покрытыми оксидом, крыльями (наподобие радиаторов парового отопления). В газоразрядных приборах (газотроны, тиратроны) оксидные подогревные катоды окружаются защитными экранами с рядом отверстий. Эти цилиндры находятся при том же потенциале, что и катод, и служат для уменьшения потерь тепла катодом путём излучения, а также для защиты оксидного слоя от бомбардировки положительными ионами.

В пустотных приборах защитные экраны не могут быть применены, так как они препятствовали бы прохождению эмиттируемых катодом электронов на анод или на сетку. В приборах с газовым наполнением электрический разряд свободно проходит через отверстия защитного экрана катода, лишь немного увеличивающего внутреннее сопротивление прибора.

В новейших газосветных источниках света оксидные катоды применяются «*самокалящиеся*», т. е. разогреваемые не специальным током накала, а теплом, выделяющимся в разряде.

В мощных генераторных лампах применяются вольфрамовые катоды, представляющие собой толстые вольфрамовые стержни или спирали. Для компенсации сильных магнитных полей, создаваемых током накала, предложены металлические катоды в виде полого цилиндра с соосным ему цилиндрическим стержнем внутри. Ток идёт по цилиндру и возвращается по стержню. Вместо вольфрама в таких катодах, по литературным данным, применялся также

металл ниобий. В литературе встречаются указания на катоды из металла рения.

В некоторых типах газотронов применяются катоды из торированного молибдена.

§ 12. Эмиссия положительных ионов. Наряду с термоэлектронной эмиссией наблюдается также и испускание металлом положительных ионов за счёт их теплового движения. Так, при температурах вольфрама, близких к температуре плавления, имеет место выход из твёрдой фазы в окружающую среду не только нейтральных атомов, но и положительно заряженных ионов. Кроме того, эмиссия положительных ионов наблюдается уже при температуре красного каления в металлах, содержащих растворённый газ. Это явление наблюдается у проволок, находившихся в соприкосновении с газами при температуре около 200°C при давлении порядка 50—100 *атм.*

Положительные ионы эмиттируются также некоторыми солями при сравнительно низких температурах. При наличии примеси окислов некоторых веществ эмиссия такого рода становится особенно интенсивной. Таким способом можно получить ионы Na^+ , K^+ , Rb^+ , Cs^+ , Mg^+ , Ca^+ , Sr^+ и Ba^+ . Специально изготовленные «аноды Кунемэна» применяются при изучении поведения положительных ионов щелочных металлов при различных объёмных и поверхностных элементарных процессах¹⁾.

§ 13. Дробовой эффект и другие источники шумов в электронных и ионных приборах. Дробовой эффект, имеющий место при термоэлектронной эмиссии с катода, приводит к беспорядочным дополнительным колебаниям тока в анодной цепи лампы и в конечном итоге к появлению беспорядочного шума в телефоне или громкоговорителе. Таким образом, дробовой эффект является одной из причин, которые ограничивают возможность применения большого числа усилительных каскадов и кладут нижний предел интенсивности улавливаемых сигналов или исследуемых при помощи усилителя весьма слабых колебаний.

Дробовой эффект имеет место не только при термоэлектронной эмиссии, но и при всех других видах электронной эмиссии: при фотоэффекте, при вторичной эмиссии и при холодной эмиссии.

Причиной дробового эффекта является не просто дискретность электрических зарядов. Если бы все электроны вылетали из катода равномерно через одинаковые промежутки времени один

¹⁾ Использование *термоионной эмиссии* не является единственным источником получения положительных ионов. В ряде специальных приборов применяется образование положительных ионов в газовом разряде и создание их пучков при помощи наложения специально подобранных электрических и магнитных полей. Эти методы получения мощных ионных пучков имеют большое значение для техники «ускорителей». В радиоприборах они применения пока не имеют.

за другим, то эта прерывистость была бы совершенно незаметна из-за весьма малого периода пульсаций тока—периода, соизмеримого с периодом световой волны в видимой части спектра. Выход большого числа электронов из катода как при термоэлектронной, так и при всех других видах электронной эмиссии совершается по законам случайных явлений, причём выход одного электрона не зависит от выхода другого. Поэтому число электронов, покидающих поверхность металла за малый промежуток времени $\Delta\tau$, не постоянно, а подвержено флюктуациям.

В статистической физике показывается, что если какая-либо величина, например количество n_τ электронов, покидающих катод за какой-либо промежуток времени $\Delta\tau$, подвержена флюктуациям и мы обозначим её отклонение от среднего арифметического значения через n_1 , так что $n_1 = n_\tau - n_0\Delta\tau$, где n_0 —число электронов, вылетающих из катода за 1 сек., и подсчитаем за большой (по сравнению с $\Delta\tau$) промежуток времени средний квадрат этих отклонений $\overline{n_1^2}$, то этот квадрат будет численно равен среднему значению той величины, отклонения от которой исследуются, т. е.

$$\overline{n_1^2} = n_0\Delta\tau \quad (13,1)$$

Среднее значение силы тока, которая соответствует выходу n_0 электронов в 1 сек. и которую показывают включённые в цепь приборы, I_0 численно равно n_0e . Сила тока в течение рассматриваемого промежутка времени $\Delta\tau$ равна $I_\tau = \frac{n_\tau e}{\Delta\tau}$, а отклонение силы тока от среднего значения $j_\tau = \frac{n_1 e}{\Delta\tau}$. Умножив правую и левую части (13,1) на квадрат величины элементарного заряда e^2 и разделив на $(\Delta\tau)^2$, найдём:

$$\overline{j_\tau^2} = I_0 \frac{e}{\Delta\tau}. \quad (13,2)$$

Формула (13,2) показывает, что чем меньше выбранные нами промежутки времени $\Delta\tau$, тем больше средний квадрат наблюдаемых флюктуаций эмиссионного тока. Кроме того, этот средний квадрат оказывается стоящим в простой зависимости от величины элементарного заряда e . Согласно теореме Фурье кривую, изображающую зависимость силы эмиссионного тока от времени, можно рассматривать как результат сложения отдельных синусоидальных колебаний. Если пропустить эмиссионный ток через колебательный контур, то этот контур будет резонировать на те слагающие колебания тока, период которых равен собственному периоду колебаний контура. Нечто подобное происходит и в усилителе. Каждый усилитель действует до некоторой степени избирательно с большим коэффициентом усиления k для одних длин волн и с меньшим для других. Кривая зависимости k от частоты усиливае-

мых колебаний носит название *частотной характеристики усилителя*. Вид частотной характеристики усилителя зависит от его настройки. Вызванные дробовым эффектом колебания тока усиливаются при помощи усилителя с острой избирательной настройкой. По амплитуде колебаний на выходе усилителя судят об амплитуде колебаний компоненты данной частоты в исследуемом дробовом эффекте и таким образом проверяют формулу (13,2), отождествляя Δt с периодом колебаний.

Подобного рода измерения позволяют определить величину элементарного заряда e из измерений различных компонент дробового эффекта, соответствующих разным частотам. Результаты этих измерений совпадают до четвертой значащей цифры с величиной, полученной для e Милликемом, а именно, $1,591 \cdot 10^{-19}$ кулона. Таким образом, теория дробового эффекта оправдывается в определённых условиях с чрезвычайно большой степенью точности.

Теория, о которой только что шла речь, основана на предположении, что выход каждого электрона из катода и его передвижение к аноду под действием электрического поля совершенно не зависит от одновременного выхода из катода других электронов. Но между электронами действуют кулоновские силы отталкивания. Поэтому выход каждого электрона мешает выходу и передвижению к аноду следующих за ним электронов. Только при малых плотностях эмиссионного тока допустимо предположение о полной случайности распределения эмиссии отдельных электронов как по поверхности катода, так и во времени, и имеет место точное воспроизведение в анодном токе флюктуаций эмиссии на катоде. Наличие пространственного заряда уменьшает дробовой эффект. Теория *подавления или депрессии дробового эффекта* учитывает также то обстоятельство, что в режиме, соответствующем наклонной части вольтамперной характеристики анодного тока при наличии пространственного заряда, вызываемые дробовым эффектом флюктуации анодного напряжения должны оказывать на электронный ток уменьшающее дробовой эффект влияние.

В случае фотоэффекта можно пренебречь пространственным зарядом вследствие его малости. Поэтому при фотоэффекте дробовой эффект наблюдается в чистом виде и оправдывается требуемая формулой (13,2) прямая пропорциональность среднего квадрата $\overline{i_c^2}$ и силы эмиссионного тока.

Другого рода явление, накладывающееся в некоторых случаях на дробовой эффект,—это так называемый *эффект мерцания*, наблюдаемый при изучении флюктуации напряжения в цепи электронной лампы на низких частотах. При мерцании катода величина наблюдаемых флюктуаций не соответствует вычисленным по формуле (13,2) значениям и изменяется при изменении частоты, что не должно иметь места на низких частотах при дробовом эф-

фекте. Кроме того, при увеличении силы эмиссионного тока I_0 , флюктуации (средний квадрат \bar{i}^2) растут не пропорционально I_0 , как это следует из соотношения (13,2), а много быстрее. При вольфрамовом катоде флюктуации соответствуют теории лишь при частотах выше 1000 герц, а при 10 герцах превышают вычисленные значения в 50 раз. Особенно большую величину этот эффект имеет при эмиссии из оксидных катодов. Так как при этом эмиссионный ток с катода изменяется сравнительно медленно и на большие величины, то ухо улавливает в телефоне уже не общий шорох, а характерное более редкое потрескивание. В то же время на поверхности оксида всыхивают отдельные искорки. Отсюда название «*эффект мерцания*». Причиной этого эффекта являются уже не электронные, а атомарные процессы, а именно, беспорядочные изменения числа посторонних атомов на поверхности катода, например атомов бария в поверхностных слоях оксидного катода.

Ещё один побочный эффект, приводящий к аномально большому колебанию анодного тока и накладывающийся на дробовой эффект и на эффект мерцания, представляет собой действие случайно появляющихся около катода положительных понов, обязанных своим происхождением ионизации остаточного газа, выделяющегося при работе лампы из стенок и электродов или из раскалённого катода. Каждый положительный поно, действуя своим полем на электроны, успевает извлечь большое их число из области пространственного заряда. Таким образом, каждое появление положительного иона приводит к кратковременному увеличению силы анодного тока.

Дробовой эффект не является единственным видом электронных флюктуаций, приводящих к появлению шумов на выходе усилителя и ограничивающих возможность очень большого усиления, и далеко не всегда представляет собой главную причину этих шумов. Флюктуации электрического тока имеют место в любом проводнике. Как показывает теория, средняя энергия этих флюктуаций, носящих название *теплового эффекта*, равна $\frac{1}{2} kT$ ¹⁾ независимо от размеров и формы проводника. В противоположность дробовому эффекту тепловой эффект вызван взаимодействием

1) Этой величине можно приравнять энергию тока, возникающего в проводнике самопроизвольно под действием теплового эффекта без внешней э.д.с., т. е. можно положить $\frac{LI^2}{2} = \frac{1}{2} kT$ или $\frac{CU^2}{2} = \frac{1}{2} kT$, где L —самоиндукция проводника, C —ёмкость между его концами, I и U —эффективные ток и напряжение. Это приводит при комнатной температуре, при $L = 0,1$ гсри и $C = 5000$ см к эффективной силе тока около $2 \cdot 10^{-10}$ а и эффективному напряжению $8,4 \cdot 10^{-7}$ в. Существование таких токов установлено экспериментально. Они приводят к постоянным колебаниям нуля гальванометров высшей чувствительности.

заряженных частиц как между собой, так и с частицами проводника. Тепловой эффект тем больше, чем больше плотность тока. Вместе с тем, чем меньше сопротивление проводника на входе усилителя, тем меньше тепловой эффект. Эти два обстоятельства приводят к тому, что при исследовании флюктуаций тока дробовой и тепловой эффекты можно отделить один от другого. При достаточно большой плотности эмиссионного тока тепловой эффект имеет место также и среди электронов,двигающихся от катода к аноду в электронной лампе, и приводит к шуму на выходе усилителя даже в том случае, когда тепловой эффект во входном звене усилителя сведён к минимуму, а дробовой эффект устранён депрессией.

Литература к гл. II

1. Рейман А. Л., Термоионная эмиссия, Гостехиздат, М.—Л., 1940.
 2. Добрецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, Гостехиздат, М.—Л., 1952.
 3. Герман Г. и Вагенер С., Оксидный катод, Гостехиздат, М.—Л., 1949.
 4. Птицын С. В., Физические явления в оксидном катоде, Гостехиздат, М.—Л., 1949.
-

ГЛАВА III

ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ И ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИИ

§ 14. Три вида фотоэффекта. *Фотоэлектрическим эффектом* в широком смысле слова называют возникновение или изменение электрического тока в цепи под действием света, падающего на один из элементов этой цепи. В настоящее время различают три рода фотоэлектрического эффекта.

1) Внешний фотоэффект—*фотоэлектронная эмиссия* с поверхности тел, помещённых в вакууме или газе.

2) *Фотопроводимость кристаллов*—появление под действием света добавочных электронов проводимости внутри полупроводника, что ведёт к уменьшению сопротивления облучаемого светом тела.

3) *Фотоэффект запирающего слоя*—возникновение под действием света, падающего на границу металл—полупроводник, электродвижущей силы, вызывающей появление или изменение тока в цепи.

В этой главе мы остановимся на внешнем фотоэффекте, как на одном из видов электронной эмиссии. Внешний фотоэффект на поверхности металла был впервые обнаружен в 1887 году Герцем при изучении условий возникновения искрового разряда в резонаторах, при помощи которых он исследовал распространение открытых им электромагнитных волн.

В 1888—1890 годах профессор Московского университета Александр Григорьевич Столетов провёл обширное исследование фотоэлектронной эмиссии и поддерживаемого ею несамостоятельного разряда в воздухе. Совокупность этих двух явлений он назвал *«актино-электрическим эффектом»*. От проведённых до него исследований разрядки заряженного отрицательным электрическим зарядом проводника под действием света он перешёл к исследованию создаваемого внешним фотоэффектом электрического тока в замкнутой цепи по схеме, тождественной со схемой, в которой теперь применяется внешний фотоэффект. Столетов перешёл от высоких напряжений, которыми первоначально пользовались при исследованиях фотоэффекта, к низким, порядка от 20в до нескольких сот вольт, и показал, что сильное электрическое поле

здесь ни при чём. Столетов заметил излучение искры излучением дугового фонаря, установил основной закон фотоэффекта, обнаружил явление утомления металлического катода, находящегося в соприкосновении с воздухом, установил наличие фотоэффекта с поверхности, покрытой анилиновой краской. Столетов экспериментально опроверг мнение, будто фотоэффект обязан своим происхождением только слоям газа, адсорбированным на поверхности металла, обнаружил безинерционность внешнего фотоэффекта, построил «воздушный элемент»—прибор с двумя металлическими электродами в воздухе, дающий электрический ток при освещении катода без включения в цепь какой-либо посторонней э. д. с., установил тесную связь между фотоэффектом и поглощением света в металле. Столетов изучал актино-электрический эффект как при атмосферном давлении, так и при пониженном. Специально построенная им аппаратура давала возможность понижать давление газа до 0,002 мм рт. ст. Столетов установил, что при изменении давления газа сила фототока в газе проходит через максимум. Это явление получило название *эффекта Столетова*.

В следующие годы было значительно расширено число исследованных фотокатодов. Было показано, что носителями электрических зарядов при фотоэффекте являются электроны, и было установлено, что максимальная кинетическая энергия вылетающих из катода электронов не зависит от интенсивности падающего на катод излучения. В дальнейшем мы будем называть всякое эмиттирующее фотоэлектроны тело,—безразлично, будет ли это чистый металл или нет,—катодом, самое явление фотоэлектронной эмиссии мы будем сокращённо называть фотоэффектом.

§ 15. Законы фотоэлектронной эмиссии. Спектральная характеристика фотокатода. Фотоэффект характеризуется следующими основными законами:

1) *Закон Столетова*: количество эмиттируемых в единицу времени электронов или сила насыщенного фотоэлектрического тока пропорциональны при прочих равных условиях интенсивности падающего на поверхность катода и поглощаемого им света. Равные условия здесь надо понимать, как освещение поверхности катода монохроматическим светом одной и той же длины волны или светом одного и того же спектрального состава.

2) *Закон Эйнштейна*: максимальная скорость $v_{\text{макс}}$ электронов, покидающих поверхность катода при фотоэффекте в случае металлического катода, определяется соотношением

$$h\nu = \varphi + \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}, \quad (15,1)$$

где $h\nu$ —величина кванта энергии монохроматического излучения, падающего на поверхность металла, φ —эффективная работа выхода электрона из металла, выраженная в эргах. Скорость v

не зависит от интенсивности падающего на катод излучения. Этот закон имеет место при температурах, достаточно низких для того, чтобы число электронов проводимости, обладающих энергией, превышающей максимальную энергию электронов при абсолютном нуле, было невелико и не могло заметно сказываться на фотоэффекте.

Закон Эйнштейна непосредственно приводит к представлению о пороге фотоэлектронной эмиссии. Выберем такое ν_0 , чтобы $h\nu_0 = \varphi$. Закон Эйнштейна примет вид

$$h\nu = h\nu_0 + \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}, \quad (15,2)$$

при $\nu = \nu_0$ $v = 0$. При $\nu < \nu_0$ электроны не могут выйти из катода за счёт увеличения их энергии путём поглощения кванта света. В зависимости от величины эффективной работы выхода φ для каждого металла существует своя определённая *граничная частота* ν_0 и определённая *граничная длина волны* λ_0 . Строго говоря, это положение может быть справедливо только при температуре, равной нулю по абсолютной шкале. Практически, в пределах чувствительности применяемых при изучении фотоэффекта приборов, закон Эйнштейна и заключение об определённом пороге фотоэффекта оказываются справедливыми для большинства чистых металлов при температурах порядка комнатной.

Кривая, выражающая зависимость фототока от длины волны λ или от частоты падающего на катод излучения ν , называется *спектральной характеристикой* данного катода. Для того чтобы спектральная характеристика была вполне определённой и не зависела от распределения интенсивности в спектре источника света, при построении спектральной характеристики необходимо относить плотность фототока к единице энергии излучения, поглощаемого единицей поверхности катода в единицу времени.

Фототок, получаемый при освещении катода неразложенным светом, называется *интегральным фотоэффектом* данного катода при освещении его данным источником света. При сравнении интегрального фотоэффекта для разных катодов или для разных источников света необходимо производить сравнение при одинаковых условиях, т. е. при одной и той же общей энергии излучения, падающего на поверхность катода в единицу времени. Иногда вместо того чтобы указывать силу или плотность фототока, проходящегося на 1 *вт* мощности излучения, падающего на катод, интенсивность фотоэффекта характеризуют количеством электрического заряда, выходящего из поверхности катода при поглощении ею количества энергии радиации, равного единице. Таким образом, интенсивность фотоэффекта выражают, например, в калориях на одну калорию.

Число электронов, покидающих поверхность катода, приходящаяся на один квант поглощённого в материале катода света, носит название *квантового выхода* фотокатода. Для металлов с чистой поверхностью квантовый выход порядка 10^{-3} электронов на квант.

При практическом использовании фотоэффекта в фотоэлементах интегральную чувствительность последних в области видимого излучения какого-либо источника характеризуют не числом микроампер, соответствующих единице энергии, падающей на поверхность катода в 1 сек., а числом микроампер, приходящихся на один люмен светового потока, падающего на катод фотоэлемента (микроамперы на люмен). Чувствительность катода различна при различных источниках света, так как зависит от распределения энергии в спектре источника.

Если при постепенном увеличении частоты света сила фототока монотонно возрастает вплоть до очень коротких волн, лежащих на пределе обычных возможностей эксперимента, то говорят о нормальной фотоэлектронной эмиссии. Если же спектральная характеристика имеет максимум (или для сложных катодов несколько максимумов), то этот случай фотоэффекта называют *избирательным* фотоэффектом. Вследствие малой плотности фототока ограничивающее ток действие пространственных зарядов незначительно и фототок достигает насыщения уже при очень малой величине истинной разницы потенциалов между катодом и анодом (сумма наложенной извне и контактной разницы потенциалов).

Поглощение квантов света и последующая эмиссия электронов происходит практически мгновенно. Опыты с применением ячейки Керра, поставленные с целью определить запаздывание фототока по сравнению с моментом начала освещения катода, показали, что порядок величины этого запаздывания или, другими словами, порядок инерционности фотоэффекта в вакууме меньше чем 10^{-9} сек. Инерционность газонаполненных фотоэлементов, в которых для усиления фототока используется газовый разряд, объясняется временем, необходимым для развития газового разряда.

Исследования фотоэффекта в вакууме с поверхности хорошо обезгаженных металлов показали, что никакого утомления в случае чистой поверхности металла при фотоэффекте не происходит. Если имеет место изменение фотоэлектрической чувствительности такой поверхности, то оно является следствием изменения газовой плёнки, адсорбированной на поверхности металла.

Опытами установлено, что распределение эмиттируемых электронов по различным направлениям подчиняется закону Ламберта, т. е. тому же закону, что и световое излучение абсолютно шероховатой поверхности.

§ 16. Методы определения распределения фотоэлектронов по скоростям и методы определения порога фотоэффекта. Для определения фотоэлектронов по скоростям иногда применяется ме-

ход отклонения электронов в магнитном поле, но чаще—метод задерживающего потенциала, подробно разработанный советскими учёными П. И. Лукирским и С. С. Прилежаевым. В этом методе измеряется фототок с катода на электрод (коллектор), находящийся при более низком потенциале, чем потенциал катода.

В случае плоского катода и параллельного ему плоского улавливающего электрода, если между катодом и вторым электродом нигде нет точки, в которой потенциал был бы ниже, чем потенциал второго электрода, электрон может достигнуть последнего при условии

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq eU. \quad (16,1)$$

Здесь v_x обозначает не полную скорость электрона при вылете, а лишь составляющую скорости, перпендикулярную к поверхности катода и к поверхности собирающего электрода. Поэтому измерение тока при различных задерживающих потенциалах U в этом случае даёт лишь число электронов, компонента скоростей которых, перпендикулярная к катоду, удовлетворяет неравенству (16,1). Распределение по скоростям может быть получено отсюда лишь путём сложного пересчёта, если известно распределение вылетающих электронов по различным направлениям. Чтобы обойти эту трудность, Лукирский и Прилежаев предложили сделать катод в виде маленького шарика O (рис. 11), а собирающий электрод—в виде металлического слоя, насаженного на стеклянный концентрический ему шар K во много раз большего радиуса.

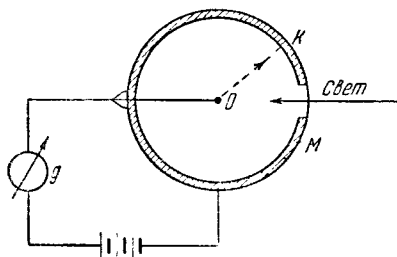


Рис. 11. Схема прибора для определения распределения фотоэлектронов по энергиям по методу задерживающего поля. M —металлический слой на внутренней поверхности шара K ; g —гальванометр.

Если бы радиус внутреннего шара был бесконечно мал, то соотношение (16,1) привело бы в этом случае непосредственно к распределению скоростей эмитированных малым шаром электронов. Конечные размеры шарика-катода или замена шарика таким же малым катодом иной формы вносят лишь небольшую ошибку, обычно не превышающую 2%. Вольтамперная характеристика, снятая в этих условиях, имеет вид, изображённый на рис. 12. Точка O соответствует началу отсчёта наложенного извне задерживающего потенциала, отрезок OO' —контактной разнице потенциала U_k . Точка O' должна служить началом отсчёта при определении действительного задерживающего потенциала.

Ордината каждой точки кривой рис. 12 даёт число электронов, удовлетворяющих неравенству

$$\frac{mv^2}{2} \geq eU \quad (16,2)$$

при данном задерживающем потенциале U . Разобьём отрезок $O'P$ на ряд одинаковых между собой участков $ab = \Delta U$. Пусть задерживающий потенциал, соответствующий точке b , равен U .

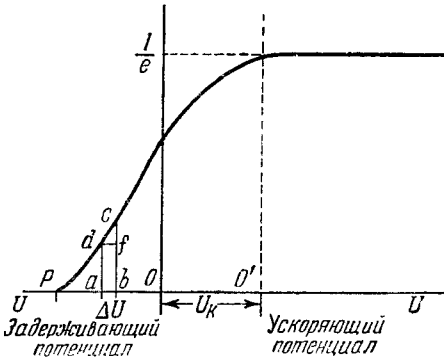


Рис. 12. Вольтамперная характеристика фототока при задерживающем поле.

Тогда разность ординат, проходящих через точки b и a , даст нам число электронов Δn_U , энергия которых при вылете из катода лежит в интервале от eU до $e(U + \Delta U)$. Эта разность равна $\Delta U \operatorname{tg} (\neq cdf)$. В пределе число электронов dn_U , приходящихся на интервал энергии от eU до $e(U + dU)$, пропорционально тангенсу угла наклона касательной в данной точке кривой. Таким образом, из кривой вольтамперной характеристики при задерживающих потенциалах можно получить кривую распределения фотоэлектронов по энергиям, дифференцируя кривую вольтамперной характеристики.

Пусть распределение по энергиям выражается функцией

$$dn_{\mathcal{E}} = f(\mathcal{E}) d\mathcal{E}. \quad (16,3)$$

Распределение по скоростям v найдём, положив $\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2}$, откуда $d\mathcal{E} = mv dv$. Распределение по скоростям будет иметь вид

$$dn_v = mv f\left(\frac{mv^2}{2}\right) dv \quad (16,4)$$

или, обозначая $mv f\left(\frac{mv^2}{2}\right)$ через $F(v)$:

$$dn_v = F(v) dv. \quad (16,5)$$

Если начертить кривые распределения по энергиям или по скоростям в зависимости от отношения данной величины энергии или скорости к той, которой обладает наибольшее число электронов (рис. 13), то опыт показывает, что кривые для одного и того же металла, но для различных частот падающего света совпадают.

Различно обозначенные на рис. 13 точки относятся к различным ν . Энергия, которой обладает наибольшее число электронов, равна примерно 0,4 максимальной энергии (определяемой по закону Эйнштейна).

Метод задерживающего потенциала является также одним из методов определения порога фотоэффекта. Задерживающий потен-

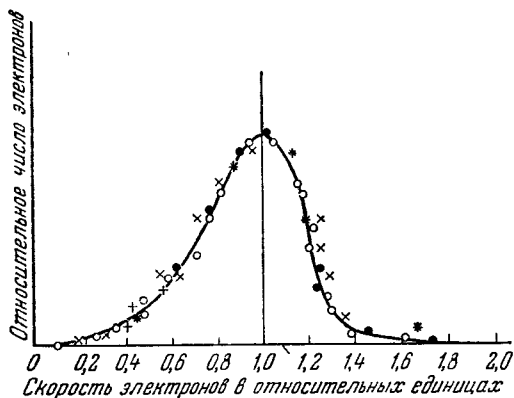


Рис. 13. Кривая распределения фотоэлектронов по скоростям.

циал, при котором фототок становится равным нулю, U_0 при любой форме электродов удовлетворяет равенству

$$eU_0 = \frac{mv^2}{2}, \quad (16,6)$$

где v — максимальная скорость электронов, покидающих катод. Равенства (16,6) и (15,1) дают:

$$eU_0 = h\nu - h\nu_0; \quad U_0 = \frac{h}{e} (\nu - \nu_0). \quad (16,7)$$

Значения U_0 , определённые для различных ν , должны укладываться на прямой. Тангенс угла наклона прямой $U_0 = f(\nu)$ даёт $\frac{h}{e}$, а точка пересечения её с осью абсцисс даёт граничную частоту ν_0 .

На этом методе построены опыты Милликена по проверке закона Эйнштейна и по определению постоянной Планка h из фотоэлектронной эмиссии. Схема прибора Милликена представлена на рис. 14. Обозначения Na, K и Li относятся к кубикам из соответствующего металла. Поворотом шлифа можно было помещать каждый из них поочерёдно против кварцевого окошка O , через которое на них падал пучок монохроматического света.

Между освещаемым кубиком и собирающим электродом C накладывался задерживающий потенциал. Если поместить один из металлических кубиков против пластинки S , сделанной из того же материала, что и коллектор, то между кубиком и пластинкой возникает электрическое поле, обусловленное контактной разницей потенциалов. Всякое небольшое передвижение кубика вызывает изменение зарядов, наведённых этим полем на пластинке, отмечаемое электрометром. Отклонение электрометра сводится к нулю, если контактную разницу потенциалов компенсировать наложенным извне напряжением. Таким способом определяется значение контактной разности потенциалов для точного определения U_0 .

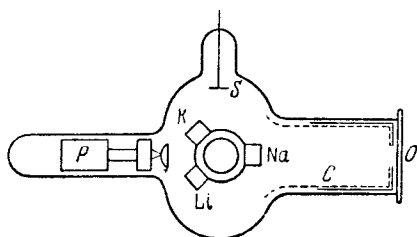


Рис. 14. Схема прибора Милликена.

При помощи подвижного резца P можно было срезать поверхностный слой каждого кубика для поддержания чистоты поверхности.

Другой метод определения ν_0 — метод его определения из кривой спектральной характеристики по точке пересечения этой кривой с осью абсцисс. Этот метод не обладает большой точностью, так как кривая приближается к оси абсцисс

очень полого.

Ещё один метод определения ν_0 состоит в подсчёте ν_0 из равенства $h\nu_0 = \varphi$. При этом необходимо пользоваться значениями φ , полученными из измерений контактной разности потенциалов, в тех же условиях температуры и состояния поверхности катода, при которых надо определить ν_0 . Метод этот, основанный на законе Эйнштейна, приложим только к металлам.

Результаты измерения порога фотоэффекта для ряда чистых металлов приведены в миллимикронах в Приложении III.

При высоких температурах граница фотоэффекта передвигается в сторону малых частот света и вместе с тем становится размытой: для каждого кванта света найдутся электроны, которым не хватает для выхода из металла энергии, как раз равной энергии этого кванта. Чем меньше энергия кванта, тем меньше таких электронов. Поэтому спектральная характеристика при высоких температурах приближается к оси абсцисс асимптотически. Чем чувствительнее прибор, измеряющий силу тока, тем меньше та частота света, при которой этот прибор ещё обнаруживает фототок.

§ 17. Влияние тонких плёнок посторонних веществ на поверхность металла на фотоэлектронную эмиссию. Избирательный фотоэффект. Состояние поверхности катода, т. е. количество адсорбированного на этой поверхности газа и тончайшие плёнки посто-

ронных веществ и химических соединений играют в случае фотоэффекта ещё более заметную роль, чем в случае термоэлектронной эмиссии. Термоэлектронной эмиссией пользуются или её изучают при высоких температурах катода, при которых происходит удаление адсорбированного газа и легко испаряющихся веществ и разложение многих соединений. Наоборот, фотоэффектом пользуются и чаще всего его изучают при температурах порядка комнатной, при которых очень трудно сохранить поверхность металла чистой.

Тонкие плёнки посторонних веществ, толщиной в одноатомный слой, значительно изменяют эффективную работу выхода в ту или другую сторону, передвигают порог фотоэффекта в сторону коротких или длинных волн и изменяют силу фототока. Так же влияют слои адсорбированных на поверхности металла газов и газы, поглощённые металлом. Влияние поглощённых газов особенно заметно в случае платины. Несколько более толстые слои посторонних веществ, например слой щелочного металла на другом металле, приводят к более сложным явлениям, находящим своё выражение в избирательном фотоэффекте.

Избирательный фотоэффект сопровождается так называемым *векториальным эффектом*.

Если сравнивать действие света, поляризованного один раз так, что электрический вектор лежит в плоскости падения—случай E_{\parallel} , а другой раз так, что электрический вектор перпендикулярен к плоскости падения—случай E_{\perp} , то избирательный фотоэффект имеет место только в случае E_{\parallel} .

Соответствующие спектральные характеристики для тонкого слоя калия на платине приведены на рис. 15.

Наличие хотя бы и небольшой шероховатости на поверхности катода приводит к тому, что электрический вектор, макроскопически параллельный поверхности катода, на самом деле в отдельных элементах поверхности образует с поверхностью некоторый угол, и поэтому практически к нормальному фотоэффекту всегда примешана некоторая доля избирательного фотоэффекта.

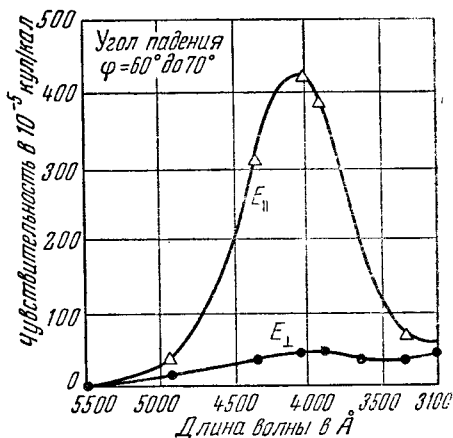


Рис. 15. Ход спектральных характеристик в случае избирательного фотоэффекта.

Объяснение избирательного фотоэффекта дают теории фотоэффекта, построенные на основе волновой механики.

В случае тонких плёнок на поверхности металлов эксперимент и теория единогласно приходят к наличию избирательного фотоэффекта. В отношении поверхностей щелочных металлов высшей степени чистоты между современными теориями фотоэффекта и экспериментом имеется некоторое ещё не проверенное разногласие. Наличие избирательного фотоэффекта в случае других чистых металлов установлено пока лишь небольшим числом измерений для нескольких металлов из-за необходимости экспериментировать в коротковолновой области ультрафиолетового спектра.

§ 18. Теория фотоэлектронной эмиссии. Задачу о плотности эмиссионного тока электронов при фотоэлектронной эмиссии можно было бы решить, исходя из того же уравнения (4,23), которое служит для решения задачи о термоэлектронной эмиссии. Но для этого должно было бы быть известно распределение электронов по слагающей W кинетической энергии в движении по оси X , перпендикулярной к поверхности металла, после поглощения проникающего в металл излучения. Нахождение этого распределения составляет наибольшее затруднение в теории фотоэффекта. Можно подойти к решению задачи несколько иным путём. Можно понимать под iW в уравнении (4,23) слагающую энергии до поглощения электронами энергии квантов излучения, но изменить нижний предел интеграла с W_a на $W_a - h\nu$, охватывая, таким образом, и те электроны, которым до поглощения излучения нехватало энергии для преодоления потенциального барьера высоты W_a , но которые приобретают эту недостающую долю энергии за счёт квантов излучения. Однако добавочную энергию приобретут не все электроны, поэтому функцию распределения $N(W)$ в (4,23) надо заменить другой $N'(W)$, учитывающей это обстоятельство. Функцию $D(W)$, учитывающую отражение электронов от поверхности раздела металл—окружающая среда, надо заменить новым выражением $D'(W)$, где W также соответствует энергии до поглощения излучения. Таким образом, исходное уравнение принимает вид

$$i = e \int_{W_a - h\nu}^{\infty} D'(W) N'(W) dW. \quad (18,1)$$

При решении задачи о фотоэффекте с $D'(W)$ можно в первом приближении поступить так же, как и в случае решения задачи о термоэлектронной эмиссии, т. е. вынести за знак интеграла некоторое усреднённое значение $\bar{D}'(W)$. Чтобы обойти затруднения, возникающие при определении $N'(W)$, упрощают решение задачи, делая предположение, что для узкой области частот, близких к ν_0 , величина $N'(W)$ изменяется очень мало с измене-

нием частоты и что для всей этой области можно положить $N'(W) dW$ пропорциональным $N(W) dW$ — числу электронов в одном кубическом сантиметре, для которых W до поглощения света лежит в пределах от W до $W + dW$. В таком случае имеем:

$$D'(W) N'(W) dW = CN(W) dW. \quad (18,2)$$

Подстановка выражения (18,2) в (18,1) приводит к выражению

$$i = Ce \int_{W_a - h\nu}^{\infty} N(W) dW. \quad (18,3)$$

Подстановка вместо $N(W)$ выражения, вытекающего из закона распределения энергии Ферми, даёт аналогично (4,22):

$$i = Ce \int_{W_a - h\nu}^{\infty} \frac{4\pi mkT}{h^3} \ln \left(1 + e^{\frac{W - W_a}{kT}} \right) dW. \quad (18,4)$$

Введём новое переменное:

$$y = \frac{W - (W_a - h\nu)}{kT}, \quad (18,5)$$

откуда

$$dW = kT dy.$$

Тогда (18,4) примет вид

$$i = Ce \int_0^{\infty} \frac{4\pi mk^2 T^2}{h^3} \ln \left[1 + e^{-y + \frac{h\nu - W_a + W_i}{kT}} \right] dy. \quad (18,6)$$

Отсюда получим, замечая, что $W_a - W_i = \varphi$, и вводя обозначения:

$$C_1 = Ce \frac{4\pi mk^2}{h^3} \quad \text{и} \quad \mu = \frac{h\nu - \varphi}{kT} = \frac{h\nu - h\nu_0}{kT}, \quad (18,7)$$

$$i = C_1 T^2 \int_0^{\infty} \ln(1 + e^{-y + \mu}) dy. \quad (18,8)$$

Интегрирование этого выражения, основанное на разложении в ряд

$$\ln(1 + x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} + \dots \quad (18,9)$$

и на подстановке

$$-y + \mu = z \quad \text{и} \quad x = e^z,$$

приводит к решению поставленной задачи в виде

$$i = C_1 T^2 f(\mu), \quad (18,10)$$

где C_1 — постоянная, а $f(\mu)$ выражается рядами:

$$\left. \begin{aligned} (\mu) &= e^\mu - \frac{e^{2\mu}}{2^2} + \frac{e^{3\mu}}{3^2} - \frac{e^{4\mu}}{4^2} + \dots && \text{при } \mu \leq 0, \\ f(\mu) &= \frac{\pi^2}{6} + \frac{\mu^2}{2} - \left[e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \frac{e^{-4\mu}}{4^2} + \dots \right] && \text{при } \mu \geq 0. \end{aligned} \right\} (18,11)$$

Разделим обе части выражения (18,10) на T^2 и логарифмируем их. Находим:

$$\ln \frac{i}{T^2} = \ln C_1 + F\left(\frac{h\nu - h\nu_0}{kT}\right), \quad (18,12)$$

где

$$F(x) = \ln f(x). \quad (18,13)$$

Снимем при определённой температуре T ряд спектральных характеристик фототока в области частот, близких к ν_0 , и сравним кривую зависимости экспериментально найденных значений $\ln \frac{1}{T^2}$ от $\frac{h\nu}{kT}$ с построенной для той же области частот «теоретической» кривой, имеющей вид

$$y = F\left(\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (18,14)$$

Если равенство (18,12), которое должно соответствовать экспериментально найденным значениям i , справедливо, то каждая точка экспериментальной кривой должна лежать выше точки теоретической кривой (18,14), соответствующей тому же ν , на длину отрезка, равного $\ln C_1$. Кроме того, каждая точка экспериментальной кривой должна лежать правее соответствующей точки теоретической кривой на длину отрезка $\frac{h\nu_0}{kT}$, так как в выражении (18,12) аргументом функции $F(\mu)$ является $\frac{h\nu - h\nu_0}{kT}$, тогда как абсциссой теоретической кривой (18,14) служит величина $\frac{h\nu}{kT}$. Таким образом, если равенство (18,12) справедливо, любую экспериментальную кривую можно совместить с теоретической, передвинув её параллельно самой себе на некоторое расстояние $\ln C_1$ вниз и на расстояние $\frac{h\nu_0}{kT}$ влево. Величина необходимого для совмещения кривых сдвига по горизонтали даёт возможность определить ν_0 и λ_0 .

На рис. 16 представлены результаты измерений, относящиеся к фотоэффекту с чистой поверхности палладия при температурах в интервале от 305° К до 1078° К. Нанесённая на этом рисунке кривая представляет собой теоретическую кривую $y = F\left(\frac{h\nu}{kT}\right)$.

Все экспериментальные точки смещены для каждой данной температуры на одно и то же расстояние по вертикали и на одно и то же расстояние по горизонтали. Как видно, экспериментальные точки после этого смещения хорошо ложатся на теоретическую кривую. Размер горизонтального смещения даёт значения ν_0 , различающиеся для разных температур лишь в пределах 0,5%, что лежит в пределах ошибок наблюдений.

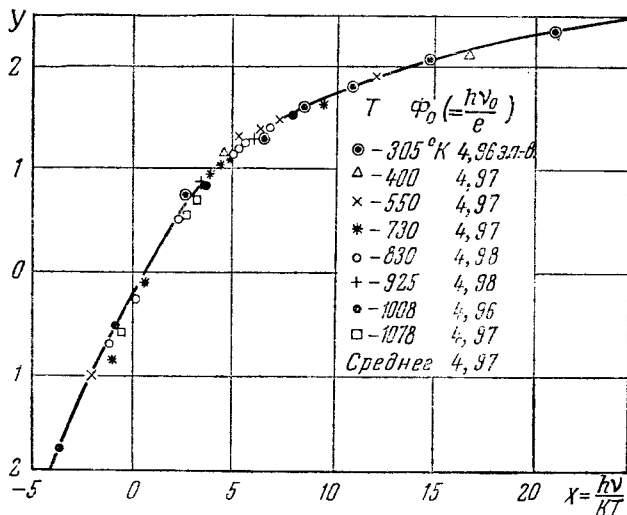


Рис. 16. Кривая Фаулера в случае Pd.

В таблице, совмещённой с рис. 16, приведены значения эффективной работы выхода для палладия, найденные по описанному выше методу—методу Фаулера. Из этих опытов следует, что если и существует зависимость φ от температуры, то для палладия в пределах от 305°K до 1078°K φ меняется не более чем на 1%, что лежит в пределах точности эксперимента. К такому же выводу приводят и следующие теоретические соображения. Так как $\varphi = W_a - W_i$, то возможное изменение φ с температурой может быть только следствием изменения W_a или W_i . При этом W_a изменяется при термическом расширении металла вследствие изменения междупонных расстояний в кристаллической решётке, а W_i , равное в первом и очень хорошем приближении $\frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}$, зависит от n , т. е. от числа свободных электронов в 1 см³ металла. Если число свободных электронов, приходящееся на каждый атом металла, остаётся неизменным, то при расширении металла n изменяется пропорционально изменению числа атомов в 1 см³. Подсчёт показывает, что при увеличении температуры палладия на

1000° величина W_a должна уменьшиться примерно на 2%, а W_i —на 3%. Это приводит к изменению эффективной работы выхода ϕ не более чем на 1%.

При построении строгой теории фотоэффекта прежде всего приходится считаться с тем обстоятельством, что свободный электрон не может целиком поглотить энергию светового кванта, так как это привело бы к нарушению закона сохранения импульса. Чтобы убедиться в этом, предположим, что энергией и импульсом электрона до его взаимодействия с фотоном можно пренебречь и что после взаимодействия скорость электрона в направлении движения фотона равна v . Напишем законы сохранения энергии и сохранения импульса для случая полного поглощения фотона электроном:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu, \quad (18,15)$$

$$mv = \frac{h\nu}{c}. \quad (18,16)$$

Из (18,15) и (18,16) получаем:

$$v = 2c. \quad (18,17)$$

Если бы мы учли изменение массы электрона со скоростью, то мы получили бы

$$v = c. \quad (18,18)$$

И тот и другой результаты абсурдны, так как противоречат закону Эйнштейна и данным опыта. Поэтому необходимо предположить, что в элементарном акте фотоэлектронной эмиссии должны участвовать, кроме фотона и электрона, ещё другие тела, или по крайней мере одно тело, принимающее на себя часть импульса фотона. Это может иметь место только в том случае, если электроны не абсолютно свободны, а связаны силовым полем с ионами металла. Таким образом, при построении теории фотоэффекта в металлах нельзя пользоваться приближением, допускающим, что электроны проводимости в металле совершенно свободны.

Второй вопрос, возникающий при построении теории фотоэффекта,—это учёт вероятности поглощения кванта электроном, находящимся в каком-либо данном энергетическом состоянии. Для решения задачи о влиянии поглощения квантов излучения на движение электронов в металле в современных теориях фотоэффекта состояние электронов описывают при помощи уравнений волновой механики и подсчитывают возмущение собственных функций электронов полем световой волны.

Впервые таким путём теория фотоэффекта была построена в 1929 году. Первая намётка теории, известная под названием теории Венцеля, учитывала связь электронов проводимости с ме-

таллом в целом, так как состояние электронов характеризовалось стоячими электронными волнами, образующимися вследствие отражения от граней прямоугольного куска металла. Теория Венцеля приводит к следующим выражениям для плотности фототока с катода:

1) Для частот падающего света $\nu > \nu_a$, где ν_a — частота, определяемая из соотношения $h\nu_a = W_a$:

$$i = \frac{2e^2}{15\pi h^2} \bar{\nu}^{-\frac{5}{2}} \nu^{-\frac{7}{2}} \left\{ E_x^2 + \frac{1}{14} \frac{\bar{\nu}}{\nu} [3E_x^2 + 2E_y^2 + 2E_z^2] + \dots \right\}. \quad (18,19)$$

Здесь через $\bar{\nu}$ обозначено $\frac{W_i}{h}$, а E_x , E_y , E_z — компоненты электрического вектора световой волны по оси X , перпендикулярной к поверхности металла, и по осям Y и Z , параллельным этой поверхности.

2) Для частот, удовлетворяющих соотношению $(\nu_a - \bar{\nu}) < \nu < \nu_a$ (область спектра, непосредственно примыкающая со стороны коротких волн к границе фотоэффекта):

$$i = \frac{2e^2}{15\pi h^2} \left\{ \left[\bar{\nu}^{-\frac{5}{2}} - (\nu_a - \nu_0)^{\frac{5}{2}} \right] \nu^{-\frac{7}{2}} E_x^2 + \frac{1}{14} \left[\bar{\nu}^{-\frac{7}{2}} - (\nu_a - \nu_0)^{\frac{7}{2}} \right] \nu^{-\frac{9}{2}} [3E_x^2 + 2E_y^2 + 2E_z^2] + \dots \right\}. \quad (18,20)$$

Выражения (18,19) и (18,20) показывают, что различные компоненты электрического вектора световой волны имеют неодинаковое значение для фотоэлектронной эмиссии. В первый основной член этих выражений входит только компонента E_x , перпендикулярная к поверхности металла. Согласно (18,20) в области $\nu_a - \bar{\nu} < \nu < \nu_a$ фототок имеет максимум. Таким образом, изложенная теория приводит к векториальному избирательному фотоэффекту.

Большую ясность в вопросе о том, какие же электроны могут быть вырваны светом из металла без нарушений закона сохранения импульса благодаря их связи с кристаллической решеткой металла, внесла теория советского физика И. Е. Тамма. Тамм отдельно рассматривает действие света на электроны, находящиеся в очень тонком слое у самой поверхности металла, где сосредоточено поле, вызывающее наличие потенциального барьера, и на электроны во внутренних областях металла, где электроны находятся в периодическом (в пространстве) поле ионов пространственной решетки. Эмиссию первых под действием света Тамм называет «поверхностным» фотоэффектом, эмиссию последних — «внутренним» фотоэффектом¹⁾. Данное Таммом решение задачи возмущения

¹⁾ Не смешивать с иногда применяемым значением этого термина как синонима фотопроводимости кристаллов.

электронной волны светом приводит к ещё более сложному выражению для силы фототока с единицы поверхности металла, чем (18,19) и (18,20). Кривая спектральной характеристики обладает по Тамму избирательным максимумом, и имеет место векторный эффект.

При решении задачи о внутреннем фотоэффекте Тамм принимает кристаллическую решётку металла за кубическую решётку простейшего типа и для собственной функции электронов Ψ в поле такой решётки пишет:

$$\Psi_{k_x k_y k_z} = e^{j[2\pi\nu_e h_x h_y h_z (t - k_x x - k_y y - k_z z)]} u_{k_x k_y k_z}(x, y, z), \quad (18,21)$$

где u —периодическая функция координат, период которой равен постоянной кубической решётки a , а ν_e определяется соотношением $h\nu_e = W$. Согласно современной электронной теории металлов, учитывающей периодическое поле ионной решётки, возможны только такие переходы из одного энергетического состояния в другое, при которых соблюдаются равенства:

$$k'_x = k_x \pm \frac{2\pi}{a} m_x, \quad k'_y = k_y \pm \frac{2\pi}{a} m_y, \quad k'_z = k_z \pm \frac{2\pi}{a} m_z, \quad (18,22)$$

где m_x, m_y, m_z —любые положительные целые числа или нуль, а k —вектор импульса электрона, компоненты которого равны:

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}, \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}, \quad k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}. \quad (18,23)$$

Здесь λ_x —отрезок, отсекаемый на оси X двумя плоскостями, проведёнными перпендикулярно к направлению распространения электронных волн в начале и конце каждой волны, а λ_y и λ_z имеют аналогичные значения по отношению к осям Y и Z ; k_x, k_y, k_z —значения компонент вектора k до поглощения электроном светового кванта, k'_x, k'_y, k'_z —после поглощения.

Исходя из этих основных положений, И. Е. Тамм показывает, что в случае простой кубической кристаллической решётки с периодом a , для которой число узлов, приходящихся на 1 см^3 , а следовательно, и концентрация электронов проводимости $n = \frac{1}{a^3}$, квант света частоты ν может быть поглощён лишь электронами, для которых компоненты импульса удовлетворяют соотношению

$$k_i \leq \frac{1}{2} k_0 \left(1 - \frac{\nu}{\nu_0} \right), \quad (18,24)$$

где $i=1, 2, 3$, а ν_0 —обычная граничная частота фотоэффекта.

Далее И. Е. Тамм, исходя из соотношения, необходимого для выхода из металла электронов, поглотивших квант света $h\nu$:

$$W + h\nu \geq W_a \quad \text{или} \quad h\nu_e + h\nu \geq h\nu_a, \quad (18,25)$$

и пользуясь очевидными соотношениями:

$$h\nu_e = W = \frac{mv_x^2}{2} = \frac{p_x^2}{2m} = \frac{h^2 k_x^2}{8\pi^2 m} \quad \text{и} \quad k_x^2 = \frac{8\pi^2 m}{h} \nu_e, \quad (18,26)$$

где m —масса электрона, v_x и k_x —компоненты скорости и импульса электрона, перпендикулярные к поверхности металла, приводит к выражению

$$k_x^2 + \frac{8\pi^2 m}{h} (\nu - \nu_a) \geq 0. \quad (18,27)$$

При данной частоте света ν выйти из металла могут электроны, поглотившие квант света, импульс и энергия которых удовлетворяли до поглощения соотношению (18,27). Но так как k_x и ν кроме этого соотношения связаны ещё условием поглощения кванта света электроном (18,24), по

которому поглотить квант могут только медленные электроны, то выход электронов при «внутреннем» фотоэффекте Тамма оказывается возможным только, если частота света превышает некоторую новую граничную частоту внутреннего фотоэффекта ν'_g . Значение ν'_g даётся вытекающим из расчётов И. Е. Тамма выражением

$$\nu'_g = 2\sqrt{\nu_0 \nu_a} - \nu_0. \quad (18,28)$$

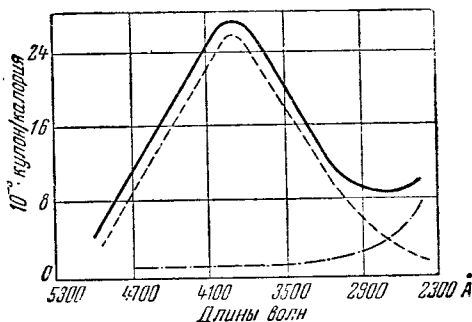


Рис. 17. Теоретическая спектральная характеристика по Тамму. Сплошная кривая—суммарный фотоэффект, верхняя пунктирная кривая—внешний фотоэффект, нижняя—внутренний фотоэффект.

Подсчёты, проведённые по этой формуле, показывают, что только для щелочных металлов граница внутреннего фотоэффекта λ'_g лежит в ближней ультрафиолетовой области спектра.

Для металлов с большой эффективной работой выхода λ'_g лежит в далёкой ультрафиолетовой области. Например, для серебра λ'_g оказывается равной 1880 Å. Поэтому обнаружить «внутренний» фотоэффект Тамма, не заходя далеко в так называемую шумановскую область спектра, представляется возможным лишь в случае щелочных металлов. Тамм иллюстрирует количественное соотношение внешнего и внутреннего фотоэффекта теоретическими кривыми рис. 17, построенными для калия.

Теории поверхностного фотоэффекта в дальнейшем были уточнены другими физиками. При этом были учтены оптические явления, имеющие место при переходе световых волн из окружающей

среды в металл, принято во внимание наличие переходного слоя, в котором оптические константы непрерывно изменяются в пространстве, а также была более строго учтена форма потенциального барьера.

Формулы, к которым приходят эти теории, очень громоздки. Результаты получаются в неявной форме и не дают хорошего количественного согласия с экспериментальными данными.

§ 19. Фотоэффект со сложных катодов. Современные типы фотоэлементов с фотоэлектронной эмиссией. Чувствительность фотоэлементов с катодами из чистых металлов не может удовлетворить запросов современной техники. Поэтому уже сравнительно давно начались поиски более совершенных в этом отношении фотокатодов. Первые успехи были достигнуты путём так называемой сенсibilизации калиевых катодов водородом, кислородом и серой. Однако интегральная чувствительность сенсibilизованных калиевых катодов, достигающая 4 мкА/люмен (при освещении лампой накаливания с температурой вольфрамовой нити 2850°K), ещё недостаточна. Результатом поисков более чувствительных катодов явились так называемые «сложные катоды»: кислородно-серебряно-цезиевые и затем сурьмяно-цезиевые.

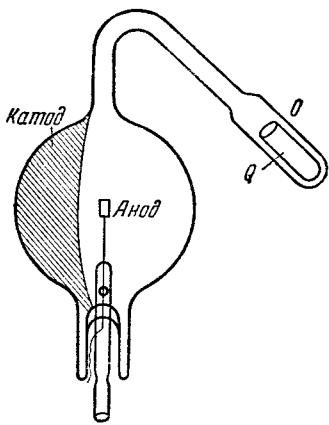


Рис. 18. Колба кислородно-цезиевого фотоэлемента.

Кислородно-цезиевые катоды имеют подкладку из серебра в виде серебряной пластинки или в виде слоя серебра, осаждённого на стекле. Колба

фотоэлемента с серебряной пластинкой или серебряным слоем подвергается обычному обезгаживанию при прогреве в электрической печи. Затем серебряная подкладка окисляется путём наполнения колбы кислородом и электрического разряда.

Слой окиси серебра должен иметь определённую толщину, которая на практике устанавливается по окраске, принимаемой окислённой поверхностью. Колба фотоэлемента снабжена отростком O (рис. 18), содержащим смесь хлористого цезия CsCl и металлического кальция, заключённую в открытый никелевый цилиндр Q . Отросток O при прогреве колбы находится вне печи. После окисления серебра кислород откачивается, и на отросток O на короткое время надвигается соленоид, включённый в цепь генератора высокой частоты. Под действием токов Фуко никелевый цилиндр нагревается до высокой температуры, в смеси CsCl и Ca происходит реакция восстановления цезия. Для перегонки восстановленного цезия в колбу фотоэлемента колба вместе

с отростком накрывается электрической печью, и температуру последней поднимают до 195°C . Пары цезия восстанавливают окись серебра, образуя слой окиси цезия, содержащей отдельные атомы, а также отдельные более крупные частицы серебра. При дальнейшей перегонке цезия поверх слоя окиси цезия образуется тонкий слой металлического цезия, адсорбированного на поверхности окиси цезия. Такой катод обладает при температуре, при которой происходит перегонка цезия, не только очень большой фотоэлектрической чувствительностью, но и большой термоэлектронной эмиссией. При дальнейшем осаждении цезия на поверхности катода чувствительность последнего начинает уменьшаться. Чтобы не упустить момент наибольшей чувствительности катода, в цепь анод—катод включают источник постоянного электрического напряжения и стрелочный гальванометр. Гальванометр показывает ток термоэлектронной эмиссии с катода. В момент достижения этим током максимума печь быстро снимают с фотоэлемента, прекращая этим перегонку цезия. Затем отросток O отпаивают.

Если при окислении серебряной подкладки сложного катода окисление серебра чередовать несколько раз с его восстановлением в атмосфере водорода, то слой окиси серебра получается рыхлым и после обработки парами цезия содержит не только атомы серебра, но и атомы цезия. Это оказывает благоприятное влияние на чувствительность и на спектральную характеристику катода. Строение сложного кислородно-цезиевого катода изображено схематически на рис. 19.

Кроме кислородно-цезиевых сложных катодов применяются также и серпо-цезиевые. Окисление заменено в них образованием сернистого соединения.

Спектральная характеристика кислородно-цезиевого катода имеет два максимума—один в области малых длин волн λ около 3500 \AA , другой в области больших λ в начале инфракрасной области спектра. Сравнение спектральных характеристик сложных катодов, у которых подкладкой во всех случаях служило серебро, а щелочные металлы (восстанавливающие в процессе формирования катода окись серебра и образующие адсорбированный внешний слой) были различны, показало, что максимум спектральной характеристики в коротковолновой области спектра приходится у всех катодов на одну и ту же длину волны, тогда как граница фотоэффекта и положение максимума в длинноволновой области различны для различных щелочных металлов (рис. 20).

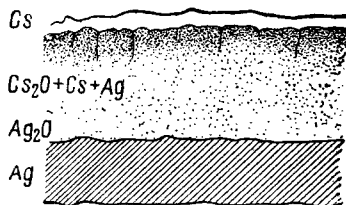


Рис. 19. Строение кислородно-цезиевого катода.

Чувствительность кислородно-цезиевых катодов, а также положение порога фотоэффекта и положение максимума чувствительности зависят от режима их обработки, позволяющего сообщать слою окиси цезия большую или меньшую рыхлость и создать большую или меньшую концентрацию избыточных атомов цезия. Такое же влияние оказывает и добавочное внесение в слой атомов других металлов. В связи с режимом обработки положение порога фотоэффекта изменяется от 12 000 до 17 000 Å.

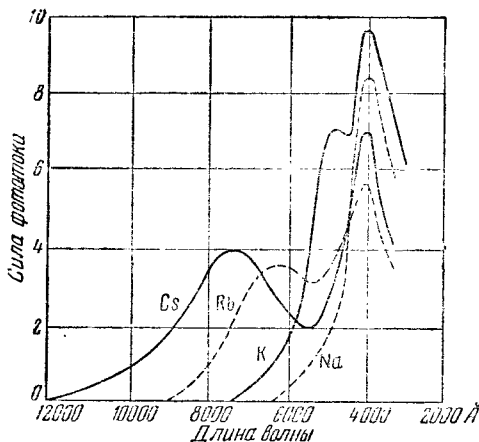


Рис. 20. Спектральные характеристики фотокатодов типа кислородно-цезиевых с различными щелочными металлами на месте цезия. По оси ординат отложена сила фототока в условных единицах.

независимым и не происходило пробоя. При помощи такого газового усиления удастся получать кислородно-цезиевые фотоэлементы чувствительностью до 400—450 мка/люмен.

В кислородно-цезиевых катодах наблюдается явление *утомления*. При облучении катода светом чувствительность катода с течением времени очень сильно уменьшается. Некоторая доля утомления исчезает скоро после прекращения освещения катода. Дальнейшее восстановление чувствительности идет очень медленно. Полного восстановления не происходит.

Наряду с этим кислородно-цезиевые фотоэлементы отличаются значительным непостоянством чувствительности даже и при хранении в темноте. Это непостоянство связано с изменением строения слоя окиси цезия, с миграцией по его поверхности атомов цезия и особенно велико для газонаполненных фотоэлементов, где оно вызывается действием на слой цезия малейших примесей в аргоне.

Способ изготовления *сурьмяно-цезиевых* фотоэлементов следующий.

Наибольшая интегральная чувствительность пустотных кислородно-цезиевых фотоэлементов равна 50 мка/люмен.

Дальнейшее увеличение чувствительности достигается путём наполнения кислородно-цезиевых фотоэлементов инертным газом, обычно аргоном. В этих фотоэлементах имеет место самостоятельный газовый разряд, в котором внешним ионизатором является облучение катода светом. Давление газа подбирается так, чтобы при рабочем напряжении между катодом и анодом разряд оставался

На стенку колбы наносится слой сурьмы испарением с вольфрамовой нити, нагреваемой током. Толщина слоя должна быть такова, чтобы через него ещё просвечивала нить лампы накаливания. Слой сурьмы обрабатывается парами цезия, перегоняемыми из боковой ампулки, до достижения максимума фототока или до определённого цвета катода, после чего печь снимается, боковая ампулка отпаивается и производится вторичный прогрев для отгонки избытка цезия с контролем по фототоку. Слабое окисление увеличивает чувствительность катода в два-три раза, доводя её до 120 *мкА/люмен* (при освещении стандартной лампой накаливания с температурой вольфрамовой нити 2850° К). Слишком большое окисление ведёт к потере чувствительности. Окисление играет такую же роль, как сенсibilизация калиевых катодов.

Исследование состава сурьяно-цезиевых слоёв, обладающих оптимальной фотоэмиссией, показало, что количества цезия и сурьмы в них соответствуют химическому соединению $SbCs_3$ с некоторым избытком цезия. Порог фотоэффекта сурьяно-цезиевых фотоэлементов лежит в видимой области спектра около 7000 Å. Максимум их чувствительности лежит около границы видимой и ультрафиолетовой области и во много раз выше максимума чувствительности кислородно-цезиевых фотоэлементов.

Квантовый выход сурьяно-цезиевых катодов очень большой и доходит до 25%. Для кислородно-цезиевых катодов этот выход 2—3%, для чистых металлов—порядка 0,1%. Вследствие многочисленных беспорядочных взаимодействий с электронами проводимости и ионами металла в среднем только половина электронов, поглотивших квант света, будет двигаться по направлениям, приводящим их к границе металла. Поэтому максимальный принципиально возможный квантовый выход фотоэффекта надо оценивать в 50%. Малое увеличение интегральной чувствительности сурьяно-цезиевых фотоэлементов по сравнению с кислородно-цезиевыми объясняется большой интенсивностью излучения стандартной лампы накаливания в ближней инфракрасной и в крайней красной областях спектра, на которые приходится длинноволновый максимум чувствительности кислородно-цезиевых катодов, в то время как чувствительность сурьяно-цезиевых катодов в этих областях спектра равна нулю. При помощи подбора соответствующих светофильтров спектральный выход чувствительности сурьяно-цезиевых фотоэлементов можно подогнать к ходу спектральной чувствительности нормального человеческого глаза и, таким образом, применять сурьяно-цезиевые фотоэлементы для объективной фотометрии. Сурьяно-цезиевые фотоэлементы, чувствительные к ультрафиолетовой части спектра, можно изготавливать, по мысли Н. С. Хлебникова и А. Е. Меламида, снабжая колбу сурьяно-цезиевого фотоэлемента специальным стеклянным цилиндрическим отростком с очень тонкой вогнутой сферической

стеклянной стенкой, пропускающей ультрафиолетовое излучение в достаточно широких пределах и в то же время выдерживающей давление атмосферы.

Утомление сурьмяно-цезиевых фотоэлементов много меньше утомления кислородно-серебряно-цезиевых. При интенсивном освещении уменьшение эмиссии сурьмяно-цезиевых катодов имеет место лишь в продолжение некоторого промежутка времени, после которого чувствительность остаётся постоянной. Это приводит, как показал Н. С. Хлебников, к возможности изготавливать весьма стабильные чувствительные фотоэлементы.

Другое преимущество сурьмяно-цезиевых фотоэлементов заключается в том, что они более стойки к температурным изменениям, чем кислородно-цезиевые.

В сурьмяно-цезиевых фотоэлементах со слоем сурьмы, нанесённым непосредственно на стекло колбы, сила тока не пропорциональна интенсивности освещения катода, а растёт быстрее последней. Вольтамперная характеристика такого фотоэлемента не имеет насыщения и при напряжениях в 100—200 в довольно круто возрастает. Эти явления находят своё объяснение в большом сопротивлении тонкого сурьмяно-цезиевого слоя. Благодаря этому сопротивлению при фототоке с катода элементы поверхности катода, расположенные далеко от ввода, принимают потенциал более высокий, чем потенциал в месте ввода. Фотоэлектроны в значительном количестве, вместо того чтобы попадать на анод, описывают криволинейные пути, бомбардируют элементы катода с более высоким потенциалом и вызывают выход всё большего числа вторичных электронов по мере увеличения силы фототока. Эта аномалия устраняется путём нанесения между стеклом и сурьмяно-цезиевым слоем металлической подкладки и не должна рассматриваться как нарушение закона Столетова.

§ 20. Теория фотоэффекта со сложных катодов. Слои окиси цезия с избыточным содержанием цезия и с наличием атомов серебра в кислородно-цезиевых фотоэлементах, равно как и слой $SbCs_3$ в сурьмяно-цезиевых, являются примесными полупроводниками. Избыточные атомы цезия вызывают появление местных энергетических уровней, увеличивающих электропроводность и эмиссионную способность катодов, а также образуют на поверхности катода облегчающий эмиссию одноатомный слой. Поэтому в настоящее время вполне естественно искать объяснения специфических свойств сложных фотокатодов, и в частности их большой чувствительности, исходя из зональной теории полупроводников. Как уже было подчёркнуто в предыдущей главе при объяснении явлений, имеющих место в оксидных катодах, в настоящее время ещё не создано вполне разработанной теории термоэлектронной эмиссии из полупроводников. В ещё большей мере это справедливо для фотоэлектронной эмиссии. Однако некоторые положения здесь

уже могут быть определённо высказаны. При работе оксидных катодов в стационарном режиме мы имеем дело с переходом электронов первой заполненной полосы в полосу проводимости с последующим преодолением потенциального барьера, что, как показывает расчёт, приводит к эффективной работе выхода $\varphi + \frac{\chi}{2}$. Точно так же в случае фотоэффекта из полупроводника мы можем говорить о выходе из катода при поглощении квантов света в одном случае непосредственно электронов проводимости (порог фотоэффекта $\nu_0 = \frac{\varphi}{h}$), в другом — электронов первой заполненной полосы (порог фотоэффекта $\nu_0 = \frac{\Phi}{h}$). При малой концентрации электронов проводимости их выход при поглощении квантов света практически остаётся незамеченным. Поэтому эффективная работа выхода, определённая по методу порога фотоэффекта $\Phi_{\text{фот}} = \varphi + \chi$, должна быть больше, чем эффективная работа выхода $\Phi_{\text{тэ}} = \varphi + \frac{\chi}{2}$, определённая по методу прямой Ричардсона путём измерения тока стационарной термоэлектронной эмиссии. Действительно, опыт показывает, что

$$\Phi_{\text{фот}} > \Phi_{\text{тэ}}.$$

Но если φ очень мало, а концентрация электронов полосы проводимости сравнительно велика¹⁾, то может иметь место значительный выход электронов непосредственно из зоны проводимости и смещение границы λ_0 в сторону длинных волн. Этим можно объяснить наличие двух максимумов спектральной характеристики у кислородно-цезиевых катодов и сдвиг у них длинноволнового максимума и порога фотоэффекта в сторону длинных волн при обработке слоя окиси цезия, когда происходит всё большее и большее нарушение кристаллической решётки путём увеличения числа вкрапленных в эту решётку избыточных и посторонних атомов. Подтверждением этих соображений могут служить расчёты Брюнинга и Дебура, показавшие, что полоса проводимости лежит ближе всего к вершине потенциального барьера, как раз у тех полупроводников, для которых экспериментально установлена большая чувствительность к фотоэффекту и граничная частота в области инфракрасных волн. С этой же точки зрения можно объяснить, как предполагает Н. С. Хлебников, различный ход утомления кислородно-цезиевых катодов при облучении их коротковолновым и инфракрасным излучением.

¹⁾ Большую роль в этом отношении может играть переход электронов из заполненной зоны в зону проводимости за счёт поглощения световых квантов соответствующей энергии.

Когда голландским физиком Дебуром было предложено применение первых кислородно-цезиевых катодов, он дал иное объяснение механизма фотоэффекта с этих катодов, основанное на представлении о расположении на поверхности слоя окиси цезия адсорбированных атомов цезия в тех точках, где налицо сильное электрическое поле (так называемые центры адсорбции). Сильные поля вызваны здесь конфигурацией поверхности и приводят к понижению потенциального барьера адсорбированных атомов и, следовательно, к уменьшению потенциала их ионизации.

Согласно Дебуру, а также П. В. Тимофееву, развившему эту теорию далее, фотоэффект со сложных катодов обуславливается не выходом из катода электронов, поглотивших энергию светового кванта, а фотоионизацией атомов цезия, адсорбированных на сравнительно толстом слое окиси цезия. Положение границы фотоэффекта и чувствительность сложного фотокатода зависят от строения поверхности слоя окисла, от числа имеющихся на поверхности активных точек и от напряжённости молекулярного поля в этих точках. Электроны, эмиттируемые при фотоионизации адсорбированных атомов цезия, возмещаются за счёт электронов, приходящих из серебряной подкладки через промежуточный слой окисла. Поэтому на чувствительность сложного фотокатода влияет величина электропроводности промежуточного слоя. Электропроводность слоя в свою очередь зависит от состояния этого слоя, т. е. от наличия в нём посторонних и избыточных атомов.

По теории Дебура-Тимофеева процессы утомления и восстановления объясняются так. При фотоэффекте часть атомов поверхностной плёнки цезия превращается в ионы. При непрерывном освещении и сравнительно плохо проводящем промежуточном слое нейтрализация этих ионов электронами, проходящими к ним через слой окиси, задерживается; число атомов цезия с малым ионизационным потенциалом в поверхностном слое уменьшается. Вызванная этим эффектом доля утомления исчезает после прекращения освещения, так как наличные в поверхностном слое ионы постепенно нейтрализуются. С другой стороны, электрическое поле, возникающее в промежуточном слое между положительными ионами в поверхностной плёнке и отрицательно заряженной серебряной подкладкой, втягивает часть положительных ионов внутрь слоя. Положительный ион, втянутый в слой окиси цезия, теряется среди ионов кристаллической решётки отдельного кристаллика или нейтрализуется, встречая электрон в промежутке между двумя кристалликами. Отсюда происходит необратимая доля утомления.

Исходя из такого объяснения утомления кислородно-цезиевых катодов, П. В. Тимофееву удалось получить кислородно-цезиевые катоды, отличающиеся очень незначительным утомлением. Это

было достигнуто уменьшением толщины слоя окиси цезия и соответствующей обработкой этого слоя, облегчающей прохождение через него электронов. Однако чувствительность такого неутомляющегося катода оказалась значительно пониженной (ориентировочно 15 вместо 50 *мкА/люмен*). Эти опыты показывают, что при дальнейшем развитии теории фотоэффекта со сложных катодов, основанной на механизме фотоэлектронной эмиссии из полупроводников, необходимо учитывать также те явления, которые считались ранее основными причинами большой фотоэлектронной эмиссии.

§ 21. Вторичная электронная эмиссия. *Вторичная электронная эмиссия* в широком смысле слова обнимает собой все процессы выхода электронов из поверхности твёрдого или жидкого тела при ударах об эту поверхность каких-либо частиц. В узком смысле слова вторичной электронной эмиссией называют выход вторичных электронов из поверхности тела под действием бомбардировки этого тела электронами.

Опыт показывает, что если поверхность металла в вакууме бомбардируется электронами, то наблюдается встречный поток электронов от поверхности металла. При достаточно больших скоростях электронов, ударяющихся о поверхность тела, число электронов, покидающих поверхность в 1 сек., становится больше числа электронов, попадающих на эту поверхность за то же время.

В электронных лампах это явление и вызываемое им появление падающей характеристики, препятствующей нормальной работе лампы, носит название *динатронного эффекта*. Избыток покидающих поверхность электрода электронов показывает, что в этом случае имеет место не просто отражение первичных электронов, а новый эффект, связанный с проникновением быстрых первичных электронов внутрь металла.

Для того чтобы можно было наблюдать эмиссию вторичных электронов из какого-либо электрода, электрическое поле у поверхности этого электрода должно увести отражённые и вторичные электроны на какой-либо собирающий электроны электрод—*коллектор*. В случае катодной лампы таким электродом может служить сетка при условии $V_{\text{сетки}} > V_{\text{анода}}$.

Максимум эмиссии вторичных электронов из металлов имеет место при скорости первичных электронов в несколько сот вольт. При дальнейшем увеличении скорости первичных электронов число эмиттируемых вторичных электронов вновь медленно падает.

Вторичная эмиссия характеризуется коэффициентом δ , представляющим собой отношение суммы числа отражённых и эмиттированных электронов к числу первичных. О ходе изменения δ с изменением скорости первичных электронов даёт понятие

кривая рис. 21, где по оси абсцисс отложена энергия первичных электронов в электрон-вольтах. Для большинства хорошо обезгаженных металлов максимальное значение коэффициента δ при падении первичных электронов на поверхность металла по нормали лежит в пределах между 1 и 1,4. При наличии адсорбированного слоя газа это число повышается до 3. Для чистых щелочных металлов δ невелико (у калия $\delta < 1$), несмотря на малую работу выхода.

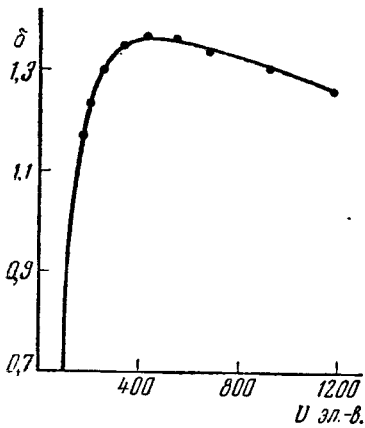


Рис. 21. Кривая зависимости коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов.

В случае каждого отдельного взятого металла кривая $\delta = f(U)$ имеет ряд горбиков и неровностей (рис. 22). Часть этих горбиков находит своё объяснение в ионизации адсорбированного на поверхности металла газа. Другие горбики характерны для самого металла и не исчезают при самом тщательном обезгаживании его поверхности. Сравнение ускоряющих первичные электроны потенциалов, соответствующих отдельным горбикам, с энергией возбуждения спектральных линий мягкого рентгеновского излучения показывает, что мы имеем здесь дело с выбиванием первичными электронами электронов из атомов металла и притом не из самых внешних, а из глубже расположенных электронных оболочек. Замещение пустых мест в этих оболочках электронами более далёких от ядра оболочек приводит к излучению внутри металла рентгеновских лучей, способных в свою очередь передать свой квант энергии электронам металла и заставить их частично вылетать из металла. Однако это явление играет при вторичной эмиссии лишь второстепенную роль. Вторичная электронная эмиссия из металлов осуществляется в основном путём выхода из металла электронов проводимости благодаря

потенциалов, соответствующих отдельным горбикам, с энергией возбуждения спектральных линий мягкого рентгеновского излучения показывает, что мы имеем

здесь дело с выбиванием первичными электронами электронов из атомов металла и притом не из самых внешних, а из глубже расположенных электронных оболочек. Замещение пустых мест в этих оболочках электронами более далёких от ядра оболочек приводит к излучению внутри металла рентгеновских лучей, способных в свою очередь передать свой квант энергии электронам металла и заставить их частично вылетать из металла. Однако это явление играет при вторичной эмиссии лишь второстепенную роль. Вторичная электронная эмиссия из металлов осуществляется в основном

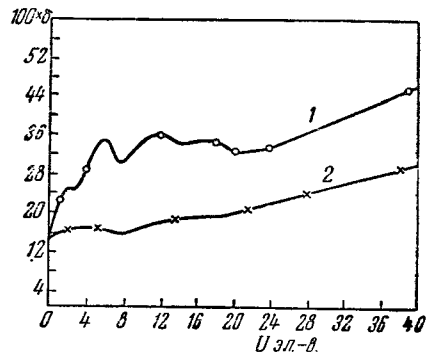


Рис. 22. Начальный участок кривой $\delta = f(U)$ в случае чистой поверхности металла (кривая 2) и в случае наличия на этой поверхности плёнки адсорбированного газа (кривая 1).

путём выхода из металла электронов проводимости благодаря

добавочной энергии, полученной ими непосредственно от первичных электронов.

Как показали опыты А. В. Афанасьевой и П. В. Тимофеева, при нанесении тонкого слоя щелочного металла на подкладку из золота, серебра или платины δ вначале возрастает. Это соответствует уменьшению работы выхода благодаря присутствию на поверхности металла мономолекулярного электроположительного слоя. Затем по мере увеличения толщины слоя щелочного металла δ уменьшается и при толщине этого слоя около нескольких сот миллимикрон становится равной δ для чистого щелочного металла и более не изменяется. Эти опыты показывают, что эмиссия вторичных электронов происходит не только из самых верхних слоёв металла, но и из

некоторой глубины. Измерения δ , произведённые теми же авторами, в случае вторичной эмиссии электронов с поверхности серебра и молибдена, обработанных кислородом или сероводородом, показали, что слой окисла или сернистого соединения уменьшает δ . В этом случае δ также постепенно изменялось с утолщением слоя кислорода или серы, пока этот слой не достигал некоторой определённой толщины.

Коэффициент вторичной эмиссии δ зависит от того угла, под которым первичные электроны попадают на поверхность металла. Чем больше этот угол α , отсчитываемый от нормали к поверхности, тем больше и коэффициент δ вплоть до угла в 70° , на котором обрываются имеющиеся в литературе экспериментальные данные. Это обстоятельство также объясняется тем, что первичные электроны проникают в металл довольно глубоко, пока они не растрачат весь избыточный запас энергии, по сравнению со средней энергией электронов проводимости металла.

Как показывает схематический рис. 23, чем больше угол падения первичного электрона α , тем ближе к поверхности находится конец A_2 пути O_2A_2 , пробегаемого электроном в металле до полной потери избыточной энергии. Электроны металла, которым первичный электрон передаёт при взаимодействии с ними свою энергию, получают её при нормальном падении первичных электронов в среднем на большем расстоянии O_1A_1 от поверхности, чем то же расстояние BA_2 при косом падении. Поэтому при нормальном падении первичных электронов вторичные

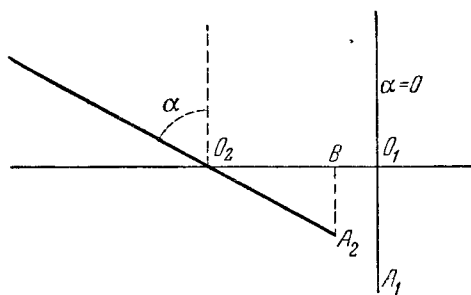


Рис. 23.

электроны в среднем встречают больше препятствий при выходе из металла.

Подобными же соображениями можно качественно объяснить общий ход кривых $\delta=f(U)$ рис. 21. Чем больше энергия первичных электронов, тем большему числу электронов металла первичные электроны передают эту энергию. Поэтому вначале число вторичных электронов, выходящих из металла, увеличивается с увеличением скорости первичных. Но с увеличением скорости первичных электронов увеличивается и глубина их проникновения в металл, а следовательно, и среднее расстояние от поверхности металла, на котором происходит передача энергии первичными электронами вторичным. Это затрудняет выход вторичных электронов.

В явлениях термоэлектронной эмиссии и фотоэффекта, как мы уже видели, очень большую роль играет эффективная работа выхода $\varphi = W_a - W_i$. На эмиссии вторичных электронов, в частности на значении коэффициента δ , изменение работы выхода φ отзывается гораздо слабее. Так, например, эффективная работа выхода торированного вольфрама в процессе активировки понижается с 4,5 до 2,6 э.в.; ток термоэлектронной эмиссии увеличивается в этом случае в миллионы раз (при одной и той же температуре), а коэффициент вторичной эмиссии δ увеличивается всего только на 20%. Работа выхода щелочных металлов низкая, между тем коэффициент вторичной эмиссии δ из толстого слоя щелочного металла меньше единицы. Сравнительно незначительная роль, которую играет работа выхода в явлении вторичной эмиссии, объясняется, с одной стороны, большой величиной энергии первичных электронов по сравнению с эффективной работой выхода φ , а с другой—тем, что эмиссия вторичных электронов происходит не из поверхностных, а из более глубоких слоёв металла, и поэтому для вторичной эмиссии существенен не столько потенциальный барьер на границе металла, сколько те препятствия, которые вторичный электрон встречает, двигаясь внутри металла.

При определении распределения скоростей среди вторичных электронов методом задерживающего поля источником первичных электронов служит «электронная пушка», схема которой представлена на рис. 24. Мишень—электрод, вторичная эмиссия из которого изучается,—помещается согласно схеме рис. 11 в центре сферического коллектора. Обычно таким коллектором служит покрытая металлом внутренняя поверхность стеклянного баллона. Задерживающее поле накладывается между мишенью и коллектором.

В качестве иллюстрации кривых, получаемых для распределения скоростей вторичных электронов, приводим кривые рис. 25. Кривая I соответствует энергии первичных электронов 37 э.в., кривая II—125 э.в. Максимум, расположенный около правого конца каждой кривой, обязан своим происхождением отражённым электронам, почти полностью сохранившим свою скорость при

отражении. Другие небольшие максимумы, расположенные на каждой кривой несколько левее этого максимума, соответствуют

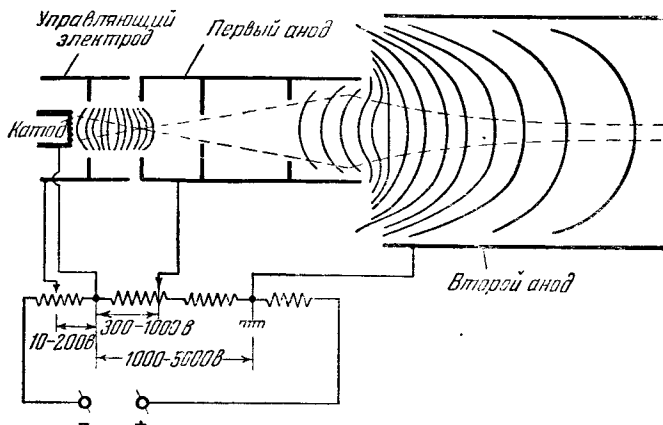


Рис. 24. Схема «электронной пушки». Изогнутые сплошные линии—сечения эквипотенциальных поверхностей. Пунктирные линии—траектории электронов, вылетающих из катода (см. § 7, гл. VII).

отражённым электронам, частично потерявшим энергию при возбуждении мягких рентгеновских лучей. Широкий максимум, расположенный в начале кривой и соответствующий малым скоростям, вызван эмиссией собственно вторичных электронов.

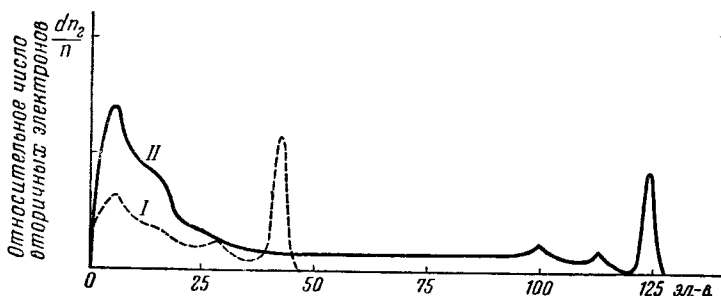


Рис. 25. Кривые распределения вторичных электронов по энергиям.

Вторичные электроны эмитируются не только металлами, но и другими телами, в том числе стеклом. Наблюдаются два различных случая поведения стеклянных стенок трубки при газовом разряде. Когда на стекло попадают медленные электроны, стекло заряжается отрицательно. При попадании на стекло быстро движущихся электронов с поверхности стекла происходит эмиссия

вторичных электронов в количестве, большем, чем число первичных электронов, и стекло заряжается положительно.

Практически это явление приводит к разрушению разрядной трубки. Положительный заряд бомбардируемого первичными электронами элемента стенки приводит к увеличению скорости первичных электронов. Это ведёт в свою очередь к дальнейшему увеличению вторичной эмиссии и создаваемого ею положительного заряда на стенке и ко всё возрастающему нагреванию стеклянной стенки под ударами электронов. В конечном итоге элемент стенки размягчается и продавливается атмосферой.

В настоящее время вторичную эмиссию используют для объединения в одном приборе фотоэлемента с усилителем. Схематическое изображение такого прибора представлено на рис. 26. Поток фотоэлектронов с катода K попадает на 1-й эмиттор I . Усиленный в δ раз ток вторичных электронов попадает на 2-й эмиттор II , затем на III и т. д. С последнего, n -го, эмиттора получается ток, усиленный в δ^n раз; этот ток улавливается анодом.

В многоэлектродных электронных трубках вторичная эмиссия приводит к династронному эффекту.

§ 22. Теория вторичной электронной эмиссии.

Эмиссия вторичных электронов, так же как и фотоэффект, невозможна для свободных электронов, так как и в этом случае не могли бы быть одновременно соблюдены закон сохранения энергии и закон сохранения импульса при передаче энергии от первичных электронов вторичным.

Кроме того, чтобы могла иметь место вторичная эмиссия электронов, необходимо, чтобы имело место отражение от кристаллической решётки металла либо вторичных, либо первичных электронов. Без такого отражения вектор импульса вторичных электронов не может иметь направления, необходимого для их вылета из металла.

Первая попытка построить теорию вторичной электронной эмиссии из чистых металлов на основе волновой механики рассматривает возмущение собственной функции электронов в металле проникающими в металл первичными электронами. Из этой теории следует, что вторичная электронная эмиссия возможна (т. е. что в пучке электронов, отлетающих от эмиттора, появляются, кроме отражённых первичных электронов, также и электроны, вышедшие из металла), только начиная с некоторой минимальной энергии первичных электронов $\mathcal{E}_{1 \text{ мин}}$, близкой к максимальной энергии электронов металла при абсолютном нуле.

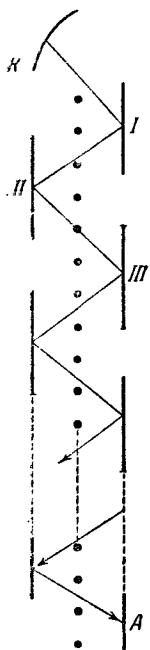


Рис. 26. Схема электронного умножителя с электрической фокусировкой.

Решение задачи приводит к тому, что при \mathcal{E}_1 порядка $\mathcal{E}_{1\text{ мин}}$
 δ пропорционально $\mathcal{E}_1^{1/2}$, (22,1)

а при $\mathcal{E}_1 \gg \mathcal{E}_{1\text{ мин}}$, т. е. для нисходящей ветви кривой рис. 21

$$\delta \text{ пропорционально } \frac{\ln \frac{\mathcal{E}_1}{W_a}}{\mathcal{E}_1^{2/3}}. \quad (22,2)$$

Другой вариант теории вторичной электронной эмиссии предложен советским физиком А. Е. Кадышевичем. Исходные положения теории Кадышевича: электронный газ в металле является вырожденным газом с распределением энергии по Ферми; упругие столкновения с ионами решётки металла изменяют направление движения первичного электрона; проникающий в металл первичный электрон и созданные им вторичные электроны тормозятся благодаря взаимодействию с электронами проводимости. Взаимодействие электронов с ионами решётки учитывается путём рассмотрения упругих соударений электрона с решёткой. Кадышевич учитывает суммарно как рассеяние, обусловленное наличием решётки и её периодического поля, так и рассеяние, вызванное тепловыми колебаниями решётки. Кадышевичу удаётся объяснить ряд типичных особенностей вторичной эмиссии, в том числе возрастание коэффициента δ при увеличении угла падения первичных электронов (возрастание тем более быстрое, чем больше скорость первичных электронов) и малые значения δ для щелочных металлов. В последнем случае концентрация свободных электронов больше, чем у других металлов; следовательно, торможение, обусловленное кулоновым взаимодействием между электронами, тоже больше, а соответствующий полный пробег как первичных, так и вторичных электронов меньше.

Теоретические расчеты Кадышевича для δ как функции от скорости первичных электронов дают хорошее совпадение с опытом для ряда чистых металлов. Кадышевич опровергает вывод о необходимости минимальной скорости первичных электронов для вторичной эмиссии. Наблюдаемое кажущееся прекращение вторичной эмиссии объясняется усиленным отражением первичных электронов при малых скоростях.

§ 23. Вторичная электронная эмиссия из сложных катодов. При практических применениях вторичной эмиссии в электронных умножителях пользуются в качестве эмитторов описанными выше сложными катодами, так как эти катоды обладают большим коэффициентом вторичной эмиссии δ . Для кислородно-цезиевых катодов не представляет особых затруднений при массовом изготовлении электронных умножителей получать δ около 4—5.

Вторичная электронная эмиссия из кислородно-цезиевых катодов отличается той особенностью, что величина вторичного тока

и значение коэффициента δ зависят от напряжённости внешнего собирающего электроны поля, т. е. зависят от разницы потенциалов между эмиттором и коллектором. В случае чистых металлических поверхностей такая зависимость имеет место только, пока внешнее поле с учётом контактной разницы потенциалов представляет собой тормозящее поле. При вторичной эмиссии из кислородно-цезиевых катодов внешнее ускоряющее электроны поле, проникая внутрь промежуточного слоя окисла на катоде, как бы вытягивает из него те электроны, которые получили от первичных электронов добавочное количество энергии, недостаточное для того, чтобы они могли самостоятельно выйти из катода в окружающую среду. В случае чистых металлов такое явление наблюдаться не может, так как внешнее поле внутрь металла не проникает.

Недостаток кислородно-цезиевых катодов при употреблении их в качестве эмитторов заключается в малой их температурной стойкости. Это не позволяет получать в электронных умножителях больших токов на выходе. Тем же недостатком, хотя в несколько меньшей степени, обладают и сурьмяно-цезиевые катоды. В то же время для сурьмяно-цезиевых катодов коэффициент вторичной эмиссии δ меньше, чем для кислородно-цезиевых. Перед физиками, работающими в области электроники, стоит задача создания для электронных умножителей эмитторов, стойких до температур в несколько сот градусов Цельсия.

В 1936 году Мальтер обнаружил чрезвычайно большую вторичную эмиссию из алюминия, окислённого электролитическим путём и после этого активированного парами цезия. Коэффициент δ при этом иногда был больше 1000. После прекращения бомбардировки такого электрода первичными электронами вторичный ток не прекращается сразу, а убывает постепенно в течение длительного времени. Слабый ток можно обнаружить через несколько часов. Данное Мальтером правдоподобное объяснение этого эффекта таково: благодаря вторичной эмиссии внешняя поверхность эмиттора заряжается положительно. Так как окись алюминия является очень хорошим изолятором, то нейтрализация положительного заряда через слой окиси идёт медленно. Поэтому положительный потенциал внешней поверхности принимает большое значение, и в тонком слое окисла создаётся сильное электрическое поле, приводящее к холодной эмиссии из алюминиевой подкладки эмиттора. Вырываемые из алюминия электроны приобретают в слое большую скорость и простреливают этот слой вместе с плёнкой цезия, не нейтрализуя заметно положительный заряд плёнки. Эффект Мальтера наблюдался Д. В. Зерновым также для никеля, покрытого тонкой плёнкой диэлектрика. Практическому применению эффекта Мальтера мешает очень большая его инерционность.

По вопросу о механизме вторичной эмиссии из сложных катодов, в частности о причинах, обуславливающих большие значения

коэффициента δ , высказан ряд несогласных друг с другом мнений. Первоначально предполагалось, что большая вторичная эмиссия сложных кислородно-цезиевых катодов, так же как и фотоэффект, обуславливается низким потенциалом ионизации адсорбированных в поверхностной плёнке атомов цезия. Однако параллельное исследование фотоэффекта и вторичной эмиссии кислородно-цезиевых катодов показывает, что это не так. При утомлении кислородно-цезиевых катодов путём их интенсивного освещения, а также при изменении толщины поверхностной плёнки цезия путём дополнительного прогрева всего прибора ход изменения коэффициента вторичной эмиссии не соответствует ходу изменения фототока. Максимумы обеих кривых не совпадают. Точно так же не совпадают изменения вторичной эмиссии и фототока и при изменении структуры промежуточного слоя сложного катода.

При построении теории вторичной электронной эмиссии из сложных катодов их надо рассматривать как примесные полупроводники. При этом надо учитывать, что вторичные электроны вылетают не с самой поверхности сложного катода, а с некоторой глубины и что основной причиной, тормозящей их движение, является взаимодействие их с электронами полосы проводимости. Возрастание числа электронов проводимости примесных полупроводников сверх некоторого оптимального значения должно уменьшать вторичную эмиссию. Одна из предложенных качественно-но-цезиевых и подобных им катодов специфическим расположением полосы проводимости полупроводника, являющегося промежуточным слоем этих катодов, аналогично одному из объяснений большой их чувствительности в отношении фотоэффекта.

В противовес попыткам создать теорию вторичной эмиссии, исходя из представлений зональной теории, по мнению П. В. Тимофеева, большая вторичная эмиссия из сложных катодов возникает вследствие образования положительного заряда на поверхности сложного эмиттора при бомбардировке его первичными электронами. Этот заряд вызывает эффект, аналогичный эффекту Мальтера. П. В. Тимофеев показывает, что отсутствие заметной инерции у вторичной эмиссии со сложных эмитторов в противоположность тому, что имеет место при эффекте Мальтера, не противоречит этому предположению. Инерция в данном случае должна определяться временем нейтрализации положительных зарядов, которое может быть меньше 10^{-9} сек, и всё же каждый избыточный положительный ион может вытянуть из эмиттора за время своего существования большое количество электронов, так как время, необходимое для выхода электрона из слоя эмиттора толщиной 10^{-7} см при средней энергии электрона в 1 эв, имеет порядок величины 10^{-14} сек.

Как при фотоэффекте, так и при вторичной электронной эмиссии мы имеем дело не только с выходом части электронов из эмиттора, но и с возбуждением электронов, т. е. с увеличением их энергии путём частичной передачи им энергии первичных электронов. Поэтому при облучении катода светом и одновременной бомбардировке катода первичными электронами как фотоэффект, так и вторичная эмиссия протекают иначе, чем при наличии только одного из этих процессов. Для чистых металлов это явление было описано ещё 1925 году. Было найдено, что электронный ток I_3 , выходящий с катода вследствие одновременного освещения и бомбардировки, больше, чем сумма фототока I_1 и тока вторичной эмиссии I_2 :

$$I_3 > I_1 + I_2. \quad (23,1)$$

Дополнительный фототок

$$I_4 = I_3 - (I_1 + I_2) \quad (23,2)$$

оказался функцией тока вторичных электронов I_2 . При увеличении I_2 эта функция проходит через максимум. В максимуме ток I_4 больше тока I_1 примерно в полтора раза. При неизменном I_2 и при увеличении I_1 путём увеличения интенсивности освещения катода дополнительный ток I_4 стремится к насыщению, которое обуславливается использованием в фотоэффекте всех вторичных электронов, переведённых на более высокие энергетические уровни воздействием первичных электронов. Для кислородно-цезиевых катодов этот эффект был исследован П. В. Шмаковым, а также и П. Борзяком и оказался более сложным.

§ 24. Электронные умножители. Электронный умножитель представляет собой электровакуумный прибор, в котором фототок, получаемый при освещении катода этого прибора, усиливается при помощи вторичной электронной эмиссии. Электронные умножители применяются для обнаружения и измерения очень слабых световых сигналов, а также и в других случаях заменяют собой громоздкую совокупность фотоэлемента и радиоусилительной схемы. Приоритет создания электронных умножителей принадлежит советскому инженеру Л. А. Кубецкому. Принципиальная схема электронного умножителя, представленная на рис. 26, практически осуществляется в умножителях трёх различных типов. В электронных умножителях Кубецкого попадание максимального числа вторичных электронов, покидающих каждый предыдущий эмиттор, на следующий обеспечивается действием магнитного поля—фотоумножители с магнитной фокусировкой (рис. 27). Во втором типе умножителей, разработанных П. В. Тимофеевым, а в другой модификации—Н. С. Хлебниковым, та же цель достигается применением соответственно подобранных электрических полей—электрическая фокусировка. Необходимая конфигурация электрического поля обеспечивается наличием специальной сетки,

находящейся при потенциале анода, или же соответствующей геометрической формой эмитторов (рис. 28). Наконец, третий тип, разработанный С. А. Векшинским, можно назвать типом умножителя-жалюзи (рис. 29).

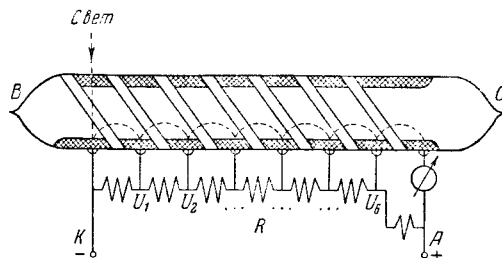


Рис. 27. Схема трубки Кубецкого. K —фотокатод, U_1 , U_2 и т. д.—промежуточные электроды, A —анод. Пунктиром схематически показаны пути электронов, заворачиваемых магнитным полем.

На рис. 27 показан в разрезе первый тип. BC —трубка, на внутреннюю поверхность поверхности которой нанесён слой сложного катода с большим коэффициентом δ . Этот слой разбит на ряд отдельных

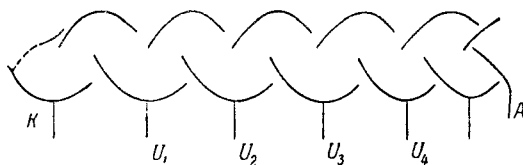


Рис. 28. Одна из схем расположения электродов у электронного умножителя с электрической фокусировкой. K —фотокатод, A —анод, U_1 , U_2 , U_3 , U_4 —промежуточные электроды.

эмитторов косыми полосками чистой стеклянной поверхности. Магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости чертежа, создаётся двумя намагниченными стальными стерженьками, прилегающими к трубке BC с двух сторон. K —слой фотокатода, улавливающего световой сигнал, A —анод. Необходимое распределение потенциала на эмитторах достигается как в этом типе электронных умножителей, так и в других при помощи делителя напряжения, представляющего собой включённое параллельно трубке большое сопротивление R с ответвлениями к каждому эмиттору.

На рис. 28 показан разрез одной из разновидностей умножителя Тимофеева с электрической фокусировкой, со сложной

конфигурацией электродов. На рис. 29 дан разрез умножителя Векшинского. Вторичные электроны, покинувшие переднюю поверхность каждого эмиттора, попадают на переднюю поверхность следующего эмиттора через щелеобразные отверстия в предыдущем эмитторе. Этот тип электронного умножителя отличается своей компактностью.

Параметрами электронного умножителя являются: 1) общий коэффициент усиления; 2) максимально допустимый ток на выходе и 3) минимальная интенсивность светового сигнала, который еще может быть обнаружен данным умножителем. Коэффициент усиления зависит от числа эмитторов, от коэффициента вторичной эмиссии каждого из них и от существенно важного для работы фотоумножителя качества фокусировки электронов электрическим или маг-

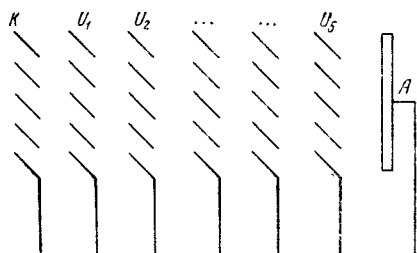


Рис. 29. Схема электронного умножителя типа жалюзи. K —фотокатод. A —анод, U_1, U_2, \dots, U_5 —промежуточные электроды.

нитным полем. Максимально допустимый ток на выходе умножителя ограничен термической стойкостью последних эмитторов при нагреве их бомбардировкой попадающих на них электронов и в случае кислородно-цезиевых эмитторов не превышает 1 ма на 1 см^2 .

В любом приборе или в любой схеме можно различить сигнал лишь в том случае, если его амплитуда по меньшей мере равна амплитуде возникающих в этой схеме помех или посторонних сигналу токов. Такими токами в электронных умножителях, обуславливающими минимальный уровень уловимого сигнала, являются «темновые токи» умножителя. Основная слагающая темнового тока—это ток термоэлектронной эмиссии сложного катода при комнатной температуре, усиливаемый всеми каскадами умножителя наравне с током, вызванным световым сигналом, падающим на катод. Надёжным способом подавления тока термоэлектронной эмиссии является охлаждение трубки электронного умножителя жидким азотом. Другая доля темнового тока, вызванная утечками по стеклу трубки, не усиливается умножителем и поэтому имеет меньшее значение. С ней можно бороться подбором соответствующего стекла, отказом от нанесения эмитторов на стенки трубки и введением предохранительных колец у катода и анода.

Другой причиной помех, налагающихся на полезный сигнал, является возникновение обратной связи в умножителе. Такая связь может быть вызвана наличием в умножителе паров цезия или других газов, выделяющихся из эмитторов благодаря

повышению их температуры. Атомы этих газов возбуждаются и ионизируются быстрыми электронами, двигающимися от одного эмиттора к другому. Возникающие при этом кванты света и положительные ионы, попадая на катод, вызывают дополнительный выход из него электронов. Мерой борьбы с помехами этого рода может служить придание эмитторам конфигурации, устраняющей это попадание (см. рис. 28). При соблюдении всех этих условий, используя описанные в литературе электронные умножители, можно обнаруживать и измерять (в видимой области спектра) световые потоки в 10^{-4} — 10^{-11} люменов. При этом существенное значение имеет то, что при последовательном усилении тока эмитторами электронного умножителя дробовой эффект оказывается сильно сглаженным по сравнению с применением усилительной схемы на электронных лампах. Это свойство электронных умножителей имеют в виду, когда говорят, что электронные умножители обладают низким уровнем собственных шумов.

§ 25. Вторичная электронная эмиссия с катода под действием положительных ионов, возбуждённых и нейтральных атомов. При тлеющем, а также при несамостоятельном лавинном электрическом разряде происходит эмиссия электронов с катода под действием ударяющихся о катод положительных ионов. В теории газового разряда пользуются коэффициентом поверхностной ионизации γ , определяемым как отношение числа вылетающих из катода вторичных электронов к числу ударяющихся о катод положительных ионов (см. далее § 60 гл. IX). Однако, чтобы получить значение коэффициента вторичной эмиссии электронов при ударах о катод положительных ионов, нельзя просто приравнивать этот коэффициент коэффициенту γ , а надо ещё учитывать фотоэффект с катода под действием коротковолновых излучений, возникающих в разряде, и в известной мере также действие метастабильных атомов. Полученные при исследовании лавинных тлеющих разрядов значения отношения электронного тока с катода к току положительных ионов на катод относятся к суммарному коэффициенту γ . Для измерения истинного коэффициента вторичной эмиссии электронов под действием положительных ионов—назовём его γ_0 —необходимо пользоваться пучками положительных ионов, созданных в вакууме при помощи специальных анодов, содержащих соли щёлочноземельных металлов.

Значения коэффициентов γ и γ_0 при энергии бомбардирующих катод положительных ионов в десятки и сотни электрон-вольт лежат в пределах сотых и десятых долей единицы. С увеличением кинетической энергии ионов γ и γ_0 увеличиваются. При энергии ионов в несколько тысяч электрон-вольт γ увеличивается до 4. Ещё большие значения получаются при исследовании вторичной эмиссии под действием быстрых α -лучей ($\gamma=20$), а также в опытах с другими сверхбыстрыми ионами.

Исходя из величины кинетической энергии электронов, производящих возбуждение газа в так называемой первой катодной плёнке тлеющего разряда, необходимо заключить, что в большинстве случаев энергия электронов непосредственно при вылете из катода под действием положительных ионов очень мала и должна оцениваться малыми долями электрон-вольта.

Что касается механизма вторичной эмиссии под действием положительных ионов, то он должен существенно отличаться от механизма вторичной электронной эмиссии под действием электронов.

Проникновения медленных положительных ионов внутрь металла не происходит. Имеющиеся данные о распределении скоростей электронов, эмиттируемых различными металлами при бомбардировке их положительными ионами калия, позволяют вывести заключение, что выход электронов из металла обуславливается передачей положительными ионами их кинетической энергии кристаллической решётке металла с последующей передачей этой энергии в немногих наиболее благоприятных случаях одному из электронов проводимости металла.

Наряду с этим обнаружен также выход электронов из металлического катода за счёт потенциальной энергии медленных положительных ионов.

С энергетической точки зрения, для того чтобы медленный положительный ион мог освободить из металла электрон проводимости, необходимо, чтобы энергия ионизации иона была по крайней мере в два раза больше работы выхода электронов из вещества катода; первый извлечённый положительным ионом электрон идёт на нейтрализацию иона и лишь второй может выделиться в виде свободного электрона.

К рассмотрению процесса вторичной эмиссии за счёт потенциальной энергии положительного иона приложимы методы волновой механики, позволяющие подсчитать вероятность перехода электрона из металла на тот или другой уровень энергии в атоме, образуемом при нейтрализации положительного иона. Наиболее вероятным оказывается переход на такой уровень, на котором энергия электрона близка к энергии, которой он обладает как электрон проводимости в металле. Эти представления приводят к следующей картине рассматриваемого элементарного процесса. При приближении положительного иона к поверхности металла, когда ион находится от этой поверхности ещё на некотором расстоянии, происходит переход к иону первого электрона. В результате этого перехода получается атом в возбуждённом состоянии. Затем путём нового элементарного акта происходит освобождение второго электрона проводимости из металла за счёт энергии возбуждения, подобно тому как в объёме газа это имеет место при неупругом соударении второго рода. Справедливость такой точки зрения подтверждается тем, что эмиссия электронов из

металла наблюдается также при непосредственном воздействии на катод имеющихся в газе при разряде метастабильных атомов, как это показано Г. В. Сливаком и Э. М. Рейхруделем при исследовании влияния метастабильных атомов на величину катодного падения тлеющего разряда в неоне.

При взаимодействии пролетающих один около другого иона и нейтрального атома между ними может произойти не только обмен энергией, но и обмен электроном. Положительный ион отнимает электрон от нейтрального атома, превращая последний в ион, а сам нейтрализуется, но сохраняет большую скорость своего движения. Этот процесс, называемый процессом *перезарядки*, приводит к наличию в разряде быстро движущихся нейтральных атомов.

Если перезарядка происходит вблизи катода, нейтральный атом может с большой скоростью удариться о катод. Опыт показывает, что при таких ударах также происходит эмиссия электронов из катода. Для обнаружения этого процесса пучок положительных ионов отклоняют в сторону от катода магнитным полем или улавливают ионы отрицательно заряженной сеткой и собирают эмиттируемые электроны специальным добавочным электродом. При бомбардировке катода быстрыми нейтральными невозбужденными атомами эмиссия электронов из катода происходит за счёт кинетической энергии этих атомов.

В некоторых случаях при соприкосновении поверхности металлического катода с газом происходит выделение электронов из катода за счёт химических реакций на его поверхности. В электровакуумных приборах это явление места не имеет.

Литература к гл. III

1. Лукьянов С. Ю., Фотозлемнты, изд. АН СССР, М.—Л., 1948.
 2. Юз А. Л. и Дюбридж Л. А., Фотозлектронные явления, ОНТИ, Л.—М., 1936.
 3. Дебур Ж. Г., Электронная эмиссия и явления адсорбции, ОНТИ, 1935.
 4. Хлебников Н. С., Сложные фотокатоды, ЖТФ 16, 745—770 (1946).
 5. Тимофеев П. В., Электронные и ионные приборы, Госэнергоиздат, 1941, стр. 1—43 и 69—97.
 6. Хлебников Н. С., Электронные умножители, УФН 24, 358—397 (1940).
-

ГЛАВА IV

ИОНИЗАЦИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ГАЗА ПРИ НЕУПРУГИХ СОУДАРЕНИЯХ ПЕРВОГО И ВТОРОГО РОДА

§ 26. Ионизация и возбуждение при неупругих соударениях первого рода электронов с частицами газа. Сущность процессов ионизации и возбуждения частиц газа могла быть понята лишь после того, как возникла теория атома Бора. Процесс возбуждения атома состоит в переходе одного из наружных валентных электронов атома на более высокий энергетический уровень. Процесс образования однократно заряженного положительного иона — в отрыве от атома одного из валентных электронов. Процесс образования отрицательного иона — в присоединении к атому или молекуле лишнего электрона. Обратному переходу свободного электрона на какой-либо определённый, незанятый уровень энергии в атоме соответствует граница той серии спектральных линий, для которой этот уровень является нижним уровнем. Значение произведения $h\nu$, соответствующее границе серии спектральных линий, у которой нижним уровнем является основной энергетический уровень валентного электрона в нормальном невозбуждённом атоме, равно энергии, которую нужно затратить, чтобы ионизовать атом. Если атом ионизируется вследствие удара о него электрона, то эта энергия берётся за счёт кинетической энергии движения налетающего на атом электрона. Поэтому ионизация атома при соударении с электроном может произойти лишь в том случае, если кинетическая энергия электрона достаточно для этого велика. Энергия электрона U накапливается за счёт работы электрического поля, ускоряющего электрон, и выражается в электрон-вольтах согласно соотношению

$$U = \frac{300 m v^2}{e} . \quad (26,4)$$

Значение U , достаточное для ионизации газа, U_i носит название *ионизационного потенциала*. Ионизационный потенциал U_i легко подсчитать, если из спектроскопических данных известна граничная частота спектральной серии $\nu_{г.р.}$, соответствующей возвращению атома в нормальное невозбуждённое состояние, из

соотношения

$$U_i = \frac{300h\nu_{\text{Гр}}}{4,77 \cdot 10^{-10}} = \frac{300 \cdot 6,54 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{4,77 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-8} \lambda_{\text{Гр}}} = \frac{12\,340}{\lambda_{\text{Гр}}} \quad (26,2)$$

где $\lambda_{\text{Гр}}$ —граничная длина волны, выраженная в \AA . Представление о потенциале ионизации газа возникло ещё до появления теории атома Бора. Тогда же были сделаны и первые попытки экспериментально определить потенциалы ионизации различных га-

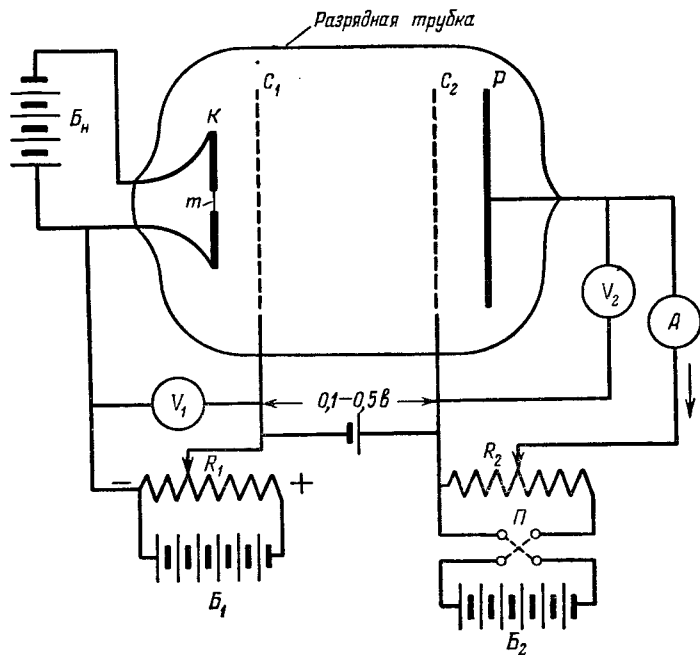


Рис. 30. Схема опытов Франка и Герца. V_1 и V_2 —вольтметры, B_n , B_1 и B_2 —батареи, R_1 и R_2 —реостаты с подвижным контактом, Π —переключатель.

зов. Более тщательные измерения U_i были произведены Франком и Герцем незадолго до опубликования Бором его теории. Схема измерений, к которой в конечном итоге пришли эти исследователи, показана на рис. 30. K —подогреваемый током от батареи B_n катод. Электроны, эмиттируемые с небольшого центрального участка катода m , на котором падение напряжения, вызванное прохождением тока накала, ничтожно мало и потенциал которого мы примем равным нулю, ускоряются полем, созданным наложенным на сетку C_1 потенциалом U_{c1} . Потенциал сетки C_2 лишь на небольшую долю вольта выше, чем U_{c1} . Разность между U_{c2} и U_{c1}

служит для того, чтобы компенсировать потерю энергии электронами при упругих¹⁾ столкновениях с частицами газа. P —электрод (пластинка), потенциал которого отрицателен по отношению к потенциалу катода. При помощи движка реостата R_1 потенциал сетки C_1 можно постепенно повышать, начиная от нуля. Когда U_{c1} делается равным ионизационному потенциалу газа, в пространстве между сетками C_1 и C_2 появляются положительные ионы, которые попадают в основном на электрод P и лишь частично на катод. Через прибор A идёт электрический ток в направлении, показанном на чертеже стрелкой. Та разность потенциалов U_{c1} , при которой это происходит, должна быть равной, по первоначальной идее этого метода, потенциалу ионизации газа, находящегося в приборе.

Свои опыты Франк и Герц начали с паров ртути. Вопреки ожиданиям, они нашли вместо одного определённого потенциала ионизации целый ряд *критических потенциалов*, начиная с 4,9 в. После каждого критического потенциала ток вновь уменьшался. При самом высоком из этих потенциалов, а именно 10,4 в, показания прибора A были наибольшие. Франк и Герц истолковали только самый высокий критический потенциал 10,4 в как потенциал ионизации атомов ртути, все же остальные критические потенциалы—как потенциалы возбуждения атомов ртути.

Действительно, с точки зрения теории Бора, если кинетическая энергия налетающего электрона слишком мала для того чтобы совсем удалить валентный электрон из атома, то она всё же может быть достаточна для того, чтобы перевести валентный электрон с одного энергетического уровня на другой, более высокий. То, что ток в A появляется лишь при определённых потенциалах возбуждения и затем при дальнейшем увеличении падает, пока U_{c1} не достигнет значения следующего потенциала возбуждения, показывает, что наибольшая вероятность того, что возбуждение произойдёт, имеет место при потенциале, близком к потенциалу возбуждения; затем с увеличением U_{c1} вероятность возбуждения быстро падает. В возбуждённом атоме валентный электрон остаётся на верхнем энергетическом уровне лишь некоторое время порядка 10^{-8} сек и затем переходит на другой, более низкий уровень или возвращается непосредственно на нормальный

¹⁾ «Упругими» называются столкновения, при которых сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц не изменяется. В этом случае более лёгкая быстро движущаяся частица—в данном случае электрон—передаёт более тяжёлой медленной частице, атому или молекуле газа лишь незначительную долю своей кинетической энергии, равную в среднем $2 \frac{m}{M}$, где m —масса лёгкой, M —масса тяжёлой частицы. Это вытекает из закона сохранения энергии и из закона сохранения импульса при условии, что потенциальные (внутренние) энергии каждой из взаимодействующих частиц остаются неизменными.

уровень. Энергия, затраченная на возбуждение атома, при этом обратном переходе излучается в виде кванта света согласно закону:

$$h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1, \quad (26,3)$$

где ν — частота излучаемого атомом света, \mathcal{E}_2 и \mathcal{E}_1 — энергия атома на верхнем и нижнем уровнях этого перехода. Такой переход электрона с более высокого на более низкий энергетический уровень с превращением энергии возбуждения в энергию светового кванта называют *спонтанным* переходом электрона¹⁾. В опытах Франка и Герца часть световых квантов, излучённых возбуждёнными атомами газа, попадает на электрод P и вызывает здесь фотоэлектронную эмиссию. Выделяющиеся с поверхности P электроны ускоряются полем от P к C_2 . Через прибор A начинает идти ток, вызванный движением электронов в направлении, противоположном тому, в котором движутся положительные ионы при ионизации газа. Поэтому направление тока через прибор A — то же самое, что и в этом последнем случае.

Для подтверждения того, что соударения электронов определённой скорости с атомом вызывают свечение атома и что наблюдаемые ими критические потенциалы объясняются фототоком, Франк и Герц попытались обнаружить предполагаемое излучение, поместив щель спектрографа около трубки, в которой происходили соударения электронов с атомами. Когда U_{c1} в случае опытов со ртутью достигло величины первого критического потенциала 4,9 в, спектрограф действительно обнаружил появление линии ртутного спектра 2536,7 Å, соответствующей в данном случае соотношению $h\nu = eU_{c1}$. Дальнейшие опыты позволили наблюдать при увеличении потенциала, ускоряющего электроны, последовательное появление целого ряда линий спектра газа, исследуемого в каждом случае.

Описанный способ наблюдения критических потенциалов показывает, что происходит с атомом при столкновении, но ничего не говорит об электроне, налетевшем на атом.

Франк и Герц применили также и другой метод, состоящий в наблюдении изменений первичного электронного тока. Схему этого метода можно представить тем же рис. 30. В этом случае задерживающая электроны разность потенциалов между сеткой C_2 и пластинкой P была равна всего только 0,5 в. Следовательно, если бы в приборе газа совсем не было, то электроны стали бы падать на электрод P (играющий в этом случае роль анода),

¹⁾ *Спонтанными процессами* принято называть такие явления, начало которых вызывается в атомах или других частицах причинами, ещё не известными нам на данном этапе познания внешнего мира, и число которых за короткий промежуток времени Δt пропорционально числу частиц, ещё не прореагировавших в начале этого промежутка. К спонтанным явлениям относятся, например, процессы радиоактивного распада атомных ядер.

начиная с потенциала на первой сетке C_1 , равного $0,5$ в. Вследствие ограничения тока пространственным зарядом вольтамперная характеристика $I=f(U_{c1})$ имела бы плавный ход. При наличии в приборе газа при каждом критическом потенциале на кривой анодного тока получается излом книзу. Глубина этого излома зависит от отношения длины свободного пути электрона в газе к расстоянию между сетками C_1 и C_2 . Излом кривой тока при критическом потенциале показывает, что те электроны, которые при встрече с атомами газа возбуждают их, затрачивают на это кинетическую энергию своего движения и уже не в состоянии преодолеть задерживающую разность потенциалов в $0,5$ в между электродами C_2 и P . Лишь после того, как U_{c1} повышено ещё на $0,5$ в, каждый из этих электронов вновь попадает на анод P .

Только что описанный второй метод определения критических потенциалов оказался более чувствительным, чем первый метод, и позволил найти такие критические потенциалы, которые ускользали от наблюдения при методе вторичного тока. Соответствующие этим потенциалам энергетические уровни атома отличаются от остальных тем, что с них в обычных условиях опыта не может происходить спонтанных переходов валентного электрона на другие нижележащие уровни. Такие состояния атома называют *метастабильными* (полуустойчивыми). В частности, в парах ртути Франк и Герц обнаружили этим методом наличие метастабильных уровней с энергиями $4,7$ и $5,4$ э.в.

Впоследствии эти же потенциалы были обнаружены также и при применении первого «фотоэлектрического» метода при особенно тщательно поставленном опыте и увеличенной его чувствительности, как это видно из кривых рис. 31. Наличие атомов, возбуждённых до метастабильного состояния, могло сказаться при этом на изгибах кривой только благодаря дополнительным вторичным процессам, переводящим метастабильные атомы в простые возбуждённые состояния.

Если в приборе, изображённом на рис. 30, вместо двух сеток C_1 и C_2 поместить только одну, то при втором методе определения критических потенциалов максимумы тока, соответствующие различным возбуждённым состояниям, исчезают, и на кривой тока появляется ряд равномерно расположенных горбов, отстоящих один от другого на расстояние (по оси абсцисс), равное потенциалу возбуждения первого энергетического уровня. Если вероятность возбуждения первого уровня очень мала и он лежит близко ко второму, как это имеет место в случае ртути для метастабильного уровня $4,7$ э.в., то кривая отражает наличие только уровня, возбуждаемого большим числом электронов. Соответствующая кривая для паров ртути приведена на рис. 32. Шкала ускоряющих потенциалов U_{c1} нанесена на этом рисунке с учётом контактной разницы потенциалов между материалом катода и материа-

лом сетки. Если по оси абсцисс откладывать непосредственно напряжение, отсчитываемое по вольтметру в цепи сетки, то расстояние первого максимума кривой от начала координат отличается от расстояния между всеми последующими максимумами на

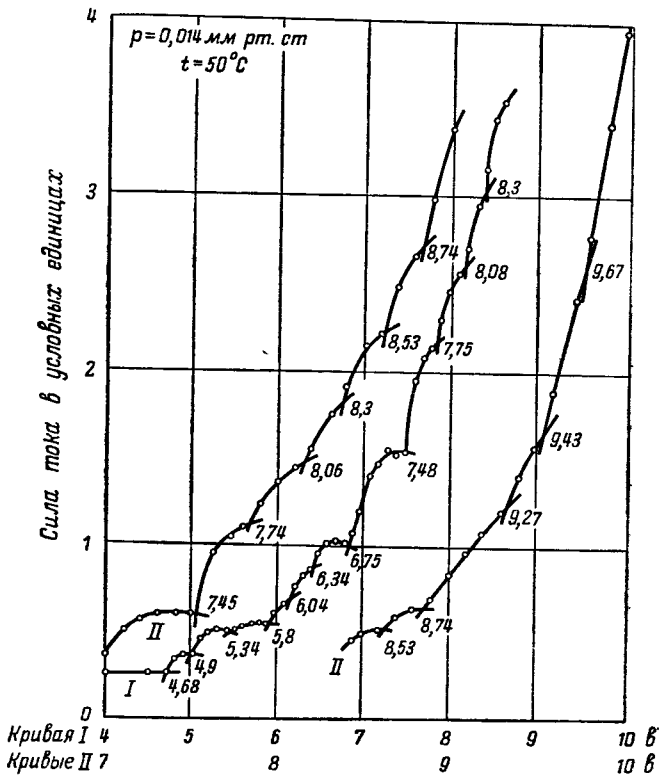


Рис. 31. Потенциалы возбуждения паров ртути, полученные Франком по 1-му методу. Метастабильные уровни сказались на этой кривой благодаря наличию вторичных процессов перехода из метастабильных состояний в неметастабильные. Каждой кривой соответствует свой масштаб по оси ординат.

величину контактной разности потенциалов между катодом и сеткой, которую необходимо знать для точного определения критических потенциалов. Ход кривой, представленный на рис. 32, объясняется так: при U_{c1} , соответствующем первому горбу кривой, электроны совершают акты возбуждения только в тонком слое у сетки и теряют при этом целиком кинетическую энергию своего движения. При вдвое большем U_{c1} то же происходит где-то посередине между катодом и сеткой. Затем электроны вновь

ускоряются и вторично приобретают способность возбуждать атомы газа около сетки. Дальше они двигаются в задерживающем поле. На кривой тока получается второй горб. При $U_{c1} = 3U_a$, где U_a — потенциал возбуждения, получаются три горба и т. д.

Суммируя результаты экспериментальных исследований над ионизацией и возбуждением газа потоком электронов, мы приходим к заключению, что при соударении электрона с атомом надо различать два случая: либо в атоме не происходит никаких изменений и электрон заметно не изменяет своей скорости, либо электрон отдаёт всю или значительную часть своей кинетической энергии

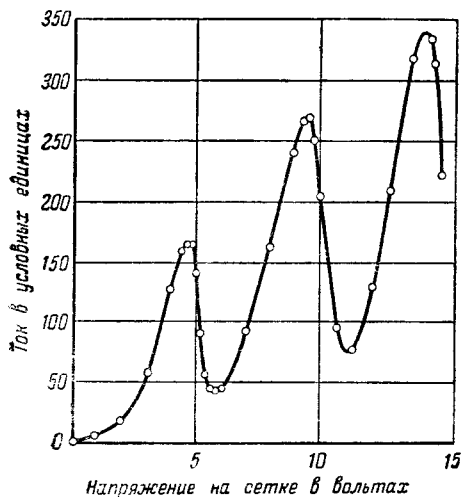


Рис. 32. Кривая, полученная Франком и Герцем для ртути при помощи 2-го метода в приборе с одной сеткой (критические потенциалы, кратные 4,9 в).

электрона с молекулой может произойти не только возбуждение электронов молекулы, но также и изменение вращательного и колебательного движения входящих в состав молекулы атомных ядер или, другими словами, возбуждение вращательных и колебательных уровней энергии молекулы. На возбуждение этих уровней требуется значительно меньшее количество энергии, чем на возбуждение электронных уровней. Поэтому число неупругих соударений, которые претерпевают медленные электроны, в двух- или многоатомном газе при прочих равных условиях во много раз больше, чем при движении электронов в одноатомном газе. Соответственно больше и потеря электронами энергии вследствие этих соударений.

Ионизационный потенциал молекул двухатомного газа (H_2 , N_2 , O_2 и т. д.) отличается от ионизационного потенциала атомов

атому и последний возбуждается или понижается.

Первый случай представляет собой *упругое соударение* (упругое взаимодействие) электрона с частицей газа. Взаимодействие, сопровождаемое передачей кинетической энергии движения электрона атому в виде энергии возбуждения или энергии ионизации, называется *неупругим соударением* электрона, и притом неупругим соударением *первого рода*.

Подобно ионизации и возбуждению атомов происходят ионизация и возбуждение молекул. Однако при неупругом соударении

того же газа. U_i двухатомной молекулы может быть как больше, так и меньше U_i составляющих её атомов. При ионизации соударениями первого рода двухатомных молекул наряду с образованием молекулярных ионов происходит также диссоциация молекул и образование атомных ионов. Сложные молекулы распадаются при соударении с электронами на более простые или на различные «радикалы».

При неупругом соударении электрона с положительным ионом может произойти отрыв второго электрона, т. е. образование двукратно заряженного иона. При неупругом соударении электрона с двукратно заряженным ионом получается трижды ионизованный атом и т. д.¹⁾ Образование таких ионов носит название *многократной ионизации*. Энергия, необходимая для отрыва каждого следующего электрона, возрастает, как это нашло своё отражение в таблице ионизационных потенциалов, помещённой в Приложении V. Ионизационный потенциал многократной ионизации равен сумме потенциалов ионизации нейтрального атома, однократно заряженного иона, двукратно заряженного и т. д.

При соударении атома с очень быстрым электроном (с энергией порядка тысяч электрон-вольт и больше) наряду с обычной ионизацией происходит также вырывание из системы атома электрона с какой-либо из внутренних электронных оболочек атома. Спонтанный переход электрона из более отдалённых оболочек на уровень энергии, освободившейся на внутренней оболочке, приводит к испусканию атомом кванта рентгеновского излучения.

§ 27. Вероятность ионизации. Вероятность возбуждения. Когда скорость электрона меньше скорости, соответствующей первому критическому потенциалу, соударение его с атомом всегда упруго, за исключением тех случаев, когда медленно движущийся электрон, попав в сферу действия атома, образует вместе с атомом отрицательный ион. Если же скорость электрона больше первой критической скорости, то соударение его с атомом может быть как неупругим, так и упругим: электрон отдаёт свою энергию атому не обязательно, а лишь в некотором и притом довольно небольшом числе случаев из всех соударений. Относительное число этих благоприятных для возбуждения случаев, или *вероятность возбуждения*, определяют экспериментально, подсчитав, с одной стороны, из длины свободного пути электрона в газе число столкновений электронов данного пучка с атомами газа, а с другой— по уменьшению силы электронного тока—число электронов, выбывающих из пучка вследствие потери скорости при соударении. Ионизация при этом не должна происходить, или же число актов

¹⁾ Образование дву- или многократно заряженного иона возможно также и при однократном взаимодействии быстрого электрона с частицей газа.

ионизации должно быть учтено по току положительных ионов на соответствующий электрод. Другой метод определения числа актов возбуждения—определение этого числа из интенсивности спектральной линии, излучаемой возбуждённым атомом. Та функция, которая определяет зависимость вероятности возбуждения атома электроном от энергии налетающего электрона U , называется *функцией возбуждения*.

Функции возбуждения различны не только для разных газов, но и для различных энергетических уровней одного и того же атома. Вероятность возбуждения равна нулю при всех потенциа-

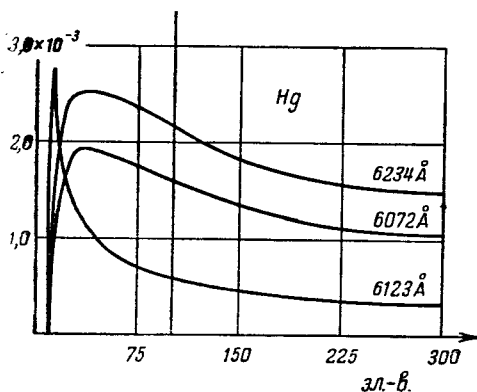


Рис. 33. Кривые функции возбуждения некоторых спектральных линий ртути. По оси ординат отложено число квантов, приходящееся на одно газокинетическое соударение электрона с атомом ртути, по оси абсцисс—энергия электронов в электрон-вольтах.

лах ниже данного критического потенциала. Начиная от потенциала возбуждения, эта функция быстро увеличивается, достигает максимума при потенциале, близком к потенциалу возбуждения, и затем вновь уменьшается. Примером могут служить экспериментальные кривые рис. 33, относящиеся к возбуждению некоторых спектральных линий ртути. Иногда наблюдается и более сложный ход функции возбуждения.

Аналогично вероятности возбуждения определяется экспериментально и *вероятность ионизации*.

Вероятность или *функция ионизации* монотонно возрастает при увеличении U от U_i до 100—200 в и затем медленно падает. Своеобразный ход функции возбуждения и функции ионизации атома не может быть выведен из законов классической электродинамики и механики или, другими словами, не соответствует представлению об электроне как только о частице, обладающей зарядом и массой. Мы снова встречаемся здесь с природой электрона как диалектического единства частицы и волны, как это имело место при рассмотрении явления холодной электронной эмиссии. В то же время применение квантовой механики даёт лишь возможность строить по точкам теоретические кривые для функции возбуждения и функции ионизации, но не приводит к аналитическим выражениям.

Приводим экспериментальные кривые, полученные для функции ионизации некоторых газов Комптоном и ван-Вуррисом:

(рис. 34). Для отрыва второго, третьего и т. д. электронов существуют свои функции многократной ионизации.

При подсчете неупругих потерь электрона при движении через газ функции возбуждения и ионизации аппроксимируют более или менее простыми эмпирическими выражениями. Удобная ап-

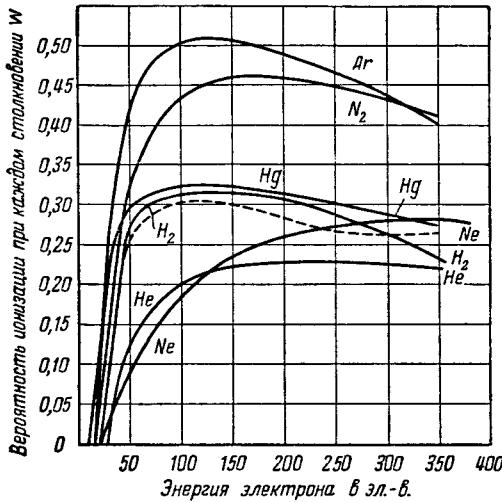


Рис. 34. Ход функции ионизации для некоторых газов.

проксимация для начального хода функции ионизации (рис. 34) представляет собой соотношение

$$f_i = a(U - U_i). \tag{27,1}$$

В тех случаях, когда надо дойти до максимума f_i или перейти через него, в качестве приближения можно пользоваться выражением

$$f_i = a(U - U_i)e^{-\frac{U-U_i}{b}}. \tag{27,2}$$

Здесь a и b —эмпирические константы.

Своеобразным ходом функции возбуждения объясняется тот факт, что свечение газа в разряде не соответствует всевозможным его спектральным линиям, а возбуждаются лишь отдельные линии. При достаточно большой скорости электронов может произойти ионизация газа, сопровождаемая одновременно возбуждением получившегося в результате ионизации иона. В этом случае свечение газа имеет спектр, называемый *искровым спектром*¹⁾

¹⁾ Так как этот спектр обычно наблюдается при искровом разряде.

в отличие от спектра нейтральных возбуждённых атомов, называемого *дуговым спектром*¹⁾. В общем случае искровые и дуговые линии возникают одновременно.

Иногда спектр свечения газа имеет много линий, соответствующих переходам электронов с высоких уровней, т. е. линий, близких к границе серии. Эти линии имеют большую интенсивность. В то же время около границы серии в сторону коротких волн в спектре виден слабый сплошной фон, постепенно сходящийся на нет. В этих случаях мы имеем дело со *свечением рекомбинации*. При рекомбинации иона и свободного электрона в энергию светового кванта переходит не только энергия ионизации, соответствующая границе спектральной серии, но и та кинетическая энергия, которой электрон обладал до рекомбинации.

Энергия свободного электрона может иметь любое значение и различна у различных электронов. Поэтому энергия $h\nu$ излучения, соответствующего рекомбинации различных электронов, также различна. Это и приводит к сплошному фону у границы серии в спектре рекомбинации. Большая интенсивность далёких линий спектральных серий в спектре свечения рекомбинации показывает, что рекомбинация частично происходит в виде ступенчатого процесса: электрон сперва попадает на тот или иной высокий энергетический уровень и излучает при этом квант света, соответствующий отдаваемой им энергии, и лишь затем при новом акте спонтанного перехода на нормальный уровень излучает второй квант, соответствующий далёкой линии спектральной серии.

§ 28. Время пребывания атома в возбуждённом состоянии. Ступенчатые ионизации и возбуждение. Диффузия резонансного излучения. Метастабильные состояния. При детальном изучении электрических явлений в газах важное значение имеет вопрос о том, в течение какого промежутка времени τ атом остаётся в возбуждённом состоянии.

Как и в случае всех других спонтанных процессов, число переходов Ndt , совершающихся в единице объёма за время dt , пропорционально dt и концентрации возбуждённых атомов n_a . Поэтому можно написать:

$$N dt = \omega n_a dt, \quad (28,1)$$

где N —число переходов, отнесённое к единице времени, а ω называется вероятностью данного перехода. Если одновременно не происходит актов возбуждения атомов, то

$$N dt = -dn_a. \quad (28,2)$$

1) Наблюдается при дуговом разряде.

Выражения (28,1) и (28,2) приводят к соотношению $dn_a = -\omega n_a dt$ или, после интегрирования, к

$$n_a = n_{a_0} e^{-\omega t}, \quad (28,3)$$

где n_{a_0} — концентрация возбуждённых атомов в начальный момент времени. Концентрация n_a убывает по экспоненциальному закону. Отдельные атомы находятся в возбуждённом состоянии различное время τ . Подсчёт *среднего времени пребывания атома в возбужденном состоянии* τ_0 даёт:

$$\tau_0 = \frac{1}{\omega}. \quad (28,4)$$

Экспериментально порядок величины τ_0 был определён из опытов с каналовыми лучами, представляющими собой пучок быстро движущихся положительных ионов. Эти опыты заключались в том, что по отклонению каналовых лучей в электрическом и магнитном полях определяли скорость движения каналовых частиц и одновременно измеряли интенсивность свечения пучка в разных точках пути. Опыты дали для среднего времени пребывания атома в возбуждённом состоянии τ_0 величину порядка 10^{-8} — 10^{-7} сек. Эта величина совпадает с длительностью отдельного когерентного светового излучения, определяемой в классической физике из наибольшей разности хода, при которой ещё можно наблюдать явление интерференции световых волн. Порядок величины τ_0 подтверждается также совпадением дисперсионных и абсорбционных констант, подсчитанных на основании этой цифры по квантовой теории, с данными опыта.

Пока атом находится в возбуждённом состоянии, может произойти новое неупругое соударение первого рода возбуждённого атома с электроном. В этом случае атом перейдёт на новую, более высокую ступень возбуждения или будет ионизован. Такая ионизация или возбуждение путём нескольких последовательных соударений с электронами называется *ступенчатой ионизацией* и *ступенчатым возбуждением*.

В некоторых случаях подсчёт числа соударений возбуждённых атомов с электронами приводит к ничтожно малому числу ионов, образуемых таким процессом,—много меньше наблюдаемой ступенчатой ионизации. Объяснение, почему ионизация и возбуждение ступенями всё же имеют место, может быть дано на основе представления о диффузии резонансного излучения. *Резонансным излучением* называется такое излучение, при котором конечный уровень энергии электрона является нормальным уровнем, соответствующим отсутствию возбуждения. В этом случае, если атом предварительно возбуждён путём поглощения света, при обратном переходе электрона излучается свет точно такой же длины волны, как тот, поглощение которого привело

к возбуждению атома. В связи с этим первый критический потенциал называется *резонансным потенциалом*. В качестве примера укажем, что для натрия резонансным излучением является излучение жёлтого дублета 5890—5896 Å, а для ртути первая резонансная линия—2356,7 Å, вторая—1849,5 Å. Допустим, что в атоме при столкновении первого рода произошёл переход электрона на уровень, соответствующий резонансному излучению. По истечении времени τ этот атом излучает полученную им от электрона энергию. Излучённая световая энергия будет поглощена другим атомом, через новый промежуток времени τ будет вновь излучена и так далее. Квант энергии будет передаваться от одного атома к другому, описывая зигзагообразный путь, пока не покинет газ, пройдя через стенки содержащего газ сосуда или поглотившись в их толще. Таким образом, хотя каждый атом и будет оставаться возбуждённым лишь очень короткое время τ , всё же в каждый данный момент в газе будут налицо возбуждённые атомы, первоначальной причиной возбуждения которых служат столкновения первого рода, имевшие место за промежуток времени, во много раз больший, чем τ . Это равносильно увеличению длительности пребывания одного отдельного атома в возбуждённом состоянии.

Другим фактором, способствующим ступенчатой ионизации, является наличие *метастабильных состояний атома*. Для того чтобы электрон вернулся с метастабильного уровня на основной уровень энергий, нужно электрон сначала поднять новым соударением первого рода или поглощением соответствующего светового кванта на другой, более высокий уровень, с которого он может перейти непосредственно на основной уровень с превращением энергии возбуждения атома в энергию излучения. Или же метастабильный атом должен отдать энергию возбуждения медленному электрону или нейтральному атому при встрече с ним.

Более детальное рассмотрение вопроса о метастабильных состояниях в квантовой механике показывает, что спонтанный переход с метастабильного уровня на уровень, лежащий ниже, всё же возможен, но только вероятность такого перехода чрезвычайно мала, переходы чрезвычайно редки¹⁾. Предоставленный самому себе метастабильный атом остаётся на верхнем энергетическом уровне в течение времени, много большего, чем нужно для того, чтобы в лабораторных условиях газового разряда атом был выведен из этого состояния под действием одной из указанных выше причин или при взаимодействии со стенкой разрядной трубки. Поэтому в обычных условиях спектральные линии, соответствующие переходам с метастабильных состояний, не могут

¹⁾ Излучение обычных возбуждённых атомов соответствует *дипольному* излучению в классической электродинамике, излучение метастабильных атомов—излучению *квадрупольному* и более высоких порядков.

быть обнаружены вследствие их крайне малой интенсивности. Однако не в лабораторном, а в мировом масштабе такие линии удаётся обнаружить. Так, в спектрах некоторых туманностей звёздного неба, представляющих собой газы в очень разреженном состоянии, были обнаружены линии, не наблюдаемые в земных условиях. Эти линии были расшифрованы как не наблюдаемые в лабораторных условиях линии, принадлежащие к спектрам NII и OIII , т. е. к спектру ионизованного атома азота и к спектру дважды ионизованного атома кислорода. В условиях, имеющих место в туманностях, столкновения атомов между собой или с другими частицами происходят много реже, чем средняя продолжительность пребывания атома в метастабильном состоянии, и метастабильный атом успевает излучить квант света.

Время фактического пребывания атома в метастабильном состоянии в значительной степени зависит от давления газа, наличия в нём примесей и от других деталей режима разряда. Один из способов измерения этого времени состоит в определении того промежутка времени после прекращения действия первоначального потока электронов, возбуждающего метастабильные состояния, в течение которого наложенное на газ напряжение ниже ионизационного приводит к ионизации газа. Другой метод основан на том, что метастабильные уровни являются конечными уровнями для линий определённых спектральных серий. Понятно, что при отсутствии в газе метастабильных атомов линии таких серий не могут появляться в спектре поглощения газа, потому что атом без электрона на данном метастабильном уровне не в состоянии поглотить соответствующий квант энергии. Таким образом, наличие этих линий в спектре поглощения свидетельствует о наличии в газе атомов в данном метастабильном состоянии. Как показали опыты, продолжительность пребывания атома в различных метастабильных состояниях различна. Порядок величины τ_0 по данным различных исследований, довольно хорошо согласующимся между собой, равен для метастабильных атомов в различных случаях десятитысячным, тысячным и даже сотым долям секунды.

§ 29. Неупругие соударения второго рода. В явлении перехода атома из метастабильного состояния при столкновении с какой-либо другой частицей в нормальное мы встречаемся с новым элементарным процессом в газе, называемом *неупругим соударением второго рода*. Представление о необходимости существования соударений второго рода было выведено из теоретических соображений при рассмотрении условий равновесного состояния газа, представленного самому себе. В этом случае постоянно происходят процессы взаимодействия между атомами, с одной стороны, световым излучением и свободными электронами—с другой. Для того чтобы равновесие не нарушалось и концентрация какого-либо рода частиц и распределение их по скоростям оставались постоянными

ными, необходимо, чтобы в газе паряду с каким-либо из элементарных процессов ионизации, возбуждения, излучения и т. д. имел бы место также и процесс, прямо противоположный первому. Так, например, если бы в предоставленном самому себе газе происходило только возбуждение частиц газа ударами электронов, то концентрация быстрых электронов непрерывно бы уменьшалась. В действительности же в случае равновесного состояния число быстрых электронов пополняется за счёт соударений, при которых энергия возбуждения частиц газа передаётся взаимодействующим с ними медленным электронам, а излучение энергии возбуждёнными частицами восполняется путём поглощения фотонов невозбуждёнными частицами газа. Такая необходимость протекания в газе, находящемся в равновесном состоянии, элементарного процесса любого типа как в прямом, так и в обратном направлении составляет содержание закона, называемого *принципом детального равновесия*.

Развитие этих представлений приводит для неупругих соударений второго рода возбуждённых атомов с электронами к соотношению

$$g_1 \omega(\mathcal{E}_1) \mathcal{E}_1^{1/2} = g_2 \omega'(\mathcal{E}_2) \mathcal{E}_2^{1/2}, \quad (29,1)$$

где \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 — соответственно энергия электрона до и после неупругого соударения второго рода; $\omega'(\mathcal{E}_2)$ — вероятность того, что при встрече с возбуждённым атомом такое взаимодействие в самом деле произойдёт; $\omega(\mathcal{E}_1)$ — вероятность возбуждения данного энергетического уровня атома путём упругого соударения первого рода при встрече электрона, обладающего кинетической энергией \mathcal{E}_1 , с невозбуждённым атомом; g_1 и g_2 — статистические веса нормального и возбуждённого состояний атома.

Введение понятия об эффективном поперечном сечении частиц газа¹⁾ q_{12} для соударения первого рода и q_{21} для соударения второго рода приводит к аналогичному выражению:

$$g_1 q_{12} \mathcal{E}_1 = g_2 q_{21} \mathcal{E}_2. \quad (29,2)$$

Уравнение детального равновесия в форме (29,1) или (29,2) приводит к заключению, что вероятности прямого и обратного процессов для каждого из этих процессов тесно связаны одна с другой. Если энергия электрона в процессе соударения первого рода \mathcal{E}_1 лишь очень незначительно превышает энергию возбуждения \mathcal{E}_a , то \mathcal{E}_2 очень мало, так как $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_a$. Поэтому из (29,1) и (29,2) следует, что если при соударении второго рода скорость свободного электрона до столкновения мала, то вероятность соударения второго рода и эффективное поперечное сечение частиц газа для этого процесса имеют большую величину.

¹⁾ См. § 45 гл. VI.

Неупругие соударения второго рода происходят при встрече с возбуждёнными частицами газа не только электронов, но и других частиц. Существование неупругих соударений второго рода, приводящих к увеличению скорости свободных электронов в газе, наглядно доказано опытами советских физиков А. Лейнунского и Г. Латышова. Схема этих опытов аналогична схеме опытов Франка и Герца (см. рис. 30). Опыт проводился в парах ртути. Между катодом и первой сеткой C_1 накладывалось напряжение U_{C_1} , меньшее, чем первый потенциал возбуждения ртути. Электроны испытывали лишь упругие столкновения. Между второй сеткой C_2 и пластинкой P накладывалось задерживающее напряжение, несколько большее, чем U_{C_1} ; поэтому пластинка P находилась при потенциале более низком, чем потенциалы катода, так что ни один электрон не попадал на неё. При освещении ртутных паров между сетками C_1 и C_2 излучением ртутной дуги возбуждались метастабильные состояния атомов ртути, обладающие энергией 4,7 э.в. В результате столкновений метастабильных атомов ртути с электронами происходили соударения второго рода. Поэтому для того чтобы электроны не попадали на пластинку P и прибор в цепи этой пластинки не показывал тока, приходилось задавать между сеткой C_2 и пластинкой P задерживающий потенциал, превышающий по абсолютной величине потенциал, ускоряющий электроны между катодом и сеткой не менее чем на 4,7 в.

Если частица, сталкивающаяся с возбуждённой частицей, — электрон, то энергия может быть передана ему лишь в виде кинетической энергии увеличения скорости его движения. Если вторая сталкивающаяся частица — атом, требующий для возбуждения или ионизации меньшего количества энергии, чем потенциальная энергия той возбуждённой частицы, с которой атом взаимодействует, то в результате соударения второго рода атом окажется возбуждённым или ионизованным. При неупругом соударении первого рода на возбуждение или на ионизацию второй частицы затрачивается кинетическая энергия взаимодействующей с ней первой частицы. При неупругом соударении второго рода второй частице передаётся в виде потенциальной или кинетической энергии потенциальная энергия первой частицы.

При опытах с флуоресценцией натриевых или ртутных паров столкновения второго рода сказываются в явлении *тушения флуоресценции*. Это явление заключается в том, что при прибавлении к флуоресцирующим парам ртути или натрия посторонних газов интенсивность излучаемого света уменьшается по мере увеличения давления примеси. При этом увеличении возрастает число столкновений атомов ртути или натрия с атомами примеси, и поэтому возрастает вероятность соударений второго рода.

Термином «*тушение*» пользуются не только по отношению к флуоресценции. Под тушением понимают любое уменьшение

концентрации возбуждённых, в том числе и метастабильных, атомов путём неупругих соударений второго рода, независимо от того, к каким последствиям это уменьшение приводит.

При наличии в газе атомов в метастабильных состояниях число соударений второго рода возрастает. Поэтому метастабильные состояния играют в явлениях газового разряда большую роль.

§ 30. Ионизация и возбуждение при соударениях положительных ионов с частицами газа. Установлено, что при тех небольших скоростях, которыми в большинстве случаев обладают положительные ионы в газовых разрядах, ионизирующая их способность по отношению к молекулам того же газа, к которому принадлежат ионы, очень мала. С другой стороны, очень быстро движущиеся α -частицы производят интенсивную ионизацию того газа, через который они проходят.

Долгое время не удавалось установить для положительных ионов чего-либо соответствующего ионизационным потенциалам при соударениях электронов. Затем были найдены некоторые данные, однако последующие измерения, проведённые с более чувствительной аппаратурой, дают для начала ионизации соударениями положительных ионов всё более и более низкие значения кинетической энергии положительных ионов, способных ионизовать частицы газа.

Сталкиваясь с атомами и молекулами, положительные ионы могут производить также и их возбуждение.

Неопределённость ионизационного потенциала и малая эффективность ионизации и возбуждения при соударении положительных ионов с нейтральными частицами газа находят объяснение в нескольких обстоятельствах.

Первое из них состоит в следующем. Движение двух сталкивающихся в газе частиц от момента времени непосредственно перед началом их взаимодействия и до окончания последнего можно рассматривать как движение изолированной системы. Движение этой системы складывается из движения её центра тяжести и из движения каждой из частиц относительно последнего. Согласно законам механики движение центра тяжести остаётся неизменным. Возбуждение или ионизация одной из частиц при их столкновении представляет собой переход кинетической энергии в потенциальную внутри системы и не может совершаться за счёт энергии движения центра тяжести. Допустим для простоты расчёта, что первая из частиц с массой m_1 движется до соударения со скоростью v_1 , вторая с массой m_2 — неподвижна в той системе координат, к которой мы относим движение каждой частицы и движение их центра тяжести. Удар будем считать центральным. Начало координат поместим в центре неподвижной частицы. Расстояние между центрами частиц до их соударения в любой момент времени будем обозначать через r , расстояние центра тяжести системы

от начала координат — от центра второй частицы — через x . Тогда, как известно, будем иметь:

$$x = r \frac{m_1}{m_1 + m_2}. \quad (30,1)$$

Скорость движения первой частицы до соударения $v_1 = \frac{dr}{dt}$. Скорость движения центра тяжести обеих частиц как до, так и после соударения будет:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{dr}{dt}.$$

Кинетическая энергия движения обеих частиц, вместе взятых, K до соударения равна $\frac{m_1 v_1^2}{2}$. Энергия поступательного движения центра тяжести системы будет:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (m_1 + m_2) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 &= \frac{1}{2} (m_1 + m_2) \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1 \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{m_1^2 v_1^2}{m_1 + m_2} = \\ &= \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} K. \end{aligned} \quad (30,2)$$

Эта часть общей энергии K неизменно сохраняет форму кинетической энергии центра тяжести всей системы. Следовательно, наибольшая доля кинетической энергии системы, которая может быть затрачена на возбуждение или на ионизацию, равна

$$\left(1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \right) K = \frac{m_2}{m_1 + m_2} K. \quad (30,3)$$

При соударении электрона с частицей газа множитель $\frac{m_2}{m_1 + m_2}$ очень близок к единице: кинетическая энергия электрона может почти целиком перейти при неупругом соударении первого рода в потенциальную энергию возбуждения или ионизации. При соударении положительного иона какого-либо газа с нейтральной частицей того же газа m_1 очень близко к m_2 ; множитель $\frac{m_2}{m_1 + m_2}$ близок к $\frac{1}{2}$.

Второе обстоятельство, резко отличающее процесс неупругого соударения положительного иона от такого же соударения электрона, заключается в том, что быстрый электрон за то время, в течение которого он передаёт долю своей энергии нейтральной частице газа, успевает удалиться, и избыток энергии, приобретённый нейтральной частицей, неизбежно ведёт к изменению её энергетического состояния. Наоборот, вследствие гораздо меньшей скорости движения положительного иона и нейтральная частица и ион за всё время соударения подвергаются воздействию лишь медленно изменяющегося электрического поля. Поэтому в большом числе случаев при начавшемся удалении иона от

частицы их электронные системы вернутся в нормальное состояние, а временно приобретённая избыточная потенциальная энергия вновь перейдёт в кинетическую энергию их относительного движения.

Третье обстоятельство состоит в том, что при взаимодействии иона с нейтральной частицей энергия «деформации» их строения распределена между частицей и ионом, чего нет в случае соударения электрона с частицей газа. Поэтому шансы на ионизацию или возбуждение уменьшаются по сравнению с этим последним случаем.

Для процессов ионизации и возбуждения положительными ионами, аналогично ионизации и возбуждению электронами, существуют свои функции ионизации и возбуждения, вместо которых целесообразно вводить величину эффективного поперечного сечения частиц газа по отношению к каждому данному процессу.

В обычных условиях газового разряда ионизация ударами положительных ионов в объёме газа имеет лишь второстепенное значение. Гораздо большая ионизация имеет место в случае распространения в газе пучков весьма быстрых и сравнительно лёгких ионов: протонов, дейтонов и α -частиц.

§ 31. Образование и разрушение отрицательных ионов. Рекомбинация заряженных частиц. Наиболее совершенным методом обнаружения и исследования отрицательных ионов является определение по методу парабол или при помощи масс-спектрографа знака их заряда и отношения заряда иона к его массе e/M . Такого рода исследованиями в газовых разрядах обнаружены отрицательные ионы:

O^- , O_2^- , NO_2^- , NO_3^- , OH^- , H^- , H_2O^- , Li^- , Na^- , K^- , Rb^- , Cs^- , Ag^- ,

а также отрицательные ионы галоидов—фтора, хлора, брома и йода. В инертных газах—аргоне, неоне и гелии—и в азоте отрицательных ионов не обнаружено. На масс-спектрограммах обнаружены также многократно заряженные отрицательные ионы. Установлено, что устойчивость наблюдаемых отрицательных ионов различная. Для того чтобы отрицательный ион был устойчив, энергия его нормального состояния должна быть меньше, чем энергия нормального состояния пары нейтральный атом—свободный электрон. Разность энергий между нормальными состояниями атома и иона $\epsilon_0 - \epsilon_i$ называется *сродством атома к электрону*. В атомах с целиком заполненной внешней электронной оболочкой эта оболочка очень хорошо защищает приближающийся к атому лишний электрон от поля положительного ядра. Поэтому образование отрицательных ионов инертных газов He, Ne, Ar, Kr и Xe невероятно. Атомы с неполными внешними оболочками, у которых оболочки ближе всего к заполнению (фтор, хлор, бром и йод), образуют наиболее устойчивые отрицательные ионы.

Когда электрон присоединяется к атому, образуя отрицательный ион, энергия связи атомных электронов изменяется, и это может оказать решающее влияние на знак сродства к электрону. Энергия отрицательного иона, образованного из атома, имеющего Z электронов, будет отличаться от энергии атома на величину

$$-\mathcal{E}_1 + \sum_{i=1}^{i=Z} (\mathcal{E}_i^0 - \mathcal{E}_i^-), \quad (31,1)$$

где \mathcal{E}_1 —энергия связи присоединённого электрона, \mathcal{E}_i^0 —энергия i -го электрона до присоединения добавочного электрона, а \mathcal{E}_i^- —после присоединения. Для того чтобы сродство к электрону было положительно, нужно, чтобы соблюдалось условие

$$\mathcal{E}_1 > \sum_{i=1}^{i=Z} (\mathcal{E}_i^0 - \mathcal{E}_i^-). \quad (31,2)$$

Выражение (31,2) позволило подсчитать для некоторых атомов их сродство к электрону, исходя из «самосогласованного поля» Хартри-Фока волновой механики.

Экспериментально энергия сродства к электрону определена для очень небольшого числа элементов.

Простейший способ образования отрицательного иона—прямой захват свободного электрона нейтральным атомом. Если перед столкновением электрон имел кинетическую энергию K и электронное сродство атома равно A , то при захвате освобождается энергия $K+A$. Эта избыточная энергия переходит в излучение или передаётся третьему телу.

В первом случае захват электрона нейтральным атомом вызовет непрерывный спектр испускания. Для постороннего электрона, пролетающего через поле атома в течение 10^{-15} сек, вероятность отдать лишнюю энергию путём излучения и осесть в атоме на стабильном уровне очень мала. Поэтому интенсивность такого излучения при обычной концентрации свободных электронов в разряде ничтожно мала. Этим объясняется, что попытки наблюдения радиации, излучаемой при захвате электрона нейтральным атомом, были до сих пор бесплодны.

При захвате электронов в столкновениях трёх тел вероятность передачи энергии зависит от природы третьего тела и от вероятности соответствующего элементарного процесса. Вероятность передачи энергии будет больше, если третьим телом явится атом или молекула, чем если третьим телом будет свободный электрон.

Когда система, захватывающая электрон, представляет собой молекулу, состоящую из двух или более атомов, энергия может быть передана молекуле при изменении энергии относительного движения атомных ядер. Здесь могут иметь место следующие случаи.

1) Электрон захватывается, и происходит диссоциация с образованием атома и иона, обладающих некоторой кинетической энергией.

2) Когда электрон захватывается, освобождающаяся энергия приводит молекулу в вибратионно-возбуждённое состояние. При низких давлениях газа молекулярный ион XU не успевает освободиться от избытка колебательной энергии путём столкновений и в большинстве случаев диссоциирует.

3) Электрон может возбудить молекулу до нестабильного состояния, после чего молекула диссоциирует на положительный и отрицательный ион по формуле



4) Происходит захват связанного электрона атомом или молекулой. Здесь реакция протекает по типу:



Эта реакция представляет собой частный случай явления *перезарядки* частиц газа в разряде и возможна только тогда, когда электронное сродство атома X больше, чем энергия ионизации атома Y . Единственным случаем, когда это условие выполняется, является столкновение между атомами фтора и цезия.

5) Электрон извлекается из катода:

а) Нейтральный атом, ударяющийся о поверхность катода, может извлечь электрон и образовать отрицательный ион. Вероятность этого процесса может быть большой, если электронное сродство атома больше, чем работа выхода φ .

б) Вероятность образования отрицательного иона может быть значительной, если с поверхностью катода сталкивается возбуждённый атом. Условием для захвата электрона в этом случае будет:

$$\mathcal{E}' + A > \varphi, \quad (31,5)$$

где \mathcal{E}' — энергия возбуждения атома. Условие (31,5) может выполняться для удара атомов о многие металлы.

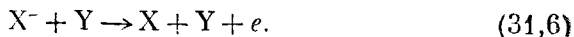
в) При ударе положительного иона о поверхность металла возможен одновременный захват двух электронов. Положительный ион сначала захватывает первый электрон и образует атом в возбуждённом состоянии, затем возбуждённый атом захватывает второй электрон.

Каждому процессу присоединения свободного электрона к нейтральному атому соответствует обратный процесс отделения электрона.

Перечислим отдельные индивидуальные случаи, приводящие к отделению электрона, в порядке их эффективности.

а) Переход электрона в металл при столкновении отрицательного иона с металлической поверхностью. Если работа выхода металла больше электронного сродства, то вероятность перехода электрона в металл будет большой. Поэтому металлические поверхности играют важную роль при разрушении отрицательных ионов.

б) Разрушение отрицательных ионов при столкновениях с возбуждёнными атомами. Это происходит легко, особенно если энергия возбуждения слегка превосходит электронное сродство. Реакция может быть записана в следующем виде:

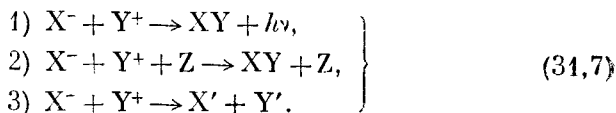


в) Разрушение отрицательного иона поглощением светового кванта большой частоты.

г) Разрушение отрицательных ионов электронами и тяжёлыми частицами. Этот процесс обратен образованию отрицательных ионов захватом свободного электрона в присутствии третьего тела.

д) Разрушение отрицательного иона, сопровождающееся образованием молекул. Вероятность соединения атома X и иона Y⁻ в молекулу XY весьма незначительна (порядка 10⁻⁵).

е) Столкновения отрицательных и положительных ионов. Отрицательный ион X⁻ и положительный ион Y⁺ могут взаимодействовать следующим образом:



(1) и (3)—реакции двух тел; (2) —реакция трёх тел, поэтому ею можно пренебречь при низких давлениях. Вероятность осуществления реакции (3) зависит от энергии относительного движения ионов и может быть значительной.

Из всех процессов уничтожения отрицательных ионов особое место в явлениях газового разряда занимает процесс, происходящий при встрече положительного и отрицательного ионов и приводящий к образованию двух нейтральных частиц газа. Этот процесс называется *рекомбинацией ионов*. Аналогично процесс образования нейтральной частицы газа за счёт положительного иона и свободного электрона называется коротко *рекомбинацией электронов*.

Подойдём к явлениям рекомбинации с точки зрения изменения концентрации заряженных частиц в газе вследствие этих процессов. Допустим, что в пониженном газе заряженные частицы представляют собой положительные и отрицательные ионы. Концентрации их пусть будут соответственно n_p и n_n . Число

рекомбинаций ионов в 1 см^3 на единицу времени будет при прочих равных условиях пропорционально числу встреч положительного иона с отрицательным ионом. А это число в свою очередь будет пропорционально как числу положительных, так и числу отрицательных ионов в 1 см^3 газа. Поэтому для убыли числа ионов какого-либо знака в 1 см^3 за единицу времени мы вправе написать:

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{dn_n}{dt} = -\alpha_i n_p \cdot n_n. \quad (31,8)$$

Множитель пропорциональности α_i в выражении (31,8) называется *коэффициентом рекомбинации ионов* и является макроскопическим параметром, характеризующим этот процесс. В случае, когда концентрации положительных и отрицательных ионов одинаковы, т. е. когда $n_p = n_n = n$, выражение (31,8) превращается в

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_i n^2. \quad (31,9)$$

Когда все отрицательно заряженные частицы представляют собой свободные электроны и одновременно с рекомбинацией не происходит образования отрицательных ионов, то совершенно так же можно написать:

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{dn_e}{dt} = -\alpha_e n_p n_e, \quad (31,10)$$

где α_e —*коэффициент рекомбинации электронов*.

Для рекомбинации не только необходима встреча противоположно заряженных частиц, но нужно ещё, чтобы скорость относительного движения этих частиц не была слишком велика и не позволяла бы этим частицам свободно пролетать друг мимо друга. Поэтому, для того чтобы рекомбинация заряженных частиц могла иметь место, очень существенна потеря кинетической энергии заряженной частицей при столкновении с нейтральными частицами газа во время приближения ко второй заряженной частице. Так как при упругих соударениях доля энергии, теряемая быстрой частицей, пропорциональна отношению масс частиц, обменивающихся энергией, то положительный и отрицательный ионы имеют гораздо более шансов подойти друг к другу с достаточно малой для рекомбинации относительной скоростью, чем свободный электрон, приближающийся к положительному иону. Кроме того, при рекомбинации электрона и положительного иона избыточная энергия излучается, и осуществление всего процесса зависит ещё от вероятности излучения, которая очень мала. Поэтому коэффициент рекомбинации электронов α_e во много раз меньше, чем коэффициент рекомбинации ионов α_i ; именно, α_i —порядка 10^{-6} , α_e —порядка от 10^{-8} до 10^{-10} и очень сильно зависит от средней кинетической энергии электронов в ионизованном газе. Коэф-

коэффициент рекомбинации электронов α_e может быть определён оптическим путём по яркости различных линий и сплошного фона в спектре свечения рекомбинации.

В газах, способных в той или иной степени образовывать отрицательные ионы, рекомбинация электронов и положительных ионов происходит в основном ступенчатым путём: свободные электроны сперва присоединяются к нейтральным молекулам, образуя с ними отрицательные ионы; затем при встрече отрицательного иона с положительным происходит их взаимная рекомбинация.

В том случае, когда ионизация газа вызвана действием внешнего ионизатора, образующего q пар ионов в 1 сек., а исчезновение ионов происходит исключительно путём рекомбинации их в объёме газа, стационарное состояние ионизованного газа будет иметь место, если

$$q = \alpha_i n^2. \quad (31,11)$$

При действии на газ внешнего ионизатора равновесная концентрация ионов n_∞ достигается не сразу. Предполагая, что образование ионов происходит только под действием постороннего ионизатора (причём в каждом кубическом сантиметре газа образуется в 1 сек. q новых пар ионов), а исчезновение ионов имеет место только путём их взаимной рекомбинации, и ограничиваясь случаем, когда рекомбинацией на стенках можно пренебречь по сравнению с рекомбинацией в объёме (как это имеет место в случае больших давлений), можем написать:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha_i n^2. \quad (31,12)$$

Найдём интеграл уравнения (31,12). Обозначая произвольную постоянную через $\ln B$ и переходя от логарифмов к числам, находим:

$$\frac{1 + \sqrt{\frac{\alpha_i}{q}} n}{1 - \sqrt{\frac{\alpha_i}{q}} n} = B e^{2\sqrt{\alpha_i q} t},$$

откуда

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}} \frac{B e^{2\sqrt{\alpha_i q} t} - 1}{B e^{2\sqrt{\alpha_i q} t} + 1} = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}} \frac{B - e^{-2\sqrt{\alpha_i q} t}}{B + e^{-2\sqrt{\alpha_i q} t}}. \quad (31,13)$$

Первоначальное число ионов в 1 см³ обозначим через n_0 . Полагая $n = n_0$, при $t = 0$, находим значение постоянной B :

$$B = \frac{\sqrt{\frac{q}{\alpha_i}} + n_0}{\sqrt{\frac{q}{\alpha_i}} - n_0}. \quad (31,14)$$

Положив в выражении (31,13) $t = \infty$, найдём то стационарное

значение n_∞ , к которому асимптотически стремится n , именно:

$$n_\infty = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}. \quad (31,15)$$

В том случае, когда действие ионизатора прекращается в некоторый момент времени $t=0$ при $n=n_1$, уравнение (31,8) превращается в

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_i n^2. \quad (31,16)$$

Интегрирование уравнения (31,16) даёт:

$$n = \frac{n_1}{1 + \alpha_i n_1 t}. \quad (31,17)$$

Соотношениями (31,11), (31,15) и (31,17) пользуются для экспериментального определения коэффициента α_i .

В некоторых опытах ионизации газа пучком быстро движущихся α -частиц для α_i были найдены очень большие значения, много больше обычных. Объясняется это тем, что в данном случае ионизация газа происходит не равномерно по всему объёму, а отдельными каналами, как бы пробитыми в газе α -частицами.

При малых давлениях газа рекомбинация на стенках играет настолько преобладающую роль, что рекомбинацией положительных ионов и электронов в объёме газа можно пренебречь.

При рекомбинации электронов необходимо учитывать два существенно различных случая.

1) Может происходить непосредственная рекомбинация свободного электрона и положительного иона, при которой избыточная энергия электрона излучается в виде светового кванта (свечение рекомбинации). Этот элементарный процесс является обратным фотоионизации газа в объёме (см. гл. V).

2) Рекомбинация может произойти при одновременном взаимодействии положительного иона и двух электронов (тройное соударение). В этом случае один электрон нейтрализует положительный ион, а другой принимает на себя выделяющуюся при этом процессе энергию ионизации и отлетает с увеличенной скоростью. Такое тройное соударение представляет собой элементарный процесс, обратный процессу ионизации путём неупругого соударения первого рода. Вероятность рекомбинации путём тройного соударения зависит от концентрации электронов в разряде.

Литература к гл. IV

1. Рожанский Д. А., Физика газового разряда, ОНТИ, М.—Л., 1937.
2. Massey H. S. W., *Negative Ions*, Cambridge, 1938.
3. Сена Л. А., Столкновения электронов и ионов с атомами газа, Гостехиздат, Л.—М., 1948.

ГЛАВА V

ФОТОИОНИЗАЦИЯ ГАЗА В ОБЪЁМЕ. ТЕРМИЧЕСКАЯ ИОНИЗАЦИЯ И ТЕРМИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ. ДРУГИЕ ВИДЫ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА

§ 32. *Объёмная фотоионизация газа.* *Объёмной фотоионизацией газа* называется ионизация газа в результате поглощения частицами газа квантов излучения. Объёмный фотоэффект происходит не только под действием коротковолнового излучения, проникающего в газ извне, но также и под действием радиаций, генерируемых внутри той области газа, в которой происходит разряд.

Наиболее простой случай фотоионизации в объёме имеет место при поглощении атомом или молекулой кванта излучения с энергией, соответствующей соотношению

$$h\nu \geq eU_i. \quad (32,1)$$

Согласно (32,1) граничная длина волны объёмного фотоэффекта может быть подсчитана в ангстремах из равенства

$$\lambda_0 = \frac{12\,340}{U_i}, \quad (32,2)$$

где U_i — ионизационный потенциал газа в вольтах.

Наименьшим ионизационным потенциалом — 3,88 в, что соответствует согласно (32,2) граничной длине волны при объёмной фотоионизации газа $\lambda_{\text{гр}} = 3184 \text{ \AA}$, обладает атом цезия. Таким образом, под действием видимого света непосредственная объёмная фотоионизация не может происходить для каких бы то ни было газов или паров.

При опытах с объёмной фотоионизацией газов надо строить всю аппаратуру так, чтобы то излучение, действие которого исследуется, не могло попасть на катод. На рис. 35 показана схема прибора, удовлетворяющего этому требованию. Попадающее в прибор излучение, пройдя рабочее пространство, не попадает на электроды, а рассеивается в «световой ловушке».

Очень чувствительный метод обнаружения объёмной фотоионизации основан на рассеянии положительными ионами пространственного заряда, ограничивающего ток с раскалённой металлической нити. Схема прибора показана на рис. 35, где W —тонкая нагреваемая током вольфрамовая нить, CC —сетчатый анод, G —гальванометр. Напряжение между катодом и анодом соответ-

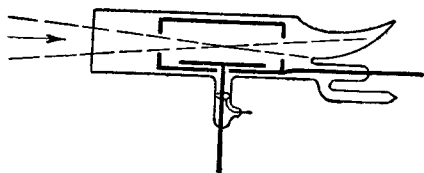


Рис. 35. Схема прибора для наблюдения объёмной фотоионизации газов.

ствует точке вольтамперной характеристики, в которой последняя имеет большую крутизну. Появление положительных ионов при облучении находящихся в приборе паров или газов вызывает увеличение напряжённости поля около катода W и резкое возрастание электронного тока.

Для процесса фотоионизации газа в объёме существует определённая вероятность, зависящая от природы частицы газа и от длины волны производящего ионизацию излучения (от энергии $h\nu$ светового кванта). Для иллюстрации приводим на рис. 37 спектральные характеристики фотоионизации в парах цезия,

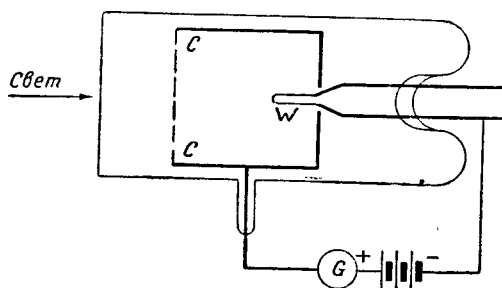


Рис. 36. Схема прибора для обнаружения объёмной фотоионизации газа по рассеянию отрицательного пространственного заряда у катода положительными ионами.

снятые при давлениях насыщенных паров цезия, соответствующих 182 и 230°C . Как показывают эти кривые, ход вероятностей фотоионизации газа в зависимости от энергии светового кванта может иметь сложный вид. Эта вероятность может и не быть равной нулю при длинах волн больших, чем соответствует соотношению (32,2). Вместе с тем при приближении λ к λ_0 сила наблюдаемого фототока сильно увеличивается. Это показывает,

что в ряде случаев процессы, разыгрывающиеся при объёмной фотоионизации, сложнее, чем простой отрыв валентного электрона от атома. Усложняющие процессы могут быть различного рода.

Так, некоторые кривые тока имеют пики, в точности соответствующие линиям главной спектральной серии цезия (рис. 38). В данном случае первоначально происходит не ионизация, а только возбуждение атома цезия, затем возбуждённый атом получает добавочное количество энергии, приводящее к завершению ступенчатой ионизации путём какого-либо другого элементарного процесса, имеющего место при взаимодействии возбуждённого атома с другими частицами. В случае паров цезия исследования зависимости фотоионизации от интенсивности действующего излучения, от плотности газа, от плотности электронного тока и от температуры газа показывают, что возбуждённый атом цезия реагирует с невозбуждённым, образуя вместе с ним двухатомную молекулу, производя одновременно её ионизацию, причём энергия ионизации молекулы меньше, чем энергия возбуждения атома. Образование молекул в одноатомных по своей природе газах играет существенную роль в явлении ступенчатой фотоионизации; также и в случае других паров и газов.

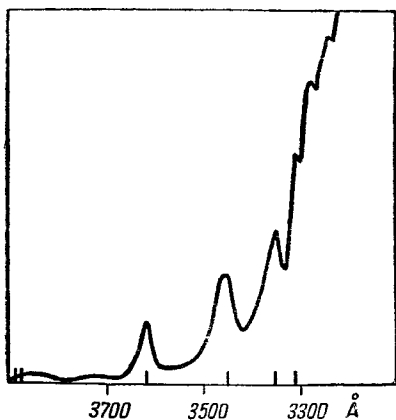


Рис. 38. Фотоионизация паров цезия излучением с длиной волны большей, чем порог ионизации, и отдельные пороги возбуждения. Вертикальные чёрточки внизу соответствуют спектральным линиям.

Особенно большое значение в некоторых вопросах газового разряда имеют ионизация газа собственным излучением. На первый взгляд кажется, что согласно соотношению (32,1) такая

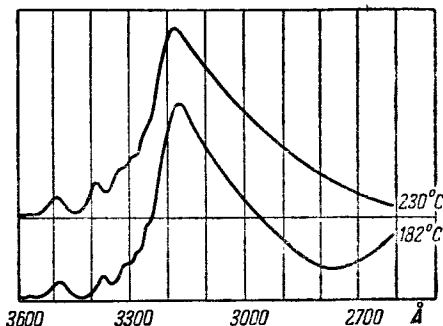


Рис. 37. Спектральные характеристики фотоионизации в парах цезия.

Такими же ступенчатыми процессами, более или менее сложными, объясняется ионизация паров ртути при поглощении резонансной линии ртути 2537 \AA ($h\nu=4,9 \text{ э.в.}$).

ионизация происходит не может, так как энергия ионизации частиц какого-либо данного газа всегда больше энергии возбуждения нормального атома или молекулы. Однако в свете сказанного выше о ступенчатом характере объёмного фотоэффекта

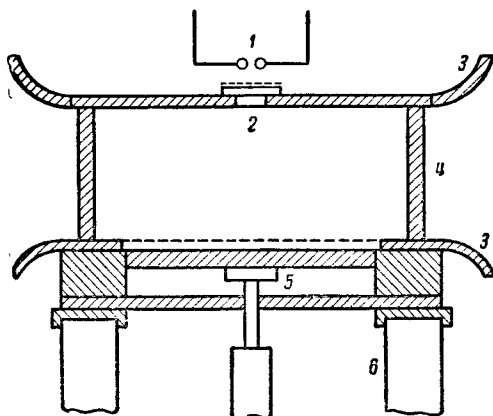


Рис. 39. Схема камеры Ретера: 1—источник излучения (искра), 2—кварцевое окошко, 3—электроды камеры, 4—стеклянные стенки камеры, 5—поршень, 6—подставки.

в газах фотоионизация газа его собственным излучением возможна путём ступенчатых процессов. Другое объяснение—это излучение в разряде тех линий *искрового спектра*, для которых энергия излучаемых квантов больше, чем энергия ионизации частиц газа.

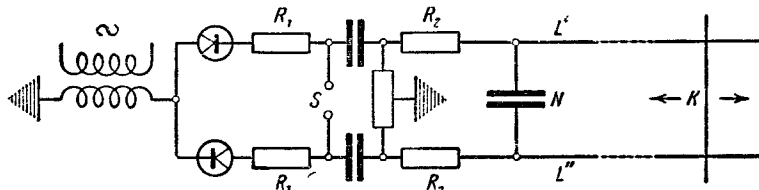


Рис. 40. Электрическая схема к опытам Ретера: S —масляный выключатель, R_1 и R_2 —сопротивления, N —камера Ретера, K —подвижной мост, положение которого в системе лехеровских проводов L' и L'' определяет длительность импульса напряжения, приложенного к электродам камеры.

Наличие такой фотоионизации было показано опытами, в которых в одном конце трубки происходил разряд и вместе с ионизацией возбуждалось коротковолновое излучение газа, а в другом конце трубки по методу рассеяния пространственного заряда положительными ионами наблюдалась фотоионизация газа. При помощи

этой аппаратуры была обнаружена фотоионизация собственным излучением во всех исследованных газах, за исключением водорода, у которого по существу дела не может быть искрового спектра, так как ион водорода представляет собой оголённое ядро водорода—протон.

Наличие фотоионизации собственным излучением в воздухе показал Ретер, исследуя распространение электронных лавин

при помощи камеры Вильсона, нижнее и верхнее основания которой служили плоскими электродами разрядного промежутка (рис. 39). Нижний электрод камеры был сетчатый. Под ним помещалось поршневое приспособление для разрежения воздуха и содержащихся в нем насыщенных паров этилового спирта.

Электрическая схема Ретера представлена на рис. 40 и 41. На камеру накладывалась ударная волна напряжения, бегущая по лехеровской системе. Изменяя положение моста K на лехеровских проводах, можно было изменять длительность того промежутка времени, в течение которого электроды находились под высоким напряжением. Эта длительность выбиралась всегда та-

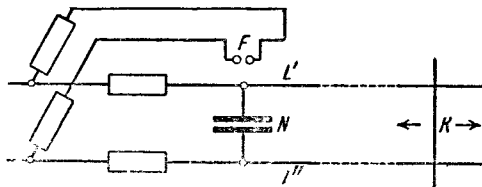


Рис. 41. Положение искры F , вызывающей фотоэффект на катоде камеры (см. рис. 40).

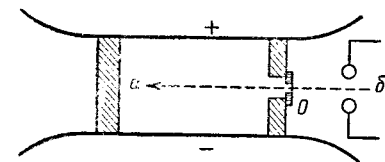


Рис. 42. Окно в боковой стенке камеры Ретера и электроды вспомогательной искры.

кой, что пробой разрядного промежутка не мог завершаться. В соответствующий момент автоматически приводился в движение поршень, производивший разрежение паров в камере.

В интересующей нас сейчас серии опытов в боковой стеклянной стенке камеры было проделано закрытое металлической пластинкой окошко. В пластинке просверлено отверстие диаметром 2 мм. Это отверстие было закрыто очень тонкой плёнкой целлулоида, пропускающей коротковолновое ультрафиолетовое излучение (рис. 42). Перед отверстием помещался разрядный промежуток, в котором возбуждался искровой разряд. Излучение этого разряда проходило в камеру через отверстие O , но благодаря системе диафрагм на катод попасть не могло. В результате Ретер наблюдал и фотографировал в камере следы электронных лавин, растущих к аноду от линии ab , которая соответствует пути ультрафиолетовых лучей, прошедших через целлулоидную плёнку.

Число наблюдаемых в камере лавин уменьшалось по мере удаления от отверстия. Этим было наглядно доказано образование свободных электронов вследствие фотоионизации воздуха излучением, получаемым при искровом разряде в воздухе.

§ 33. **Ионизация газа рентгеновскими лучами.** К процессам объёмной фотоионизации газа следует отнести также и ионизацию рентгеновскими лучами, так как эта ионизация происходит за счёт поглощения частицами газа квантов рентгеновского излучения.

Фотоионизация рентгеновскими лучами отличается от фотоионизации ультрафиолетовым излучением рядом дополнительных элементарных процессов. При этом могут иметь место три различных случая.

1) При встрече кванта рентгеновского излучения с частицей газа происходит поглощение этого кванта и отрыв одного из слабо связанных с атомом электронов. Так как энергия связи удаляемого из атома электрона в этом случае много меньше, чем энергии поглощённого кванта, то избыток энергии поглощённого кванта передаётся освобождённому из атома электрону в виде кинетической энергии. За счёт этой энергии быстро движущийся электрон производит путём неупругих соударений первого рода ионизацию большого числа нейтральных частиц газа. В результате рентгеновский квант оставляет в камере Вильсона след, состоящий из целого ряда отдельных тонких зигзагообразно расположенных полосок тумана.

2) Поглощённый атомом квант рентгеновского излучения вырывает электрон с одной из внутренних электронных оболочек атома. В этом случае электрон покидает атом с небольшой скоростью. Но на свободное место, образовавшееся в одной из внутренних электронных оболочек атома, перескакивает электрон с какой-нибудь из более удалённых от ядра электронных оболочек. Этот переход сопровождается излучением нового кванта рентгеновского излучения. Энергия этого кванта меньше энергии первичного, и новый квант при поглощении его каким-либо атомом в том же газе способен вырвать электрон лишь с одной из выше расположенных оболочек. Освобождённый при этом электрон обладает запасом кинетической энергии, делающим его способным ионизовать большое число частиц газа.

3) При встрече кванта рентгеновского излучения с атомом не происходит поглощения кванта нацело, а так называемое *комптоновское рассеяние*. Квант излучения отдаёт одному из внешних электронов атома часть своей энергии и часть своего импульса и отлетает по новому направлению в виде кванта с меньшей частотой, чем первоначальная. Теоретический расчёт показывает, что ионизация в результате комптоновского рассеяния может иметь место в парах цезия лишь при длине волны рентгеновского излу-

чения $\lambda \leq 12 \text{ \AA}$, а в гелии—при $\lambda \leq 5 \text{ \AA}$. При предельной длине волны ионизация газа в результате эффекта Комптона мала. При большой энергии кванта излучения, например в случае γ -лучей при λ порядка $0,01 \text{ \AA}$, ионизация путём эффекта Комптона становится значительной. В этом случае энергия электрона, вырванного из атома, имеет порядок величины 10^6 э.в. Этот электрон отдачи ионизует путём неупругих соударений первого рода большое число частиц газа.

Так как ионизация газа рентгеновскими лучами идёт параллельно с уменьшением интенсивности I проходящего через газ пучка лучей по закону $I = I_0 e^{-\mu x}$, то о сравнительной величине ионизации рентгеновскими лучами в разных газах и при различных длинах волн можно судить по величине коэффициента абсорбции рентгеновского излучения μ . При процессах, описанных выше в пункте 2, коэффициент поглощения рентгеновского излучения и интенсивность ионизации газа изменяются скачком при переходе λ через границу каждой серии рентгеновского спектра, так как при каждом таком переходе появляется новая возможность отрыва электрона от следующей по порядку электронной оболочки, расположенной ближе к ядру.

§ 34. Ионизация газа радиоактивными излучениями. Ионизация газа радиоактивными излучениями сводится в случае α - и β -лучей к ионизации путём неупругих соударений первого рода ядер гелия и быстрых электронов с молекулами газа, а в случае γ -лучей—к фотоионизации газа квантами излучения. В отношении β -лучей установлено, что вероятность ионизации при каждом отдельном соударении в области очень больших скоростей электронов продолжает убывать по мере приближения к скорости света.

Заряженная частица любого рода, проникающая в газ с некоторым запасом кинетической энергии, большим, чем средняя энергия частиц газа, проходит в газе определённое расстояние, пока её энергия не уменьшится до уровня средней энергии частиц того же рода, уже находящихся в газе. Это расстояние называется *длиной полного пробега* R частицы данного рода в данном газе. Число электрон-вольт \mathcal{E} , получающееся как частное от деления первоначальной энергии K частицы на число ионизаций, производимых ею на длине полного пробега, представляет собой среднюю энергию, затрачиваемую частицей при образовании одной пары ионов с учётом потери энергии при упругих и неупругих столкновениях с частицами газа. Для данного газа и данного рода частиц величина \mathcal{E} остаётся почти постоянной на определённом, довольно большом интервале первоначальной энергии частиц.

Общее число ионизаций N , производимых заряженной частицей данного рода на длине её полного пробега в данном газе, носит название *полной ионизации* и равно K/\mathcal{E} .

Длина полного пробега электрона в газе R_e обратно пропорциональна концентрации частиц газа и, следовательно, при прочих равных условиях прямо пропорциональна абсолютной температуре T и обратно пропорциональна давлению газа p . Длина пробега R_e тем больше, чем больше энергия электрона K и чем меньше молекулярный вес газа. Эти зависимости охватываются эмпирической формулой, справедливой для электронов с начальной кинетической энергией $K \geq 2 \cdot 10^3$ эл.-в.:

$$R_e = 1,4 \cdot 10^{-7} \frac{TK^2}{pM} \text{ см,} \quad (34,1)$$

где p выражено в мм рт. ст., а M —молекулярный вес газа

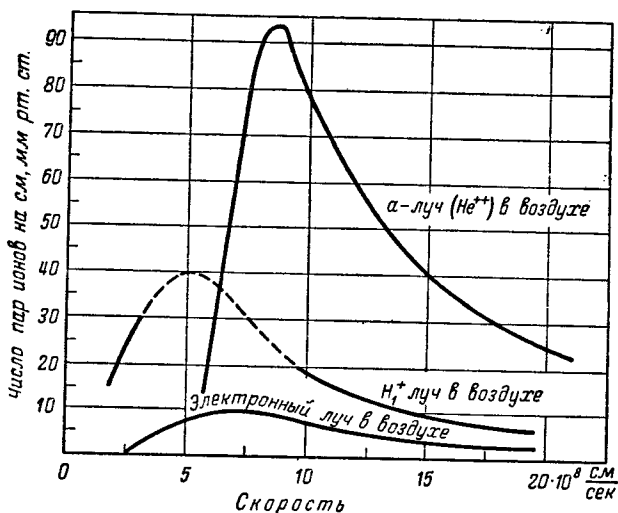


Рис. 43. Кривые ионизации для α -частиц, протонов и электронов в воздухе при давлении 1 мм рт. ст. и 0°C в зависимости от их скорости v .

В случае α -частиц и в случае пучка быстро движущихся протонов длина их пробега R_p также обратно пропорциональна плотности газа. Но зависимость R_p от начальной кинетической энергии α -частицы или протона иная, чем в случае электронов. При начальных скоростях, больших, чем $1 \cdot 10^9$ см/сек, R_p пропорционально K в степени $\frac{3}{2}$. Измерение относительной ионизации, равно как и установление длины полного пробега, является одним из методов определения природы новых элементарных частиц, наблюдаемых в космических лучах и при исследовании ядерных реакций.

На рис. 43 приведены кривые, иллюстрирующие относительную ионизацию в воздухе α -частицами, протонами и электронами в зависимости от их скорости.

§ 35. Термическая ионизация и термическое возбуждение. При высокой температуре соударения нейтральных частиц друг с другом могут привести к переходу кинетической энергии движения частиц в энергию их возбуждения или ионизации. Есть много примеров свечения и ионизации газа при высокой температуре. Достаточно упомянуть о свечении паров натрия в пламени бунзеновской горелки и об электропроводности этого пламени. Однако в данном случае свечение и ионизацию объясняют химическими реакциями, так как температура пламени газовой горелки слишком низка, чтобы количественно оправдать наблюдаемую ионизацию столкновениями атомов между собой.

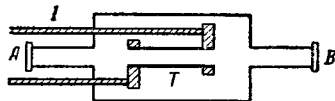


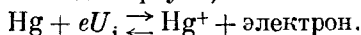
Рис. 44. Схема прибора для исследования термического возбуждения паров щелочных металлов.

Термическое возбуждение и термическая ионизация легче всего происходят в газах, имеющих наиболее низкие потенциалы ионизации и возбуждения, т. е. в парах щелочных металлов (особенно цезия). В этом случае достаточно нагревания газа до температуры около 3000°K .

Для наблюдения термического возбуждения можно помещать щелочной металл в графитовую трубку T (рис. 44), открытую с обоих концов. Эта трубка находится внутри эвакуируемой камеры, снабженной окошками A и B , и нагревается током I в несколько сот ампер, проходящим по стенкам графитовой трубки. Критерием температурного излучения является совпадение интенсивности монохроматического излучения спектральных линий газа с интенсивностью излучения той же длины волны в спектре чёрного тела при той же температуре.

Термическая ионизация и термическое возбуждение имеют место при давлениях порядка атмосферного и выше в шнуре электрической дуги в воздухе. В этом случае температура газа, определённая оптическими приёмами, оказывается равной 5000 — 6000°K и выше. Исследования относительной интенсивности искровых и дуговых линий поглощения в спектрах звёзд, обладающих очень высокой температурой, показывают, что в атмосфере этих звёзд некоторые элементы, в частности кальций, почти нацело термически ионизованы.

При термической ионизации постоянно имеет место и обратный процесс: рекомбинация положительного иона и электрона в нейтральную частицу газа. Ионизацию и рекомбинацию можно охватить формулой (пишем для ртути):



Термически ионизованный газ представляет собой такую же термодинамически равновесную систему, как, например, жидкость и насыщенный пар или как термически диссоциированный молекулярный газ. Поэтому к термической ионизации можно прилагать законы и формулы термодинамики. Так именно и поступил индийский физик Сага, применивший термодинамические расчёты к явлению термической ионизации для того, чтобы количественно проверить гипотезу о термической ионизации кальция в звездных атмосферах. В случае однократной ионизации (отделение одного электрона) формула Сага имеет вид

$$\frac{\alpha^2 p}{1 - \alpha^2} = (2\pi m)^{3/2} k^{5/2} T^{5/2} e^{-\frac{\mathcal{E}_i}{kT}}. \quad (35,1)$$

Здесь α обозначает отношение концентрации ионизованных частиц к первоначальной концентрации нейтральных частиц газа, p —сумму парциальных давлений нейтрального, ионного и электронного газов, $\mathcal{E}_i = eU_i$ —энергию ионизации. Формула Сага вытекает из хорошо известного в физической химии закона действия масс, который в приложении к данному случаю принимает вид

$$\frac{p_p p_e}{p_n} = K, \quad (35,2)$$

где p_p , p_e и p_n —соответственно парциальное давление газа положительных ионов, электронного газа и нейтрального газа, K —постоянная, зависящая от температуры.

Обозначим через n первоначальную концентрацию нейтральных частиц газа, через n_p и n_e —концентрации ионов и электронов, через n_n —концентрацию нейтральных частиц при наличии термической ионизации. Будем иметь:

$$n_p = n_e = \alpha n, \quad (35,3)$$

$$n_n = n - n_p = n - n_e. \quad (35,4)$$

Общее число частиц в кубическом сантиметре будет $n_n + n_p + n_e$ или, согласно (35,4), $n + n_p$. Если мы разделим числитель и знаменатель левой части (35,2) на p^2 , то получим:

$$\frac{p_p \cdot p_e}{\frac{p}{p_n} \cdot p} \cdot p = K. \quad (35,5)$$

При каждой данной температуре p , p_p , p_e , p_n пропорциональны концентрациям n , n_p , n_e , n_n . Поэтому вместо (35,5) можем написать:

$$\frac{n_p \cdot n_e}{\frac{n_p}{n + n_p} \cdot \frac{n_e}{n + n_p}} p = K. \quad (35,6)$$

Далее, перенося $n + n_p$ в знаменатель и пользуясь выражениями (35,3) и (35,4), находим:

$$\frac{n p^{n_e}}{(n - n_p)(n + n_p)} p = \frac{\alpha^2 n^2}{n^2 - n_p^2} p = K. \quad (35,7)$$

Разделив числитель и знаменатель на n^2 и заменяя K по формуле, выражающей зависимость K от температуры и основанной на законах термодинамики, получаем выражение (35,1), или, заменяя физические константы их численными значениями:

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} p = 1,33 T^{5/2} e^{-\frac{11\,600 U_i}{T}}, \quad (35,8)$$

где T —температура в °К, U_i —потенциал ионизации газа в вольтах, а давление p выражено в абсолютных единицах (*дин/см²*). Обычно во всех случаях термической ионизации в газовых разрядах α является малой величиной по сравнению с единицей. Поэтому выражение (35,8) можно упростить и написать:

$$\alpha^2 = \frac{A}{p} T^{5/2} e^{-\frac{11\,600 U_i}{T}}. \quad (35,9)$$

Если выражать p в миллиметрах ртутного столба, то постоянная $A = 2,4 \cdot 10^{-4}$. Выражения (35,8) и (35,9) показывают, что степень ионизации зависит не только от температуры газа, но и от давления. При малых α можно принимать p равным тому давлению газа, которое имело бы место при температуре T , если бы термической ионизации газа не было¹⁾.

Формулы (35,8) и (35,9) относятся к идеализованному случаю, когда имеет место ионизация газа, не содержащего примесей, и не учитывают термического возбуждения.

На практике для смесей нескольких газов, например, при расчёте температуры сварочной дуги, всегда содержащей пары металлов, пользуются упрощённой формулой

$$\alpha^2 p = A T^{5/2} e^{-\frac{11\,600 U_{i\text{эфф}}}{T}}, \quad (35,10)$$

где $U_{i\text{эфф}}$ —*эффективный потенциал ионизации* смеси газов. Подсчёт показывает, что $U_{i\text{эфф}}$ всегда очень близко к потенциалу ионизации наиболее легко ионизируемой компоненты смеси, даже в тех случаях, когда её процентное содержание в общей смеси очень невелико.

Концентрация n_a термически возбуждённых атомов с энергией возбуждения eU_a определяется по теореме Больцмана

$$n_a = \frac{g_2}{g_1} n e^{-\frac{eU_a}{kT}}, \quad (35,14)$$

1) Это равносильно допущению $n_p \ll n$; $n \approx n_n$.

где n —концентрация нейтральных частиц до термического возбуждения газа, g_1 и g_2 —статистические веса нормального и возбуждённого состояний атома. Формула (35,11) справедлива в первом приближении, пока число ионизованных или возбуждённых до каких-либо других уровней частиц газа мало по сравнению с общим числом возбуждённых частиц данного рода.

Ближайшее рассмотрение возможных элементарных процессов, имеющих место при термической ионизации, не позволяет ограничиваться представлением об ионизации путём одних только соударений быстрых нейтральных частиц газа между собой. Так как при термической ионизации мы имеем дело с термодинамическим равновесием, то средняя кинетическая энергия электронов должна быть равна средней кинетической энергии нейтральных частиц. Ионизация последних происходит и при соударениях с электронами. Кроме того, объём, занимаемый газом, постоянно пронизывается равновесным излучением соответствующей температуры. В составе такого излучения всегда есть кванты, энергия которых достаточна для фотоионизации частиц газа. Поэтому при термической ионизации должен происходить и объёмный фотоэффект.

§ 36. Процессы перезарядки. Одним из элементарных процессов образования и нейтрализации ионов в объёме газа при газовом разряде является процесс *перезарядки*, о котором уже упоминалось в § 31 гл. IV.

В результате акта перезарядки получается быстро движущаяся нейтральная частица газа (бывшая до этого положительным ионом) и медленно движущийся положительный ион (прежняя нейтральная частица). Обмен электронами происходит тем легче, чем ближе друг к другу ионизационные потенциалы взаимодействующих частиц.

Исходя из расчётов, основанных на представлениях волновой механики, Л. А. Сена показал, что в плазме газового разряда эффективное поперечное сечение положительных ионов по отношению к явлению перезарядки много больше, чем их эффективное поперечное сечение при упругих соударениях с нейтральными частицами газа. Поэтому, согласно его теории, перезарядка положительных ионов в плазме происходит много чаще, чем упругие соударения положительных ионов с нейтральными частицами газа, и является основным процессом, определяющим характер движения положительных ионов в плазме газового разряда (см § 79 гл. X).

§ 37. Остаточная ионизация. Действие космических лучей. Действием радиоактивных излучений, исходящих из радиоактивных веществ в почве, и присутствием радиоактивных эманаций в воздухе объясняется постоянное наличие ионов в нижних слоях земной атмосферы и та *остаточная ионизация*, которая является

в лабораторных условиях предпосылкой возникновения самостоятельного разряда в любом разрядном промежутке, не подвергаемом действию какого-либо другого внешнего ионизатора. Остаточная ионизация не исчезает, как бы тщательно мы ни отгораживали газ от земных радиоактивных излучений. Мало того, при подъёме вверх от поверхности земли остаточная ионизация сперва уменьшается в связи с уменьшением интенсивности земных радиоактивных излучений, достигающих данной высоты, затем, начиная с высоты около 1,5 км, остаточная ионизация вновь возрастает и на больших высотах становится значительно больше, чем у поверхности земли. Этот факт послужил первым толчком к открытию и исследованию *космического излучения*, попадающего на землю из межзвёздных пространств.

Космическое излучение надо считать источником остаточной ионизации во всех тех случаях, когда газ надёжно защищён от действия любых других ионизаторов, включая радиоактивные излучения земной коры, а температура газа недостаточно высока для того, чтобы причиной остаточной ионизации могла являться термическая ионизация.

В заключение этой главы отметим, что в газе могут возникнуть объёмные заряды от фотоэлектронной эмиссии с поверхности распылённых в нём твёрдых или жидких частиц. В качестве примера можно указать на явления электризации воздуха в высоких облаках, состоящих из ледяных игл. В явлениях атмосферного электричества значительную роль играет также эффект зарядки водяных капель при их разбрызгивании и превращении крупных капель в мелкие.

Литература к гл. V

1. Ю в А. Л., и Д ю б р и д ж Л. А., Фотоэлектрические явления, ОНТИ, М.—Л., 1936, стр. 234—266.

ГЛАВА VI

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ В ВЫСОКОМ ВАКУУМЕ И В ГАЗЕ

§ 38. Основные законы и характер движения заряженных частиц в высоком вакууме и в газе. Движение заряженных частиц—свободных электронов и ионов—как в газах, так и в высоком вакууме при любых условиях складывается из двух составляющих. Во-первых, электроны и ионы, находящиеся среди большой совокупности однородных с ними или любых других частиц, находятся в непрерывном беспорядочном тепловом движении, сопровождаемом постоянным обменом энергией между соударяющимися частицами. Ионизованный газ мы можем представлять себе как своеобразную смесь нейтрального газа, ионного газа и электронного газа. Совокупность электронов в высоком вакууме можно рассматривать как электронный газ. Из этих представлений вытекает ряд выводов, оправдываемых опытом, а также ряд ценных методов расчёта электрических явлений, происходящих в газах и высоком вакууме.

Второй слагающей движения электронов и ионов является движение каждой заряженной частицы в электрическом поле. Слагающая эта может иметь место не только под действием наложенного извне электрического поля, потому что совокупность заряженных частиц сама создаёт макроскопические электрические поля, кроме случая полного равенства концентрации положительно и отрицательно заряженных частиц.

Как известно, при наличии электрического поля напряженности E и магнитного поля напряжённости H на частицу с зарядом e , движущуюся со скоростью v , действует сила:

$$F = eE + e [H \cdot v]. \quad (38,1)$$

На основании этого закона и зная массу частицы и напряжённость того и другого поля в каждой точке, можно найти траекторию частицы в высоком вакууме. Решение этой задачи и, в частности, задачи о фокусировке электронных пучков при помощи электрических и магнитных полей составляет предмет того раздела электроники, который носит название *электронной оптики* и о котором будет идти речь в гл. VII.

Как в газе, так и в вакууме двумя предельными случаями являются:

1) направленное движение электронов настолько преобладает над беспорядочным тепловым движением, что в первом приближении последнее можно не принимать во внимание.

2) Хаотическое движение электронов преобладает над направленным и определяет собой протекание наблюдаемого макроскопического явления в целом.

Оба этих предельных случая представляют собой абстракцию, удобную для практических расчётов и для теоретического решения задачи, но отражающую реальную действительность лишь с большим или меньшим приближением. В газовом разряде имеется ряд случаев и областей разряда, где это приближение достаточно не только для практических целей, но и для понимания основных закономерностей наблюдаемых явлений. Так, например, катодные части тлеющего разряда могут рассматриваться в первом приближении как относящиеся к первому из вышеуказанных случаев. Явления в плазме газового разряда хорошо расшифровываются с точки зрения второго случая. Однако при уточнении теории газового разряда необходимо считаться одновременно и с направленным и с беспорядочным движением электронов. Понятно также, что ряд переходных областей и режимов разряда не находит удовлетворительной трактовки при отнесении их ни к первому, ни ко второму случаю. Поэтому, говоря о характере движения электронов в газе, необходимо иметь в виду и третий случай.

3) Характер движения электронов в разряде таков, что это движение даже в первом приближении нельзя рассматривать ни как полностью упорядоченное направленное движение, ни как полностью беспорядочное движение. Понятно также, что математическая трактовка третьего случая представляет наибольшие трудности. Она возможна путём введения в закон распределения электронов по скоростям так называемых несимметричных членов, отражающих направленное движение.

В том случае, когда нарушается постоянство концентрации заряженных частиц какого-либо рода, их тепловое движение принимает характер диффузии. Избыточное количество частиц данного рода N , проходящее через квадратный сантиметр какой-либо плоскости, проведённой в рассматриваемом газе, в течение одной секунды в сторону уменьшающейся концентрации, и изменение концентрации n в данной точке определяются общими законами диффузии:

$$N = -D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (38,2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad \text{при} \quad \frac{\partial n}{\partial x} < 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad \text{при} \quad \frac{\partial n}{\partial x} > 0. \quad (38,3)$$

Ось X проведена при этом перпендикулярно к рассматриваемой

площадке. D —коэффициент диффузии данного рода частиц в данном газе при данных условиях. Знак минус в равенстве (38,2) появляется потому, что диффузия происходит в сторону убывающей концентрации. Коэффициент диффузии D связан со средней арифметической скоростью теплового движения частиц данного рода \bar{v} и со средней длиной их свободного пробега λ соотношением

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{v}. \quad (38,4)$$

Соотношение (38,4)—приближённое и соответствует максвелловскому распределению скоростей; значение коэффициента при $\lambda \bar{v}$ зависит от характера взаимодействия между частицами и от метода учёта последнего при выводе этой формулы. Характер, который принимает диффузия заряженных частиц при наличии электрического поля, описан ниже, в § 83 гл. X.

§ 39. Расчёты полей, созданных пространственными зарядами. Вольтамперная характеристика диода. Поле, действующее на каждый электрон в высоком вакууме или в газе, складывается из внешнего наложенного на электроды поля и из поля, созданного совокупностью всех остальных заряженных частиц, движущихся в приборе. Заряды этих частиц составляют *пространственный заряд*. *Плотностью пространственного заряда* ρ называют алгебраическую сумму зарядов всех частиц в единице объёма. Поэтому в случае высокого вакуума $\rho = -en$, где e —абсолютная величина элементарного электрического заряда, n —концентрация электронов в данном элементе объёма. Как известно из электростатики, потенциал в каждой точке электрического поля связан с плотностью пространственного заряда законом Пуассона:

$$\nabla^2 V = -4\pi\rho. \quad (39,1)$$

Решим для высокого вакуума задачу о распределении потенциала между плоским катодом, эмиттирующим электроны путём термоэлектронной эмиссии и находящимся при потенциале 0, и параллельным катоду плоским анодом, расположенным на расстоянии x_a от катода и находящимся при потенциале V_a , и найдём соотношение между имеющей место в этом случае плотностью тока i и разностью потенциалов между анодом и катодом $U_a = V_a$. Или, другими словами, решим задачу о вольтамперной характеристике двухэлектродной электронной трубки (плоского *диода*). Краевыми эффектами будем пренебрегать, т. е. будем принимать катод и анод за две параллельные безграничные плоскости. Проведём ось X перпендикулярно к поверхности катода и анода. Поместим начало координат на поверхности катода и примем потенциал катода за нуль. Упростим задачу, сделав следующие допущения:

1) Начальной скоростью электронов, покидающих катод, можно пренебречь. Ошибка, вносимая этим допущением, тем меньше,

чем больше U_a по сравнению со средней энергией вылетающих из катода электронов—энергией порядка $0,2 \text{ э.в.}$ при температуре раскалённого катода $2400\text{—}2500^\circ \text{ К.}$

2) Электронов около катода всегда очень много. Это допущение возможно, пока ток на аноде i_a далёк от тока насыщения. При достижении насыщения вывод перестаёт быть приложимым.

3) Пространственный заряд создаёт такое распределение потенциала V между электродами, что непосредственно у поверхности катода градиент потенциала равен нулю, т. е.

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = 0. \quad (39,2)$$

Это предположение необходимо сделать, если принять первое допущение. Если бы напряжённость поля у поверхности катода была больше нуля, то все эмиттируемые электроны попадали бы на анод и i_a равнялось бы току насыщения при всяком сколь угодно малом положительном потенциале анода. Если бы $\frac{dV}{dx}$ у катода было меньше нуля, то при наличии первого допущения ни один электрон, покидающий катод, не мог бы достигнуть анода.

В рассматриваемом нами случае вследствие симметрии эквипотенциальные поверхности должны быть плоскостями, параллельными катоду, поэтому уравнение (9,4) принимает вид

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho. \quad (39,3)$$

Скорость электрона, покинувшего катод с нулевой начальной скоростью, удовлетворяет соотношению

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \quad (39,4)$$

Обозначая ток с единицы поверхности катода через i , имеем:

$$i = -\rho v^1). \quad (39,5)$$

Исключая ρ и v из (39,3), (39,4) и (39,5), находим:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 2\sqrt{2}\pi\sqrt{\frac{m}{e}}iV^{-\frac{1}{2}}. \quad (39,6)$$

При стационарном режиме плотность отрицательного заряда в каждой данной точке поля должна быть постоянной во времени, а плотность электронного тока должна быть постоянной во времени и одинаковой на всех расстояниях x от катода. Поэтому i мы должны принимать в уравнении (39,6) за постоянную величину.

Умножая обе части уравнения (39,6) на $2\frac{dV}{dx}dx$, интегрируя в пределах от нуля до x и извлекая квадратный корень из обеих частей, находим, принимая во внимание, что $V=0$ при $x=0$ и что,

¹⁾ Знак минус потому, что под i мы понимаем абсолютную величину плотности тока, а ρ в данном случае отрицательно.

кроме того, согласно третьему допущению $\frac{dV}{dx} = 0$ при $x = 0$:

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2mV}{e}}. \quad (39,7)$$

Разделяя переменные и интегрируя, находим:

$$\frac{4}{3} V^{3/4} = \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2m}{e}} x. \quad (39,8)$$

Решение уравнения (39,8) относительно V даёт нам распределение потенциала в пространстве между катодом и анодом:

$$V = \sqrt[3]{\frac{81}{2} \pi^{2/3}} \left(\frac{e}{m}\right)^{-1/3} i^{2/3} x^{4/3}. \quad (39,9)$$

Вставляя в (39,9) вместо x расстояние между катодом и анодом x_a , а вместо V — потенциал анода $V_a = U_a$ и решая относительно i , находим зависимость силы электронного тока с единицы поверхности катода от напряжения между катодом и анодом:

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{1}{x_a^2} U_a^{3/2}. \quad (39,10)$$

Формула (39,10) носит название «закона трёх вторых». Она известна также под названием «закона Ленгмюра».

В том случае, когда катод представляет собой цилиндр радиуса r_0 , а анод — соосный с первым цилиндр радиуса r_a , пользуясь цилиндрическими координатами Z , r и φ , на основании условий симметрии задачи можно написать: $\frac{\partial V}{\partial Z} = 0$ и $\frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0$, а уравнение (39,1) — в виде

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dV}{dr} \right] = -4\pi\rho. \quad (39,11)$$

Уравнение (39,4) остаётся в силе. Уравнение (39,5) заменяется следующим:

$$i = -2\pi r \rho v. \quad (39,12)$$

Здесь i обозначает электронный ток с единицы длины катода. Такой же ток проходит через боковую поверхность любого соосного с катодом цилиндра высотой в 1 см.

Исключая v и ρ из (39,4), (39,11) и (39,12), находим:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dV}{dr} \right] = r \frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{dV}{dr} = i \sqrt{\frac{2m}{e}} V^{-1/2}. \quad (39,13)$$

Чтобы найти распределение потенциала между цилиндрическими электродами, надо найти интеграл уравнения (39,13). Как нетрудно убедиться подстановкой, таким интегралом является выражение

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{2/3}}{r}. \quad (39,14)$$

из которого, аналогично переходу от (39,9) к (39,10), вытекает выражение для вольтамперной характеристики цилиндрического диода:

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{r_a}, \quad (39,15)$$

где r_a — радиус анода. Выражение (39,14) представляет собой частный интеграл уравнения (39,13), но не удовлетворяет начальным условиям:

$$\text{при } r = r_0 \quad v = 0, \quad V = 0, \quad \frac{dV}{dr} = 0. \quad (39,16)$$

Рассмотрим решение уравнения (39,13), данное в виде ряда в 1923 году профессором Московского государственного университета Сергеем Анатоліевичем Богуславским как для случая, когда внутренний цилиндр радиуса r_0 в рассматриваемой нами конфигурации электродов является катодом, а внешний цилиндр радиуса r_a — анодом, как это обычно имеет место в цилиндрическом диоде, так и для случая, когда катодом, испускающим электроны, служит внешний цилиндр, а анодом — внутренний. Начнём с первого из только что указанных случаев.

Введём вместо r новую независимую переменную

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_0}. \quad (39,17)$$

Начальные условия (39,16) преобразуются в следующие:

$$\text{при } \gamma = 0 \quad v = 0, \quad V = 0, \quad \frac{dV}{d\gamma} = 0. \quad (39,18)$$

Так как $r = r_0 e^\gamma$, а $\frac{dr}{d\gamma} = r_0 \gamma e^\gamma$, то уравнение (39,13) при переходе к независимой переменной γ примет вид

$$V^{1/2} \frac{d^2 V}{d\gamma^2} = i \sqrt{\frac{2m}{e}} r_0 e^\gamma. \quad (39,19)$$

Ищем интеграл этого уравнения в виде ряда по возрастающим положительным степеням γ . Богуславский показывает, что уравнению (39,19) нельзя удовлетворить рядом, содержащим лишь целые степени γ . Обозначим степень первого члена искомого нами ряда через n , а e^γ в правой части уравнения (39,19) разложим в известный ряд:

$$e^\gamma = 1 + \gamma + \frac{1}{2!} \gamma^2 + \frac{1}{3!} \gamma^3 + \dots \quad (39,20)$$

Искомый нами ряд представим в виде

$$V = a_0 \gamma^n (1 + a_1 \gamma + a_2 \gamma^2 + a_3 \gamma^3 + \dots). \quad (39,21)$$

При подстановке этого ряда вместо V и вытекающего из него

ряда для $\frac{d^2V}{d\gamma^2}$ в левую часть (39,19) в этой части будет стоять ряд, в котором степень γ в первом члене будет равна $\frac{n}{2} + (n-2)$, а степень каждого следующего члена будет на единицу больше степени предыдущего члена. Чтобы ряды, получающиеся, таким образом, в левой и правой частях рассматриваемого выражения, были тождественны, надо, чтобы

$$\frac{n}{2} + n - 2 = 0, \text{ т. е. чтобы } n = \frac{4}{3}. \quad (39,22)$$

Поэтому искомым нами ряд можно представить в виде

$$V = a_0 \gamma^{4/3} (1 + a_1 \gamma + a_2 \gamma^2 + a_3 \gamma^3 + \dots). \quad (39,23)$$

Подставив это решение в (39,19), определим a_0, a_1, a_2, a_3 и т. д. путём сравнения коэффициентов при соответствующих степенях γ в правой и левой частях.

В результате такого подсчёта приходим к следующим значениям коэффициентов ряда Богуславского (39,23):

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= \left(\frac{9i}{2\sqrt{2}r_0} \sqrt{\frac{m}{e}} \right)^{2/3} \\ a_1 &= + \frac{2}{15}, \\ a_2 &= + \frac{11}{450}, \\ a_3 &= + \frac{874}{222750} = 3,9236813 \cdot 10^{-3}, \\ a_4 &= + \frac{99133}{1680 \times 111375} = 5,2981133 \cdot 10^{-4}, \\ a_5 &= + \frac{113986}{2448 \times 779625} = 5,9724750 \cdot 10^{-5}, \\ a_6 &= + 5,57741 \cdot 10^{-6}, \\ a_7 &= + 4,2461 \cdot 10^{-7}, \\ a_8 &= + 2,649 \cdot 10^{-8}, \\ a_9 &= + 1,35 \cdot 10^{-9}, \\ a_{10} &= + 9,7 \cdot 10^{-11} \\ &\dots \end{aligned} \right\} \quad (39,24)$$

Решим уравнение (39,23) относительно i . В полученном решении заменим V через U_a и соответственно этому γ через $\gamma_0 = \ln \frac{r_a}{r_0}$ и, кроме того, для более удобного сравнения с выражением (39,15), обычно применяемым для формулы характеристики цилиндри-

ческого диода, помножим и разделим правую часть в полученном для i выражении на $\frac{r_a}{r_0} = e^{\gamma_0}$. Найдем:

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m} \frac{U_a^{3/2}}{r_a}} e^{\gamma_0} \gamma_0^{-2} (1 + a_1 \gamma_0 + a_2 \gamma_0^2 + a_3 \gamma_0^3 + \dots)^{\frac{3}{2}}. \quad (39,25)$$

Таким образом, вольтамперную характеристику цилиндрического диода можно представить в виде

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m} \frac{U_a^{3/2}}{r_a^2}} \beta^2. \quad (39,26)$$

Здесь β^2 является поправочным множителем, который необходимо ввести в знаменатель выражения (39,15) для того, чтобы оно удовлетворяло начальным условиям задачи. Множитель β^2 может быть подсчитан для различных отношений радиусов анода и катода при помощи ряда¹⁾:

$$\beta^2 = \frac{r_0}{r_a} \gamma_0^2 (1 + a_1 \gamma_0 + a_2 \gamma_0^2 + a_3 \gamma_0^3 + \dots)^{3/2}. \quad (39,27)$$

Приведённые выше значения коэффициентов ряда Богуславского $a_1, a_2, a_3, \dots, a_{10}$ позволяют подсчитать величины поправочного множителя β^2 с точностью до одной единицы четвёртого знака после запятой до значений $\frac{r_a}{r_0}$ порядка 70. Это полностью перекрывает весь практически существенный интервал значений $\frac{r_a}{r_0}$. При $\frac{r_a}{r_0} = 1$ имеем $\beta^2 = 0$; затем β^2 возрастает до $\beta^2 = 1,09465$ при $\frac{r_a}{r_0} = 41,25$ и после этого начинает убывать, как это видно из таблицы 1 (см. стр. 140). При $\frac{r_a}{r_0} \rightarrow \infty$ значение $\beta^2 \rightarrow 1^2$.

Таким образом, ошибка, происходящая при использовании вместо точного решения (39,25) упрощённой формулы (39,15) в интервале значений $\frac{r_a}{r_0}$ больших, чем 7,5, может достигать 9,47%. Как увидим ниже, эта ошибка в значительной мере компенсируется наличием у электронов при выходе из катода начальных скоростей. Для случая, когда внешний цилиндр радиуса r_a является катодом, а внутренний цилиндр радиуса r_0 анодом,

1) Обозначение « β^2 » принято в литературе.

2) В этой таблице значения β^2 в области максимума (от $\frac{r_a}{r_0} = 35$ до $\frac{r_a}{r_0} = 50$) подсчитаны по формуле (39,27); остальные значения β^2 приведены по имеющимся в литературе таблицам, составленным другим методом, более сложным и значительно менее наглядным, чем изложенный здесь метод С. А. Богуславского.

Таблица 1

Значения поправочного множителя β^2 в формуле вольтампернойхарактеристики цилиндрического диода $i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{r_a \beta^2}$

$\frac{r_a}{r_0}$	β^2	$\frac{r_a}{r_0}$	β^2	$\frac{r_a}{r_0}$	β^2
1,0	0,0000	35,0	1,09366	70,0	1,0878
1,5	0,1193	38,0	1,09439	80,0	1,0845
2,0	0,2793	40,0	1,09456	100	1,0782
5,0	0,7666	41,25	1,09465	160	1,0634
10,0	0,9782	42,5	1,09463	250	1,0494
14,0	1,0352	45,0	1,09444	500	1,0397
20,0	1,0715	50,0	1,09363	1000	1,0171
30,0	1,0908	60,0	1,0910	5000	1,0020

Богуславский вводит независимую переменную

$$\gamma_1 = \ln \frac{r_a}{r}$$

и таким же путём, как и выше, приходит для вольтамперной характеристики к решению:

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{r_a} \gamma_0^2 (1 - a_1 \gamma_0 + a_2 \gamma_0^2 - a_3 \gamma_0^3 + a_4 \gamma_0^4 - a_5 \gamma_0^5 + \dots)^{3/2}.$$

Абсолютные значения коэффициентов a_1 до a_{10} — те же, что и выше, и γ_0 попрежнему равно $\ln \frac{r_a}{r_0}$.

Таким образом, в этом случае поправочный множитель β_1^2 выражается рядом

$$\beta_1^2 = \gamma_0^2 (1 - a_1 \gamma_0 + a_2 \gamma_0^2 - a_3 \gamma_0^3 + a_4 \gamma_0^4 - a_5 \gamma_0^5 + \dots)^{3/2} \quad (39,28)$$

и является монотонно возрастающей функцией от отношения $\frac{r_a}{r_0}$ согласно следующей таблице 2:

Таблица 2

γ_0	0	2,4	5	10	50	100	200	$\rightarrow \infty$
β_1^2	0	1,01	9,29	37,0	450,2	1175	2946	$\rightarrow \infty$

Подставляя в (39,26) численное значение констант, находим для тока i с единицы длины цилиндрического катода в амперах

при напряжении на цилиндрическом аноде U_a в вольтах:

$$i = 1,468 \cdot 10^{-5} \frac{U_a^{3/2}}{\beta^2 r_a} \text{ ампер.} \quad (39,29)$$

Для распределения потенциала между цилиндрическими коаксиальными катодом и анодом находим:

$$V = \left(\frac{10^{53} \beta^2}{1,468} \right)^{2/3} i^{2/3} r^{2/3} \text{ вольт.} \quad (39,30)$$

Формулы (39,10) и (39,29) справедливы лишь для средней части характеристики. При малых U_a сильно сказывается начальная скорость электронов; характеристика идёт выше, чем следует из этих формул; в частности, при $U_a=0$ значение $i \neq 0$. При больших U_a избытка электронов у катода нет: все электроны, эмиттируемые катодом, идут на анод; величина анодного тока равна току насыщения.

В случае электронной лампы с катодом в виде нити, нагреваемой током накала, насыщение наступает не одновременно для различных точек нити вследствие падения потенциала вдоль нити, и переход от следующей «закону трёх вторых» средней части характеристики к прямой насыщения имеет вид постепенного загиба кривой.

Посмотрим, к чему приводит отказ от первого из упрощающих задачу условий. Допустим, что электроны, покидающие катод, имеют некоторые конечные начальные скорости, распределённые по Максвеллу. При потенциале анода ниже потенциала насыщения не все электроны, покидающие катод, долетают до анода. Наличие отрицательного пространственного заряда приводит к тому, что около катода имеется поле, замедляющее движение электронов и возвращающее часть из них к катоду.

Отсюда вытекает, что от катода к аноду потенциал сперва убывает и лишь затем возрастает. На некотором расстоянии от катода имеется поверхность минимального потенциала, через которую прорываются к аноду лишь электроны с начальной скоростью v_0 , превосходящей величину, определяемую равенством

$$\frac{mv_0^2}{2} = eU_m, \quad (39,31)$$

где U_m —разность потенциалов между катодом и поверхностью минимального потенциала.

На рис. 45 схематически представлен ход кривой распределения потенциала между плоскими катодом и анодом, соответствующий: а) отсутствию пространственных зарядов—прямая *I*, б) формуле (39,10), выведенной без учёта начальных скоростей электронов,—кривая *II*, касающаяся оси абсцисс в начале координат, в) действительному распределению потенциала при наличии начальных скоростей—кривая *III*.

Из условий симметрии заключаем: в случае плоских параллельных электродов поверхность минимального потенциала также представляет собой параллельную катоду плоскость; в случае соосных круглых цилиндров—круглую цилиндрическую поверхность с той же осью, что и у катода.

В том случае, когда цепь анода не замкнута и на анод не наложено извне никакого потенциала, движение электронов сводится к их беспорядочному тепловому движению. Электроны оседают на аноде и заряжают его отрицательно по отношению к катоду. Поверхность минимального потенциала совпадает с поверхностью анода. Если повышать потенциал анода, то поверхность минимального потенциала отделяется от анода и начинает приближаться к катоду. При токе насыщения и при дальнейшем повышении потенциала анода поверхность минимального потенциала совпадает с поверхностью катода.

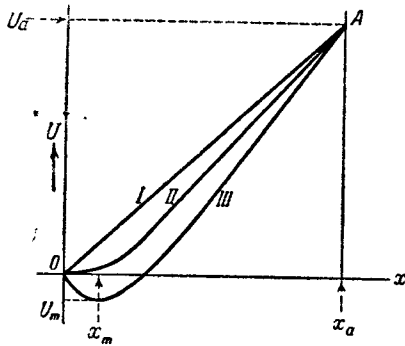


Рис. 45. Распределение потенциала V между плоскими электродами O и A , из которых один (O) является источником электронной эмиссии. U_a —потенциал анода, x_a —расстояние между анодом и катодом, U_m и x_m —величина и положение минимального потенциала.

среди электронов, покидающих раскалённый металлический катод, находящийся при температуре T , дано Ленгмюром в виде функциональной связи между двумя величинами, обозначенными им через ξ и через η . Величина ξ однозначно связана с координатой x , с плотностью тока i и с температурой катода T выражением

$$\xi = 4 \left(\frac{\pi}{2k} \right)^{3/4} m^{1/4} e^{1/2} T^{3/4} i^{1/2} (x - x_m), \quad (39,32)$$

или, выражая плотность тока i в a/cm^2 :

$$\xi = 9,174 \cdot 10^5 T^{3/4} i^{1/2} (x - x_m). \quad (39,33)$$

Здесь x_m —координата плоскости минимального потенциала, а x —координата данной точки поля.

Величина η связана с потенциалом V в данной точке поля и с потенциалом поверхности минимального потенциала соотношением

$$\eta = \frac{e}{kT} (V - V_m), \quad (39,34)$$

или, выражая V и V_m в вольтах,

$$\eta = \frac{11\,600}{T} (V - V_m). \quad (39,35)$$

Функциональную связь между η и ξ Ленгмюр даёт в виде таблицы и соответствующей этой таблице кривой I рис. 46, а также в виде быстросходящегося ряда, первые два члена которого имеют вид

$$\xi = \frac{2}{3} 2^{1/2} \pi^{1/4} \eta^{3/4} + 1,6685 \eta^{1/4} + \dots \quad (39,36)$$

Этот ряд применим только к точкам, для которых $x > x_m$.

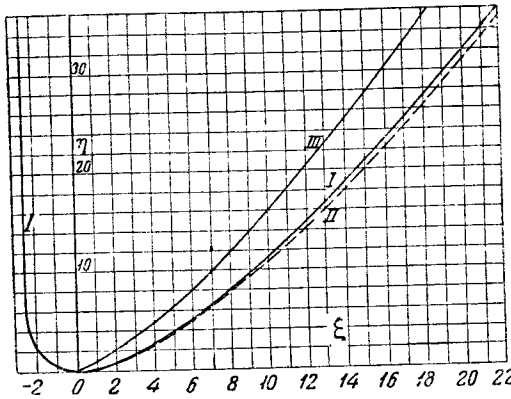


Рис. 46. I —кривая Ленгмюра для η как функция от ξ ; II —приближённый ход той же кривой, соответствующий формуле (39,37); III —распределение потенциала между плоскими электродами при начальной скорости всех электронов, равной нулю, выраженное в величинах η и ξ .

Выражения (39,33), (39,34) и (39,36) приводят путём исключения ξ и η к решению задачи о характеристике плоского диода: оно имеет вид

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m} \frac{(V_a - V_m)^{3/2}}{(x - x_m)^2}} \left\{ 1 + 2,658 \frac{e}{kT} (V_a - V_m)^{-1/2} \right\}. \quad (39,37)$$

При этом приближённом решении ряд (39,36) оборван на втором члене.

Выражая плотность тока i в амперах, разницу потенциалов между анодом и катодом U_a в вольтах, находим выражение для вольтамперной характеристики плоского диода в виде

$$i = 2,334 \cdot 10^{-6} \frac{(U_a - V_m)^{3/2}}{(x - x_m)^2} \left\{ 1 + 0,0247T^{1/2} (U_a - V_m)^{-1/2} \right\}. \quad (39,38)$$

Чтобы найти значения x_m и V_m для подстановки в формулы (39,37) и (39,38), необходимо знать плотность полного тока термоэлектронной эмиссии катода или, другими словами, плотность тока насыщения диода.

На поверхности минимального потенциала напряжённость поля $E = -\frac{dV}{dx}$ равна нулю. Через эту поверхность электроны проходят в направлении к аноду исключительно вследствие их беспорядочного теплового движения. Плотность электронного тока равна

$$i = \frac{1}{4} en\bar{v}, \quad (39,39)$$

где n — концентрация электронов на поверхности минимального потенциала, \bar{v} — средняя арифметическая скорость их теплового движения. Плотность тока насыщения с катода

$$i_s = \frac{1}{4} en_s\bar{v}, \quad (39,40)$$

где n_s — концентрация электронов в непосредственной близости от катода. Отсюда

$$\frac{i}{i_s} = \frac{n}{n_s}. \quad (39,41)$$

Согласно теореме Больцмана для электронного газа в задерживающем электрическом поле

$$n = n_s e^{-\frac{e|V_m|}{kT}}. \quad (39,42)$$

Из (39,41) и (39,42) находим:

$$V_m = -\frac{kT}{e} \ln \frac{i_s}{i} \text{ CGSE} = -\frac{T}{11\,600} \ln \frac{i_s}{i} \text{ вольт}. \quad (39,43)$$

Из (39,43) видно, что V_m зависит от плотности тока, а следовательно, и от напряжения U_a .

x_m определяется из выражения (39,32) после подстановки в него $x = 0$ и значения ξ на катоде ξ_k .

Величину ξ_k определяем из значения η на катоде по таблице Ленгмюра или по кривой рис. 46. Значение η на катоде получим, положив в (39,36) $V = 0$, что даёт:

$$\eta_k = 2,303 \lg \frac{i_s}{i}. \quad (39,44)$$

Формула (39,38) не даёт непосредственно вольтамперную характеристику плоского диода, но позволяет построить эту характеристику по отдельным точкам. Для этого необходимо задаться наперёд рядом последовательных значений для i и, подставив эти значения в (39,43) и (39,44), найти V_m и x_m , соответствующие каждому значению i . Затем подставить эти значения в (39,38) и найти отсюда соответствующие U_m .

Практическое значение решения (39,38) заключается не в этой возможности, а в том, что оно позволяет установить порядок величины ошибок, имеющих место при пользовании соотношением (39,10), выведенным без учёта распределения начальных скоростей электронов. Для плоских электродов эта ошибка оказывается порядка нескольких десятков процентов для средней части характеристики.

Для вольтамперной характеристики цилиндрического диода выведена приближённая формула

$$i = \frac{2\sqrt{2\frac{e}{m}}}{9\beta^2 r_a} \left[V_a - V_m + \frac{V_0}{4} \left(\ln \frac{V_a}{\lambda V_0} \right)^2 \right]^{3/2}, \quad (39,45)$$

где V_0 —средняя энергия электронов при выходе из катода в электрон-вольтах, определяемая выражением

$$V_0 = \frac{3}{2} \frac{300kT}{e} = \frac{T}{7740}; \quad (39,46)$$

λ —эмпирическая постоянная, близкая к единице. Вычисленные на основании формулы (39,46) поправки к величине тока в цилиндрическом диоде, полученной по формуле (39,29), не учитывающей начальное распределение скоростей электронов, составляют для средней, практически наиболее важной части характеристики несколько процентов. Знак этой поправки противоположен знаку поправки, учитываемой величиной β^2 в знаменателе выражения (39,29). В практически наиболее существенной части характеристики цилиндрического диода обе ошибки, имеющие место при подсчёте i по упрощённой формуле (39,14) или, что то же, если i выражено в амперах, а U_a в вольтах, по формуле

$$i = 1,468 \cdot 10^{-5} \frac{U_a^{3/2}}{r_a}, \quad (39,47)$$

почти компенсируют одна другую. Это обстоятельство оправдывает общепринятое пользование выражением (39,47) при всех практических расчётах цилиндрических диодов.

§ 40. Физика электронных ламп. А. Д и о д. Законы термоэлектронной эмиссии (гл. II) и расчёт полей, изложенный в предыдущем параграфе, исчерпывают два основных вопроса физики плоских и цилиндрических диодов при отсутствии магнитного поля. Третьим существенным вопросом является вопрос о допустимой величине мощности, рассеиваемой на аноде диода. Энергия, выделяющаяся на аноде за время, равное 1 сек. при работе диода и приводящая к повышению температуры анода, равна кинетической энергии ударяющихся за это время об анод электронов плюс энергия, освобождающаяся при прохождении этими электронами потенциального барьера на поверхности анода.

Рассеиваемая на поверхности анода мощность P_a равна

$$P_a = IU_a + I\varphi, \quad (40,1)$$

где I —ток на анод, φ —работа выхода материала анода, выраженная в электрон-вольтах. Так как во всех практически интересных случаях $U_a \gg \varphi$, то вторым членом выражения (40,1) можно пренебречь по сравнению с первым и написать, как это обычно принято,

$$P_a = IU_a, \quad (40,2)$$

При стационарном режиме температура анода остаётся постоянной и

$$P_a = P_{\text{изл}}, \quad (40,3)$$

где $P_{\text{изл}}$ —мощность излучения анода в целом. Таким образом, предельно допустимое значение мощности, рассеиваемой на аноде, являющееся одним из параметров любой электронной трубки, $P_{a_{\text{макс}}}$ зависит от излучательной способности материала анода, а также от формы анода, так как энергия, излучаемая одной частью поверхности анода, может быть вновь поглощена другой частью этой поверхности. $P_{a_{\text{макс}}}$ зависит также от обработки и состояния поверхности анода. Для гладких цилиндрических анодов из никеля $P_{a_{\text{макс}}}$ принимают равным 1 вт/см^2 , для анодов из тантала— 7 вт/см^2 , из молибдена— 6 вт/см^2 . В электронных приборах средней мощности анод покрывают плёнкой вещества, обладающего большей излучательной способностью, например платиновой чернью, и делают поверхность анода шероховатой. В мощных генераторных лампах анод охлаждают водой.

Вторым параметром диода является *крутизна характеристики* диода:

$$S = \frac{dI}{dU_a}. \quad (40,4)$$

Пользуясь выражением (39,29), находим для цилиндрического анода при эффективной длине нити l :

$$S = \frac{3}{2} 1,468 \cdot 10^{-5} l \frac{U_a^{1/2}}{r} \text{ ампер/вольт}. \quad (40,5)$$

Третий параметр диода—*внутреннее сопротивление* диода:

$$R_i = \frac{dU_a}{dI} = \frac{1}{S}. \quad (40,6)$$

Четвёртый параметр диода—ток насыщения I_s . Ток I_s можно увеличить, повысив температуру катода. Но вместе с увеличением I_s уменьшается полезный срок службы катода. Чем выше температура, тем быстрее происходит испарение металлического катода и разрушение оксидного катода. Рабочую температуру катода выбирают так, чтобы она соответствовала определённой средней продолжительности срока службы катода. В электронных лампах продолжительность срока службы катода устанавливают, исходя из экономических соображений, учитывающих,

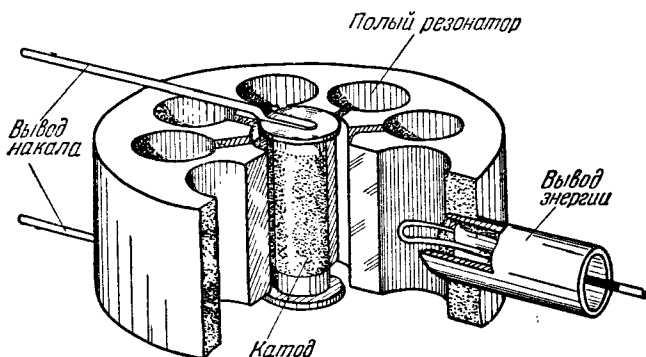


Рис. 47. Схема многокамерного магнетрона.

с одной стороны, стоимость лампы, с другой—экономическую эффективность катода, оцениваемую отношением электронного тока, выраженного в миллиамперах, к мощности тока накала катода, выраженной в ваттах—так называемая *мера накала*.

Особую разновидность диодов представляют собой *магнетроны*, применяемые для генерации электромагнитных волн сантиметрового диапазона. В магнетроне катод представляет собой никелевый цилиндр, покрытый оксидным слоем. Анод—толстый, круглый металлический диск, соосный с катодом, с цилиндрическим вырезом в центре и с прорезями, ведущими в резонансные полости (рис. 47). Параллельно оси катода и анода в магнетроне накладывают постоянное магнитное поле, завихряющее траектории электронов и приводящее электроны частично обратно на катод. При прохождении электронов в высокочастотном переменном поле между сегментами анода происходит, с одной стороны, фазовая фокусировка электронов (см. § 54 гл. VII), а с другой—наведение на сегментах разрезного анода высокочастотных колебаний потенциала. Эта своеобразная обратная связь или, другими словами, взаимодействие между пучком вращающихся вокруг катода электронов и бегущей по секторам цилиндрического анода волной приводит к раскачиванию колебаний и к возможности генериро-

вать, таким образом, колебания, частота которых обусловлена собственной частотой резонансных полостей анода.

Возвращающиеся на катод магнетрона электроны ударяются об него, обладая значительным запасом кинетической энергии. Это ведёт к дополнительному нагреву катода магнетрона, а также к тому, что в рабочем режиме магнетрона значительная доля эмиссии с катода приходится на долю вторичной электронной эмиссии.

Описанные здесь магнетроны с резонансными полостями в аноде были впервые предложены и построены советскими инженерами А. Ф. Алексеевым и Д. Т. Маляровым¹⁾.

Б. Триод. В трёхэлектродной электронной лампе—*триоде*— напряжённость электрического поля около катода и тесно связанная с этой напряжённостью сила эмиссионного тока с катода зависят не только от разности потенциалов анод—катод U_a , но и от разности потенциалов сетка—катод U_c . Так как сетка находится на более близком расстоянии от катода, чем анод, и, кроме того, в значительной степени экранирует пространство около катода от поля, создаваемого анодом, то U_c оказывает на насыщенный эмиссионный ток с катода гораздо большее влияние, чем напряжение на аноде U_a . Чтобы иметь возможность применить к анодному току I_a триода закон трёх вторых, в теории триода вводят условное понятие *действующего напряжения*. Под действующим напряжением U_d понимают ту разность потенциалов между сеткой и катодом, при которой сила эмиссионного тока с катода, ограниченная пространственным зарядом, имела бы при отсутствии анода ту же самую величину, которую она имеет при напряжении на сетке U_c и напряжении на аноде U_a . Опыт показывает, что действующее напряжение U_d может быть выражено соотношением

$$U_d = U_c + DU_a, \quad (40,7)$$

причём $D < 1$. Для каждого данного триода в широких пределах значений U_a величина D является почти постоянной. D называют *проницаемостью* сетки триода или, короче, *проницаемостью* триода.

Обратная величина проницаемости $\mu = \frac{1}{D}$ носит название *коэффициента усиления* триода.

Строго говоря, эмиссионный ток с катода равен сумме анодного тока I_a и тока электронов на сетку I_c :

$$I_e = I_a + I_c, \quad (40,8)$$

но во всех случаях применения триодов в качестве усилительных или генераторных ламп U_c либо отрицательно, либо имеет

¹⁾ ЖТФ 10, 1927 (1941).

небольшую положительную величину. Поэтому во всех практических случаях ток электронов на сетку либо равен нулю, либо им можно пренебречь по сравнению с I_a ¹⁾.

Таким образом, закон трёх вторых в применении к цилиндрическому триоду можно написать так:

$$I_a = 1,468 \cdot 10^{-5} \frac{U_c^{3/2}}{r_c} = 1,468 \cdot 10^{-5} \frac{1}{r_c} (U_c + DU_a)^{3/2} \text{ ампер (40,10)}$$

или в общем виде:

$$I_a = f(U_c, U_a). \quad (40,11)$$

При постоянном U_a выражение (40,10) представляет собой *вольт-амперную характеристику триода*.

Крутизной характеристики S в случае триода называют производную от I_a по U_c :

$$S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_c} \right)_{U_a = \text{const}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{1,468 \cdot 10^{-5}}{r_c} (U_c + DU_a)^{1/2}. \quad (40,12)$$

Внутренним сопротивлением триода называют величину

$$R_i = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right)_{U_c = \text{const}}. \quad (40,13)$$

Написав полный дифференциал анодного тока I_a , находим:

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a \quad (40,14)$$

или

$$dI_a = S dU_c + \frac{1}{R_i} dU_a. \quad (40,15)$$

¹⁾ Для отношения $\frac{I_c}{I_a}$ в случае цилиндрического триода выведена полуэмпирическая формула

$$\frac{I_c}{I_a} = \alpha \sqrt{\frac{U_c}{U_a} \cdot \frac{\ln \frac{r_a}{r_0}}{\ln \frac{r_c}{r_0}}}, \quad (40,9)$$

где r_a , r_c , и r_0 —соответственно радиус анода, радиус сетки и радиус катода, а α —так называемый *коэффициент заполнения*, дающий отношение площади проекции конфигурации сетки на анод к общей площади анода в предположении, что высота цилиндрической сетки равна высоте цилиндра анода.

Продифференцируем выражение (40,7). Найдём:

$$dU_{\text{д}} = dU_{\text{с}} + D dU_{\text{а}}. \quad (40,16)$$

Дадим $U_{\text{с}}$ и $U_{\text{а}}$ такие приращения (алгебраические), чтобы $U_{\text{д}}$ не изменилось. В этом случае ток $I_{\text{а}}$ также не изменится, и мы будем иметь:

$$dU_{\text{с}} + D dU_{\text{а}} = 0; \quad D = - \left(\frac{\partial U_{\text{с}}}{\partial U_{\text{а}}} \right)_{I_{\text{а}} = \text{const}}; \quad \mu = - \left(\frac{\partial U_{\text{а}}}{\partial U_{\text{с}}} \right)_{I_{\text{а}} = \text{const}} \quad (40,17)$$

$$dI_{\text{а}} = S dU_{\text{с}} + \frac{1}{R_{\text{i}}} dU_{\text{а}} = 0, \quad (40,18)$$

$$dU_{\text{а}} = - \frac{dU_{\text{с}}}{D}. \quad (40,19)$$

Из (40,18) и (40,19) находим:

$$S dU_{\text{с}} - \frac{1}{DR_{\text{i}}} dU_{\text{с}} = 0 \text{ и, наконец, } SR_{\text{i}}D = 1. \quad (40,20)$$

Формула (40,20) носит название «внутреннее уравнение триода» (соотношение Баркгаузена).

Выясним физический смысл проницаемости D . Рассмотрим поле, создаваемое около поверхности катода цилиндрического триода сеткой и анодом. Электрический заряд Q_1 , индуцируемый на поверхности катода полем сетки, $Q_1 = C_{\text{ск}} U_{\text{с}}$, где $C_{\text{ск}}$ — ёмкость сетка-катод. Электрический заряд, индуцируемый на поверхности катода той части анодного поля, которая не заэкранирована сеткой $Q_2 = C_{\text{ак}} U_{\text{а}}$, где $C_{\text{ак}}$ — ёмкость анод-катод с учётом экранирующего действия сетки. Суммарный заряд поверхности цилиндрического катода при напряжении на сетке $U_{\text{с}}$ и напряжении на аноде $U_{\text{а}}$:

$$Q = Q_1 + Q_2 = C_{\text{ск}} U_{\text{с}} + C_{\text{ак}} U_{\text{а}}, \quad (40,21)$$

а напряжённость поля u на поверхности катода при отсутствии пространственного заряда:

$$E_{\text{к}} = \frac{2Q}{r_0} = \frac{2(C_{\text{ск}} U_{\text{с}} + C_{\text{са}} U_{\text{а}})}{r_0}, \quad (40,22)$$

где r_0 — радиус катода. Заменим мысленно сетку и анод цилиндром с радиусом, равным радиусу сетки, и подберём на этом цилиндре действующее напряжение $U_{\text{д}}$ так, чтобы напряжённость поля у катода $E_{\text{к}}$, а следовательно, и электрический заряд на поверхности катода Q были те же, что и в нашем триоде. Ёмкость между заменяющим сетку и анод цилиндром и катодом

обозначим через C . Будем иметь:

$$Q = CU_{\text{д}}, \quad (40,23)$$

$$E_{\text{к}} = \frac{2Q}{r_0} = \frac{2CU_{\text{д}}}{r_0}. \quad (40,24)$$

Допустим для упрощения расчёта, что ёмкость C можно положить равной сумме ёмкостей сетка-катод, и анод-катод, т. е. что

$$C = C_{\text{ск}} + C_{\text{ак}}. \quad (40,25)$$

В таком случае, приравнивая правые части выражений (40,24) и (40,23), найдём:

$$C_{\text{ск}} U_{\text{с}} + C_{\text{ак}} U_{\text{а}} = (C_{\text{ск}} + C_{\text{ак}}) U_{\text{д}}. \quad (40,26)$$

Разделив правую и левую части (40,26) на $C_{\text{ск}}$ и вводя обозначение $D' = \frac{C_{\text{ак}}}{C_{\text{ск}}}$, найдём выражение для действующего напряжения:

$$U_{\text{д}} = \frac{U_{\text{с}} + D' U_{\text{а}}}{1 + D'}. \quad (40,27)$$

Это выражение отличается от написанного нами ранее выражения для действующего напряжения (40,7) наличием знаменателя $1 + D'$ в правой части. Кроме того, само определение действующего напряжения теперь несколько иное, чем раньше, и лучше соответствует применению формулы (40,10) к цилиндрическому триоду. Выражение (40,27) приводит к новому определению проницаемости триода, а именно: *проницаемость триода представляет собой отношение ёмкости анод-катод и ёмкости сетка-катод*. На практике отношение $\frac{C_{\text{ак}}}{C_{\text{ск}}}$ в случае триода очень

редко бывает больше чем 0,1. Поэтому обычно пренебрегают D' по сравнению с единицей и не делают разницы между обоими определениями проницаемости триода. Это допустимо также ввиду некоторой неточности, вводимой в элементарную теорию проницаемости сделанным выше допущением (40,25). Другая неточность этой теории заключается в следующем.

Согласно элементарной теории

$$D = \frac{C_{\text{ак}}}{C_{\text{ск}}} \quad (40,28)$$

и не зависит от силы анодного и сеточного токов триода. В действительности, вследствие изменения отношения между этими токами и искажения поля пространственным зарядом такая зависимость имеет до некоторой степени место, как это показывает

экспериментальная кривая *I* рис. 48 для зависимости коэффициента усиления μ от I_a .

На том же рисунке приведены кривые *II* и *III*, иллюстрирующие ход изменения крутизны характеристики триода *S* и внутреннего сопротивления триода R_i , с изменением I_a .

Выражение (40,28) даёт возможность подсчитать проницаемость триода путём теоретического подсчёта ёмкостей $C_{сн}$ и $C_{ан}$. При этом исходят из выражений, имеющих место для ёмкости плоского или цилиндрического конденсатора, и решают задачу,

пользуясь математическим методом конформных отображений. Для случая цилиндрического триода таким путём найдено выражение

$$D = \frac{\ln \operatorname{ch} \frac{2\pi\rho_c}{p} \cdot \ln \operatorname{sh} \frac{2\pi\rho_c}{p}}{\frac{2\pi r_c}{p} \ln \frac{r_a}{r_c} - \ln \operatorname{ch} \frac{2\pi\rho_c}{p}} \quad (40,29)$$

Здесь sh и ch —гиперболические синус и косинус, p —расстояние между осями проволок сетки, ρ_c —радиус проволок сетки. При этом предполагается, что сетка состоит из ряда проволок, параллельных катоду, или ряда прово-

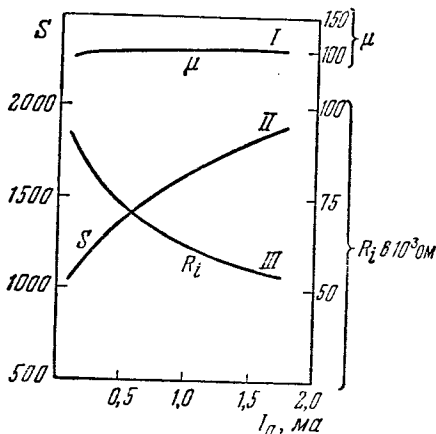


Рис. 48. Зависимость параметров триода D , S и R_i от анодного тока триода I_a .

лочных колец с общей осью, совпадающей с осью цилиндрического триода. Формула (40,29) применима также и в случае сетки из спиральных витков проволоки. Другая, менее точная, но более удобная для вычислений формула для проницаемости цилиндрического триода имеет вид

$$D = \frac{p}{2\pi r_c} \frac{\ln \frac{p}{\rho_c}}{\ln \frac{r_a}{r_c}} \quad (40,30)$$

Аналогичные формулы для плоского триода с расстояниями от анода до катода и от сетки до катода, равными соответственно x_a и x_c , имеют вид

$$D = \frac{\ln \operatorname{ch} \frac{2\pi\rho_c}{p} - \ln \operatorname{sh} \frac{2\pi\rho_c}{p}}{2\pi \frac{x_a - x_c}{p} - \ln \operatorname{ch} \frac{2\pi\rho_c}{p}} \quad (40,31)$$

и

$$D = \frac{\rho \ln \frac{P}{2\pi\rho c}}{2\pi\rho c \left(\frac{x_a}{x_c} - 1 \right)}. \quad (40,32)$$

Формула (40,32) выведена для катода в виде одной нити, но практически приложима и для катода в виде петель. Величины S , D и R_i называются *статическими* параметрами триода. Экспериментально их можно определить при помощи специальных

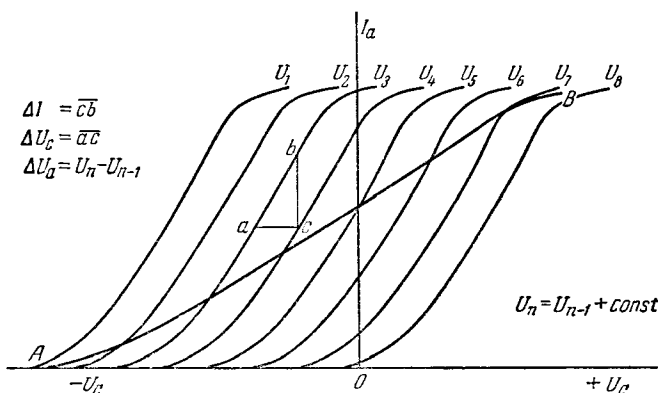


Рис. 49. Семейство статических характеристик и динамическая характеристика AB триода, I_a —анодный ток, U_c —сеточное напряжение, U_1, U_2, \dots —анодные напряжения. Треугольник abc служит для определения параметров S , R и μ по формулам (40,12), (40,13) и (40,17).

измерительных схем, а также путём построения семейства статических характеристик триода (рис. 49), соответствующих различным напряжениям на аноде.

В рабочем режиме триода благодаря наличию в анодной цепи внешнего сопротивления R_a вместе с изменением анодного тока I_a изменяется и напряжение на аноде U_a . Поэтому при применении триода (например, при расчёте усиления переменного напряжения) приходится прибегать не к статической, а к *динамической характеристике*, представленной на рис. 49 для определённого значения R_a кривой AB . Ход динамической характеристики зависит от R_a . При подсчёте крутизны динамической характеристики S_d , при дифференцировании I_a по dU_c необходимо учитывать, что U_a уже не постоянно, как это имело место при подсчёте крутизны статической характеристики S , а изменяется с изменением U_c . Поэтому приходится пользоваться полным диффе-

ренциалом I_a как функции от переменных U_c и U_a в виде

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a. \quad (40,33)$$

Но

$$dU_a = -R_a dI_a. \quad (40,34)$$

Подставляя это значение dU_a в (40,33), находим, решая относительно dI_a :

$$dI_a = \frac{SR_i}{R_i + R_a} dU_c. \quad (40,35)$$

Следовательно,

$$S_d = \frac{dI_a}{dU_c} = \frac{SR_i}{R_i + R_a}. \quad (40,36)$$

Крутизна динамической характеристики тем больше, чем меньше отношение $\frac{R_a}{R_i}$.

Динамическим коэффициентом усиления μ_d называют отношение абсолютной величины изменения напряжения на аноде к абсолютной величине изменения напряжения на сетке при $dI_a=0$, т. е.

$$\mu_d = \left| \left(\frac{dU_a}{dU_c} \right)_{I=\text{const}} \right|.$$

Заменяя в (40,36) SR_i через $\frac{1}{D} = \mu$ согласно формуле (40,20) и пользуясь соотношением (40,34), находим:

$$\mu_d = \left| \frac{dU_a}{dU_c} \right| = \mu \frac{R_a}{R_i + R_a} = \frac{1}{D} \frac{R_a}{R_i + R_a}, \quad (40,37)$$

$$dI_a = \frac{\mu}{R_i + R_a} dU_c. \quad (40,38)$$

При заданном внешнем сопротивлении R_a динамический коэффициент усиления триода, равный отношению амплитуды колебаний напряжения на аноде к амплитуде колебаний напряжения на сетке, тем больше, чем меньше проницаемость и чем меньше внутреннее сопротивление триода.

Обратимся к зависимости мощности колебаний в анодной цепи $P_{\text{кол}}$ от амплитуды колебаний напряжения на сетке. Ограничимся колебаниями, укладывающимися в средней почти прямолинейной части характеристики триода. В этом случае S и R_i можно со значительной степенью точности считать постоянными величинами. Интегрирование выражения (40,38) приводит для конечной амплитуды колебаний анодного тока, не выходящей за пределы прямо-

линейной части характеристики триода, к выражению

$$I_{a0} = \frac{SR_i}{R_i + R_a} U_{c0}, \quad (40,39)$$

где U_{c0} — конечная амплитуда колебаний напряжения на сетке. Мощность этих линейных колебаний анодного тока

$$P_{\text{кол}} = \frac{1}{2} I_{a0}^2 R_a = \frac{1}{2} \frac{S^2 R_i^2 \cdot R_a}{(R_i + R_a)^2} U_{c0}^2 = \frac{1}{2} \mu^2 \frac{R_a}{(R_i + R_a)^2} U_{c0}^2. \quad (40,40)$$

Решая задачу о максимуме $P_{\text{кол}}$ в зависимости от отношения $\frac{R_a}{R_i}$, нетрудно убедиться, что этот максимум имеет место при $R_a = R_i$. Следовательно, максимальная мощность колебаний в анодной цепи при амплитуде колебаний напряжения на сетке U_{c0} и эффективном значении этого напряжения $U_{c_{\text{эфф}}}$ равна

$$P_{\text{кол макс}} = \frac{1}{8} \frac{\mu^2}{R_i} U_{c0}^2 = \frac{1}{4} \frac{\mu^2}{R_i} U_{c_{\text{эфф}}}^2. \quad (40,41)$$

Отношение $P_{\text{кол макс}}$ к $U_{c_{\text{эфф}}}$ или, что то же, максимальная мощность колебаний в цепи анода при амплитуде колебаний напряжения на сетке 1в :

$$G = \frac{P_{\text{кол макс}}}{U_{c_{\text{эфф}}}} = \frac{1}{4} \frac{S}{D}, \quad (40,42)$$

так как на основании (40,20) $\mu = \frac{1}{D} = R_i S$. Параметр G носит название *добротности триода* и характеризует триод как усилитель по мощности, так же как μ_d характеризует триод как усилитель по напряжению.

При переходе к усилению и генерации колебаний все большей и большей частоты значительную и притом отрицательную роль начинает играть ёмкость анод-сетка C_{ac} , так как большая C_{ac} увеличивает ёмкость колебательного контура. Поэтому в ходе дальнейшего развития электронных ламп в них стали вводить четвёртый электрод: *экранирующую сетку*, расположенную между анодом и управляющей сеткой. Наличие экранирующей сетки уменьшает проницаемость триода и увеличивает μ_d и G .

Введение экранирующей сетки превращает триод в *тетрод*. Полный расчёт электрических полей тетрода представляет собой ещё более сложную задачу, чем расчёт поля около катода триода. Однако с некоторым приближением задачу о тетроде можно так же свести к задаче о триоде, как выше задача о триоде была сведена к задаче об эквивалентном ему диоде. При этом вводятся проницаемость первой, расположенной ближе к катоду *управляющей сетки* D_1 и проницаемость экранирующей сетки D_2 . Сложение полей анод—управляющая сетка и экранирующая сетка—

управляющая сетка приводит к выражению для действующего напряжения на экранирующей сетке $U_{д2}$:

$$U_{д2} = U_{c2} + D_2 U_a. \quad (40,43)$$

Приравнивая $U_{д2}$ напряжению на аноде триода, приходим к выражению для действующего напряжения на управляющей сетке $U_{д1}$:

$$U_{д1} = U_{c1} + D_1 U_{д2} = U_{c1} + D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_a. \quad (40,44)$$

Таким образом, общая проницаемость тетрода D , характеризующая влияние напряжения на аноде на поле около поверхности катода, равна произведению D_1 и D_2 и является малой величиной.

Для того чтобы колебания, усиливаемые или генерируемые электронной лампой, были линейны, необходимо, чтобы средняя прямолинейная часть характеристики лежала в области близких к нулю или отрицательных значений U_c (или U_{c1} в случае тетрода).

Как можно видеть из рассмотрения семейства характеристик триода (см. рис. 49) и как следует из выражения для действующего потенциала на сетке триода, этого можно достигнуть только соответствующим повышением постоянной составляющей напряжения на аноде. Повышение это должно быть тем больше, чем меньше проницаемость лампы D . В случае тетрода той же цели достигают, накладывая на экранирующую сетку напряжение U_{c2} , равное примерно половине напряжения на аноде.

При генерации мощных колебаний потенциал анода триода может оказаться в соответствующий момент времени ниже потенциала сетки. В тетроде потенциал анода будет ниже потенциала экранирующей сетки в течение более продолжительных промежутков времени. Это приводит к так называемому *динаatronному эффекту*. Вследствие вторичной электронной эмиссии из анода и ввода вторичных электронов на сетку полем сила анодного тока будет значительно меньше ожидаемой. В промежутки времени, на которые при отсутствии динаatronного эффекта приходится максимумы анодного тока, будут иметь место провалы тока. В результате мощность генерируемых колебаний значительно снижается, а их нелинейность сильно возрастает. Для избежания динаatronного эффекта в четырёхэлектродную электронную лампу вводится третья, *антидинаatronная сетка*, и лампа превращается в *пентод*. Антидинаatronная сетка непосредственно соединяется с катодом, или же на неё накладывается потенциал, близкий к потенциалу катода. Чтобы антидинаatronная сетка не запирала ток на анод, её делают достаточно редкой.

В триоде несколько ослабить динаatronный эффект можно, покрывая анод слоем вещества с малым коэффициентом вторичной эмиссии δ .

Режим работы электронной лампы резко изменяется, если в ней нарушается высокий вакуум. Соударения электронов с частицами газов, выделившихся из стекла или из электродов, приводят к появлению положительных ионов, искажающих распределение поля в лампе. Характеристика лампы принимает неправильный и нестабильный вид. Возникают ионные токи на управляющую сетку. Эти токи приводят к повышению потенциала сетки и, следовательно, к изменению так называемого *смещения на сетке*. Всё это нарушает правильную работу всей схемы, одним из звеньев которой является данная электронная лампа.

Для избежания выделения газов стекло и электроды лампы прогревают во время её изготовления на откачном посту до более высокой температуры, чем та максимальная температура, которую эти части могут иметь во время эксплуатации электронной лампы. Кроме того, в лампу вводят *газопоглотитель*. Степень вакуума в лампе можно проверить, подавая на сетку отрицательное напряжение по отношению к катоду и определяя при помощи чувствительного гальванометра отношение ионного тока на сетку к электронному току на анод. Это отношение называют *вакуум-фактором*. Для каждого типа ламп устанавливается предельно допустимое значение вакуумфактора.

Из других вопросов физики электронных ламп, которые необходимо учитывать при расчёте и конструировании этих ламп, немаловажное значение имеет вопрос о распределении температуры в различных точках стеклянной оболочки лампы при нормальном режиме её эксплуатации. В случае генераторных ламп, предназначенных для генерации колебаний высокой частоты и большой мощности, существенное значение могут приобрести диэлектрические потери в стеклянной оболочке лампы. Эти потери иногда приводят к настолько сильному разогреву стекла колбы, что лампа погибает из-за размягчения стекла. При применении электронных ламп и других электровакуумных приборов на сверхвысоких частотах тот промежуток времени, за который электрон проходит путь между электродами и который называют *временем пролёта*, становится соизмеримым с периодом высокочастотного поля. Это нарушает условия работы прибора и, например, в генераторных лампах приводит, так же как и наличие межэлектродных ёмкостей, к предельному значению генерируемых частот.

В электронных осциллографах время пролёта электронов в пространстве между управляющими пластинами искажает форму регистрируемых осциллограмм высокочастотных колебаний.

§ 41. Роль пространственных зарядов в газовом разряде. В том случае, когда мы хотим подсчитать ток, ограниченный пространственным зарядом носителей, обуславливающих этот ток, не в высоком вакууме, а в газе, уравнение $\frac{mv^2}{2} = eV$ перестаёт

быть справедливым вследствие потери энергии, которую заряженная частица испытывает при каждом соударении. Указанное уравнение приходится заменять уравнением подвижности $v=f(E)$, где v —скорость заряженной частицы, E —напряжённость поля. Если в переносе тока через газ участвуют носители тока того и другого знака одновременно, то ρ в уравнении Пуассона надо заменить разностью абсолютных значений плотности положительного и плотности отрицательного пространственного заряда.

Основная роль пространственных зарядов в газовом разряде только в некоторых случаях сводится к ограничению тока пространственным зарядом. В общем случае существенное влияние пространственных зарядов на явления электрического разряда в газах заключается в искажении электрического поля между электродами по сравнению с полем между ними в высоком вакууме. Это искажение обусловлено не только изменением плотности пространственного заряда ρ вследствие ионизации нейтральных частиц газа в разряде, но и тем, что слои пространственного заряда нередко экранируют обширные области разрядного промежутка от полей, созданных электродами. Можно без преувеличения сказать, что пространственные заряды во многих случаях определяют распределение потенциала в разрядном промежутке в значительно большей степени, чем потенциалы и форма электродов. Это имеет, например, место в тлеющем разряде, в начальных стадиях искрового разряда, в коронирующем слое коронного разряда.

В явлениях прохождения электрического тока через высокий вакуум и через газы имеются помимо не только пространственные, но и *поверхностные заряды* на стенках прибора. Отрицательные заряды на стеклянных стенках образуются благодаря большей скорости хаотического движения электронов по сравнению с положительными ионами. Такие поверхностные заряды обуславливают поперечный градиент потенциала в разряде и играют существенную роль в теории положительного столба и газоразрядной плазмы.

Отрицательные пространственные заряды сказываются также в явлении так называемого ложного или *кажущегося высокого вакуума*. Это явление заключается в том, что в более или менее узкой трубе при раскалённом катоде, эмиттирующем электроны, разряд не возникает, несмотря на то, что между катодом и анодом наложена достаточно высокая разность потенциалов, как будто в трубке слишком высокий вакуум. В действительности разряда не происходит потому, что осевший на стенках трубки отрицательный поверхностный заряд создаёт поле, препятствующее движению электронов от катода к аноду.

Действие отрицательного пространственного заряда, образующегося на стенке цилиндрической разрядной трубки, аналогич-

но действию применяемого при создании катода в виде электронной пушки отрицательно заряженного металлического цилиндра (так называемый цилиндр Венельта) и приводит по теории зажигания разряда в длинных трубках к образованию сфокусированного пучка электронов в начальной стадии зажигания разряда.

Другой пример влияния поверхностного заряда на работу высоковакуумного прибора мы имеем, когда какой-либо участок экрана в электроннолучевой трубке настолько сильно заряжается оседающими на нём электронами, что отрицательный поверхностный заряд начинает рассеивать пучок электронов. В результате светящееся пятно на экране теряет резкость своего очертания и размывается. Положительные поверхностные заряды образуются благодаря вторичной эмиссии под действием пучка быстрых электронов и также могут создавать поля, искажающие пути электронов.

§ 42. Характер движения заряженных частиц в газе при наличии электрического поля. При наличии в газе электрического поля напряжённости E движение заряженной частицы—иона или электрона—отличается от обычного хаотического движения частиц газа: на беспорядочное тепловое движение частицы под действием поля накладывается направленное движение вдоль силовой линии поля. Путь заряженной частицы от одного соударения до другого уже не прямолинейный, а параболический, загибающийся в направлении поля. Частица постепенно приближается к электроду, знак заряда которого противоположен знаку заряда частицы. Описываемый частицей за какой-либо промежуток времени Δt путь Δs со всеми его поворотами и зигзагами будет больше, чем то расстояние Δx , которое частица за это время проходит в направлении поля.

Отношение $\frac{\Delta s}{\Delta x} = h$ называют *фактором обхода*.

Пусть число соударений, испытываемых электроном за время Δt , равно ν . Величина $l = \frac{\Delta x}{\nu}$ представляет собой длину *среднего свободного пробега электрона в направлении поля*. На участке Δx электрон приобретает под действием поля добавочную энергию $eE \Delta x$. При каждом соударении заряженная частица теряет в среднем некоторую долю f своей энергии \mathcal{E} . Общее количество энергии, теряемой частицей при всех столкновениях на участке Δx , будет равно $\nu f \mathcal{E}$. Пока

$$\nu f \mathcal{E} < eE \Delta x, \quad (42,1)$$

средняя энергия и средняя скорость электрона увеличиваются. Средняя доля энергии, теряемая электроном при каждом упругом соударении:

$$f = 2 \frac{m}{M}, \quad (42,2)$$

где m —масса электрона, M —масса нейтральной частицы, с которой произошло соударение. При неупругих соударениях электрон теряет не долю f своей энергии, а определённое количество энергии, равное энергии ионизации или возбуждения. Однако число упругих соударений очень велико по сравнению с числом неупругих соударений. Поэтому коэффициент f в выражении (42,1) можно и в этом случае считать постоянным, хотя и несколько отличным от значения, даваемого соотношением (42,2). С увеличением \mathcal{E} увеличивается и $\nu f \mathcal{E}$, т. е. увеличивается количество энергии, теряемое электроном на пути Δx . Когда $\nu f \mathcal{E}$ делается равным $eE \Delta x$, средняя по времени энергия электрона перестаёт изменяться, наступает стационарный режим движения и средняя скорость движения по направлению от одного электрода к другому делается постоянной. В результате при стационарном режиме средняя скорость и средняя энергия теплового движения электрона много больше средней энергии нейтральных частиц газа. К положительным и отрицательным ионам это заключение неприменимо, во-первых, потому, что ион, обладая массой, близкой к массе каждой нейтральной частицы газа M , при соударениях усиленно обменивается с ними энергией, а во-вторых, вследствие преобладания в ряде случаев числа взаимодействий, приводящих к процессу перезарядки, над числом взаимодействий, приводящих к упругим соударениям.

Отношение той скорости, с которой ион или электрон продвигается при стационарном режиме по направлению силовой линии, к напряжённости поля, называется *подвижностью* электрона или иона. Теория и эксперимент показывают, что для ионов скорость u пропорциональна напряжённости поля, т. е.

$$u = KE, \quad (42,3)$$

где K —постоянная подвижности иона. Для электронов зависимость между u и E более сложная. Подвижность электронов K_e не является постоянной и зависит от напряжённости поля E .

При движении заряженных частиц в газе при наличии электрического поля сперва на некотором расстоянии от исходной точки пути и в течение некоторого времени от момента начала движения имеет место неустановившееся движение с постоянно увеличивающейся компонентой скорости в направлении силовых линий поля. Увеличение скорости заряженной частицы по мере её движения вперёд становится всё меньше и меньше, пока, наконец, дальнейшее увеличение скорости частицы не становится настолько малым, что им можно пренебречь. То расстояние L от начала движения, которое заряженная частица проходит до того места, где её движение можно принять за установившееся, и то время τ , которое затрачивается на прохождение этого расстояния, зависят от доли энергии, теряемой частицей в среднем при каж-

дом соударения. С другой стороны, L и τ зависят от плотности газа и от напряжённости поля E , или, точнее, от отношения напряжённости поля E к давлению газа p . Значения L и T тем больше, чем больше E/p . Для положительных и отрицательных ионов при малых значениях E/p величины L и T настолько малы, что ими можно пренебречь.

В случае электронов при больших значениях E/p , когда направленное движение электронов начинает настолько преобладать над беспорядочным их движением, что установившийся режим не достигается в пределах рассматриваемой области разряда, понятие о подвижности уже не приложимо к электронам.

§ 43. Экспериментальные методы определения подвижности ионов и электронов.

Наиболее старый и наименее совершенный метод определения подвижности ионов—это метод «продувания газа», принципиальная схема которого представлена на рис. 50. Помещённая в

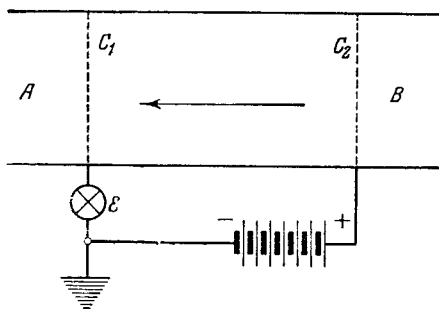


Рис. 50. Схема определения подвижности ионов по методу продувания.

стеклянную трубку AB сетка C_1 соединена с электрометром \mathcal{E} ; на сетку C_2 наложено напряжение, положительное по отношению к C_1 . Через трубку в направлении стрелки продувается газ, содержащий одни только отрицательные ионы¹⁾. При продувании газа через сетки в направлении стрелки от C_2 к C_1 отрицательные ионы, обладающие подвижностью K_n , будут двигаться под действием электрического поля слева направо со скоростью $K_n E$, где E —напряжённость поля. Поток газа будет относить их справа налево со скоростью потока ω . Ионы только в том случае будут попадать на сетку C_1 и соединённый с ней электрометр будет заряжаться, если $\omega \geq K_n E$. Для того чтобы определить K_n , изменяют разницу потенциалов между сетками C_1 и C_2 и отмечают, при какой напряжённости поля E электрометр начинает заряжаться при данной скорости потока газа ω . Заряжая сетку C_2 отрицательно по отношению к C_1 , таким же образом определяют подвижность положительных ионов K_p .

Другой метод определения подвижностей—это получивший широкое распространение метод Рёзерфорда. Газ ионизуется на поверхности плоского электрода B или около неё посторонним

¹⁾ Этого достигают, пропустив ионизованный газ предварительно через металлическую трубку, заряженную отрицательно и собирающую все положительные ионы.

ионизатором (рис. 51). Между этим электродом и параллельным ему вторым электродом C , находящимся от первого на расстоянии d , накладывается переменное поле напряжённости $E_0 \sin \frac{2\pi t}{T}$.

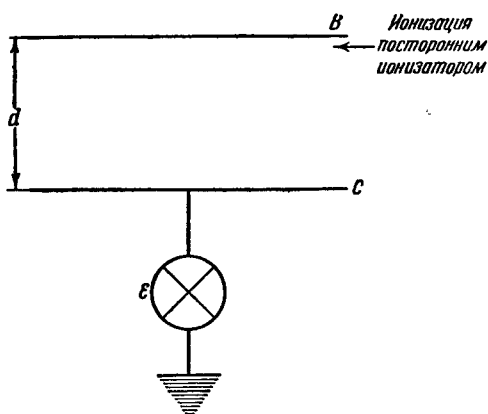


Рис. 51. Схема определения подвижности ионов по методу Резерфорда.

Электрод C соединён с электрометром \mathcal{E} . Если подвижность имеет постоянную, не зависящую от напряжённости поля величину K , то путь s , проходимый ионами за время одного полупериода, в течение которого они двигаются под действием поля от B к C , равен

$$s = \int_0^{T/2} K E_0 \sin \frac{2\pi t}{T} dt = \frac{T \cdot K E_0}{\pi}. \quad (43,1)$$

Если $s < d$, то образованные в непосредственной близости от B ионы не достигают противоположного электрода C и соединённый с ним электрометр не даёт отклонения. Для определения подвижности увеличивают амплитуду напряжённости поля E_0 , пока электрометр не начнёт заряжаться, и находят K по формуле

$$K = \frac{\pi d}{T E_0}. \quad (43,2)$$

Сделав электрод B в виде сетки, можно определять этим методом подвижность не только ионов, образованных около поверхности электрода B каким-либо ионизатором, но также и ионов, образованных в газовом разряде между сеткой и каким-либо третьим электродом, помещённым позади.

Третий, заслуживающий большого внимания способ определения подвижностей заключается в применении «запирающих сеток». Перед электродом B_1 (рис. 52) помещают сетку C_1 , состоя-

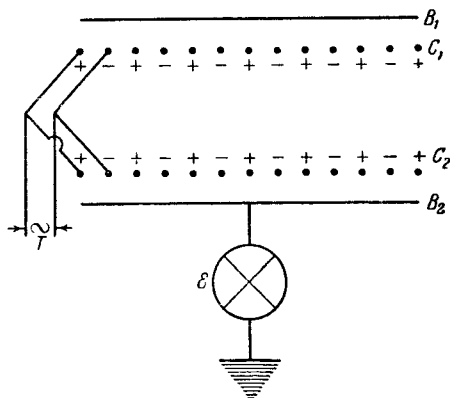


Рис. 52. Схема метода запирающих сеток.

ную из ряда параллельных проволок. Такую же сетку C_2 помещают перед электродом B_2 , соединённым с электрометром \mathcal{E} . Проволоки каждой из сеток присоединяют поочерёдно к противоположным полюсам источника переменного напряжения, создавая, таким образом, переменное поле между каждыми двумя соседними проволоками. Каждая из сеток C_1 и C_2 пропускает ионы, совершенно не притягивая их и не уменьшая силы ионного тока, только в те моменты, когда переменное поле между проволоками

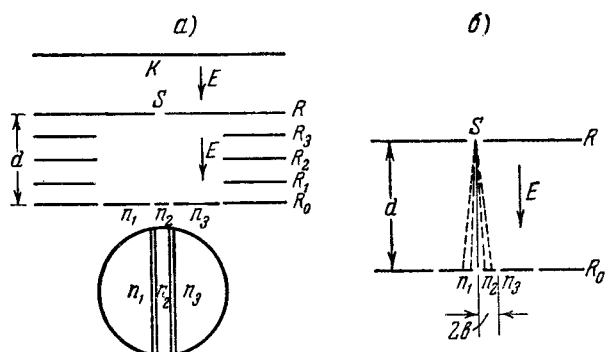


Рис. 53. Схема метода Таунсенда для определения подвижности электронов: а) схема прибора, б) улавливание электронов при сдвинутых пластинках n_1, n_2 и n_3 .

ми сетки проходит через нуль. Если между B_1 и B_2 наложено постоянное напряжение, ионы полностью могут пройти через обе запирающие сетки C_1 и C_2 от B_1 к B_2 только в том случае, если время пролёта от C_1 до C_2 равно целому кратному полупериода переменного напряжения, наложенного на проволоки сетки. Варьируя напряжение U между сетками, определяют, при каких U и при каком периоде T ионный ток, проходящий на электрод B_2 , имеет максимумы, и отсюда подсчитывают K .

Вместо каждой из сеток с чередующимся знаком заряда составляющих её проволок можно также пользоваться двумя параллельными сетками, расположенными на близком расстоянии одна от электрода B_1 , другая от электрода B_2 . Переменное напряжение накладывается в этом случае соответственно между каждой из сеток и электродами B_1 и B_2 . В то же время между сетками C_1 и C_2 наложено постоянное напряжение, изменяя которое получают максимумы и минимумы ионного тока, проходящего через обе сетки C_1 и C_2 .

Для определения подвижности электронов Таунсендом был применён метод одновременного отклонения распространяющегося в газе пучка электронов электрическим и магнитным полями. Фотоэлектроны, выходящие из катода K (рис. 53), попадают через

цель S в область равномерного поля E между пластинками R и R_0 . Равномерность поля обеспечена добавочными электродами R_3, R_2, R_1 , находящимися под соответствующими потенциалами. Пучок электронов претерпевает в газе некоторое рассеяние и улавливается пластинками n_1, n_2 и n_3 . Система пластинок n_1, n_2 и n_3 сдвинута относительно оси пучка на расстояние b , и поэтому токи I_1 и I_3 на сегменты n_1 и n_3 не равны между собой. Включая магнитное поле перпендикулярно к плоскости чертежа и изменяя напряжённость этого поля H , отклоняют пучок электронов так, чтобы добиться равенства токов I_1 и I_3 . Скорость смещения пучка движущихся электронов под действием магнитного поля

$$u_y = K_e H \bar{u}, \quad (43,3)$$

где

$$\bar{u} = K_e E \quad (43,4)$$

— средняя скорость движения электронов в электрическом поле между R и R_0 . Отношение отклонения b пучка под действием магнитного поля к расстоянию d между R и R_0 равно отношению скоростей u_y и \bar{u} . Отсюда при $I_1 = I_3$:

$$\frac{b}{d} = \frac{K_e H \bar{u}}{K_e E} = \frac{H \bar{u}}{E} = \frac{K_e E H}{E} = K_e H \quad (43,5)$$

или

$$K_e = \frac{b}{H d}. \quad (43,6)$$

Подбирая для каждого значения E значение H , соответствующее $I_1 = I_3$, можно определить зависимость подвижности электронов K_e от E .

При помощи того же прибора, измеряя токи I_1, I_2 и I_3 при симметричном расположении пластинок n_1, n_2 и n_3 относительно оси пучка, Таунсенд исследовал диффузию пучка электронов в газе.

Измерение подвижности ионов является основным методом изучения ионов в газах при атмосферном давлении, в частности ионов, постоянно образуемых в земной атмосфере, так как методы отклонения заряженных частиц в электрическом и магнитном поле, которые при низких давлениях дают такие возможности определения природы ионов, как «массовый анализ» Томсона и Астона, при высоких давлениях неприменимы.

Всякое изменение подвижности ионов данного газа соответствует изменению природы иона.

Как положительные, так и отрицательные ионы могут представлять собой при больших давлениях, при которых происходит большое число соударений ионов с нейтральными частицами газа,

не только атомарные или молекулярные ионы, образованные непосредственно при акте ионизации, но и более сложные комплексы, в которых к первоначальному иону под действием поляризационных сил прилипло ещё некоторое число нейтральных частиц газа.

Те ионы, которые встречаются наиболее часто в данном газе, если он имеет атмосферное давление и комнатную температуру, называются *нормальными ионами*.

В таблице 3 приведены ориентировочно значения подвижности нормальных ионов некоторых газов в $\frac{\text{см/сек}}{\text{в/см}}$.

Таблица 3

Газ	K_p	K_n	K_n/K_p
Воздух	1,372	1,909	1,377
Водород	6,70	7,95	1,186
Азот	1,27	1,84	1,449
Кислород	1,29	1,79	1,387
Углекислота	0,81	0,85	1,049
Водяной пар (100° С)	1,10	0,95	0,864
Этиловый спирт (79° С)	0,39	0,41	1,051
Ацетон (температура кипения)	0,31	1,29	0,935

Как видно из этой таблицы, подвижность тем меньше, чем тяжелее, больше и сложнее молекула газа или пара. Величины подвижностей положительного и отрицательного ионов близки друг к другу.

При неизменной природе иона подвижность его обратно пропорциональна плотности газа и, следовательно, при постоянной температуре обратно пропорциональна давлению. В промежутки времени, следующие за моментом образования ионов, их природа, а поэтому и их подвижность изменяются. Это явление известно под названием *старения ионов*. Поэтому, приводя сколь угодно точные данные о подвижности ионов (особенно в смесях газов), необходимо указывать их *возраст*.

Некоторые газы, в особенности пары воды, при прибавлении их к другому чистому газу, хотя бы в очень небольшом количестве, сильно уменьшают подвижность ионов, в особенности отрицательных. Кроме паров воды, очень сильно уменьшают подвижность (в убывающем порядке по величине этого эффекта) пары спиртов, жирных кислот, ацетона, хлорформа, эфиров; слабее действуют углеводороды. В чистых инертных газах наблюдались очень большие подвижности отрицательно заряженных частиц:

N_2 —120, Ar —206, H_2 —500 $см^2/в \cdot сек.$ С другой стороны, при различных способах ионизации газа наблюдались тяжёлые ионы с подвижностями, в 100—10 000 раз меньшими, чем подвижности нормальных ионов.

Большие подвижности отрицательных носителей заряда объясняются появлением свободных электронов. Отрицательно заряженная частица может проходить часть пути от катода до анода в виде свободного электрона, а часть—в виде отрицательного иона, причём происходит постоянное разрушение и постоянное новообразование отрицательных ионов. В этом случае определяемая на опыте подвижность является некоторой средней величиной, большей, чем подвижность отрицательных ионов, и меньшей, чем подвижность электронов. Значения подвижности меньше нормальных указывают на образование в газе тяжёлых многомолекулярных ионов. Чрезвычайно малые подвижности следует приписать распылённым в газе посторонним твёрдым и жидким частицам. Эти частицы двигаются в газе под действием поля равномерно со скоростью, определяемой для не слишком мелких частиц законом Стокса:

$$v = \frac{eE}{6\pi a\eta}, \quad (43,7)$$

где e —заряд частицы, a —её радиус, η —коэффициент внутреннего трения данного газа.

Большинство описанных в литературе измерений подвижностей положительных и отрицательных ионов произведено при малых значениях E/p , т. е. при больших давлениях и не слишком больших напряжённостях поля. В этих условиях подвижности ионов оказываются не зависящими от напряжённости поля.

Вопрос о зависимости подвижности от напряжённости поля при больших значениях отношения E/p был решён экспериментально в отношении положительных ионов в 1934 году Митчелом и Ридлером, а в отношении отрицательных ионов в 1938 году советским физиком И. И. Балогом. Как в случае положительных, так и в случае отрицательных ионов оказалось, что подвижность ионов при заданном p в определённом интервале E/p остаётся постоянной, затем, при увеличении E , начиная с некоторого критического значения $(E/p)_{кр}$, она возрастает, так что в первом приближении при $E/p > (E/p)_{кр}$ зависимость K от E при заданном p можно аппроксимировать линейным законом:

$$K = K_0 + K_2 (E - E_{кр}) = K_1 + K_2 E, \quad (43,8)$$

где

$$K_1 = K_0 - K_2 E_{кр}. \quad (43,9)$$

Для различных ионов $(E/p)_{кр}$ и наклон прямолинейного отрезка при $E/p > (E/p)_{кр}$ различны.

Приводим на рис. 54 результаты измерений подвижности отрицательных ионов И. И. Балогом, отнесённые к $p=760$ мм рт. ст. Кривая *I* получена для кислорода, тщательно очищенного и осушенного, кривая *II*—для чистого сухого воздуха, кривая *III*—для чистого воздуха, содержащего 2,3% водяных паров. Кривая *III* показывает, что при малых значениях E/p подвижность отрицательных ионов во влажном воздухе уменьшается

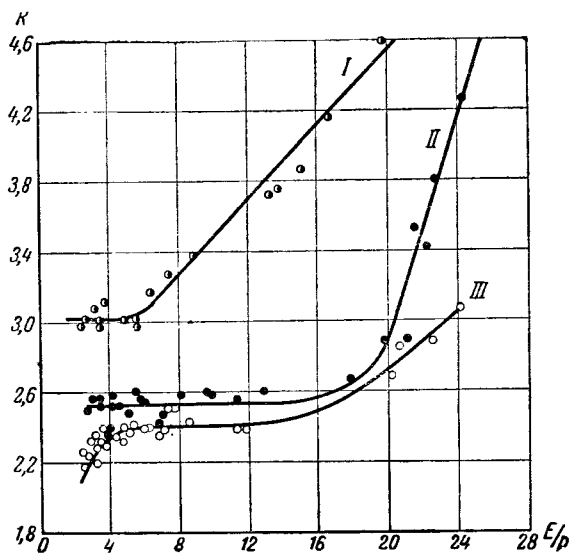


Рис. 54. Зависимость подвижности отрицательных ионов от E/p .

с уменьшением напряжённости поля, приближаясь к табличным значениям K для воздуха, не подвергавшегося специальной просушке. Такое поведение подвижности отрицательных ионов во влажном воздухе объясняется образованием тяжёлых комплексных ионов, состоящих из молекул воды, облепивших первоначально появившийся молекулярный ион.

§ 44. Теория подвижности ионов и электронов. При элементарном подходе к вопросу о подсчёте подвижности заряженных частиц в газе делается ряд допущений, упрощающих задачу.

Первое допущение заключается в том, что средняя длина свободного пробега заряженной частицы определяется исключительно диаметром заряженной частицы и диаметром нейтральной частицы газа или, другими словами, соударения между данной заряженной частицей и всеми другими частицами газа происходят как столкновения твёрдых шаров. Второе упрощающее допущение

заключается в том, что скорость направленного движения заряженной частицы мала по сравнению со средней скоростью её беспорядочного теплового движения. Третье—в том, что отражение заряженной частицы от незаряженной как при упругих, так и при неупругих соударениях совершается равномерно по всем направлениям, так что в среднем начальное значение компоненты направленного движения частицы после каждого соударения можно считать равным нулю.

Обозначим через λ_1 длину свободного пробега заряженной частицы, через τ_1 —промежуток времени, за который частица летит свободно от соударения до соударения, через l_1 —длину того пути, который частица при этом проходит в направлении поля, через λ , τ и l —средние значения тех же величин, через v —скорость теплового движения, через u_z —усреднённую скорость поступательного движения частицы на отрезке l_1 , через E —напряжённость электрического поля, через m —массу частицы, через e —её заряд. В таком случае ускорение, сообщаемое полем частице, будет равно $\frac{eE}{m}$, и следовательно, будем иметь:

$$l_1 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau_1^2, \quad \tau_1 = \frac{\lambda_1}{v}, \quad (44,1)$$

откуда

$$u_z = \frac{l_1}{\tau_1} = \frac{e\lambda_1}{2mv} E. \quad (44,2)$$

Для того чтобы от усреднённой скорости на данном свободном пробеге λ_1 перейти к средней скорости переносного движения заряженной частицы, обозначим число свободно пробегаемых этой частицей отрезков (оно же—число столкновений) при продвижении на 1 см в направлении поля через n и найдём среднюю величину u_z на всех этих отрезках. Вероятность того, что частица пробежит свободно путь, лежащий в пределах от λ до $\lambda + d\lambda$, равна

$$\frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} d\lambda. \quad (44,3)$$

Поэтому число соударений, при которых свободный пробег лежит в указанных пределах, равно

$$dn_{\lambda_1} = \frac{n}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} d\lambda_1. \quad (44,4)$$

Так как скорость теплового движения частицы различна на различных участках, то при подсчёте среднего значения u_z на всех участках нам необходимо ещё учесть вероятность того, что скорость теплового движения на данном участке лежит в преде-

лах от v до $v + dv$. При максвелловском распределении скоростей эта вероятность дается выражением

$$\frac{dn_v}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} dv, \quad (44,5)$$

где v_0 — средняя наиболее вероятная скорость максвелловского распределения.

Отсюда заключаем, что число соударений, при которых длина свободного пробега заряженной частицы лежит в пределах от λ_1 до $\lambda_1 + d\lambda_1$, а скорость той же частицы — в пределах от v до $v + dv$, равно

$$dn_{\lambda_1 v} = dn_{\lambda_1} \frac{dn_v}{n} = n \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} d\lambda_1 dv. \quad (44,6)$$

Среднее значение скорости переносного движения частицы в направлении поля будет:

$$u = \bar{u}_v = \frac{1}{n} \int_{v=0}^{v=\infty} \int_{\lambda_1=0}^{\lambda_1=\infty} u_v dn_v dn_{\lambda_1}. \quad (44,7)$$

Подставляя найденные выше значения, находим:

$$u_0 = \frac{eE\lambda}{\sqrt{\pi} m v_0} = 0,56 \frac{eE\lambda}{m v_0}. \quad (44,8)$$

Введя в (44,8) вместо наиболее вероятной скорости максвелловского распределения один раз среднюю арифметическую скорость \bar{v} , а в другой раз — среднюю квадратичную v_c , найдём аналогичные выражения:

$$\bar{u} = \frac{2}{\pi} \frac{eE\lambda}{m \bar{v}} = 0,64 \frac{eE\lambda}{m \bar{v}}, \quad (44,9)$$

$$u_c = \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \frac{eE\lambda}{m v_c} = 0,69 \frac{eE\lambda}{m v_c}. \quad (44,10)$$

Объединим все три формулы в одну:

$$u = a \frac{eE\lambda}{m \omega}. \quad (44,11)$$

В этой формуле a — численный коэффициент, ω — средняя скорость заряженной частицы, без уточнения этого понятия.

Пределы применимости общей формулы (44,11) шире, чем пределы применимости формул (44,8), (44,9) и (44,10), так как в этом виде закон подвижности приложим и к тому случаю, когда для ионов закон распределения по скоростям не соответствует максвелловскому, а лишь более или менее приближается к нему.

Таким образом, определяя подвижность K как отношение скорости поступательного движения заряженной частицы к напряжённости поля, имеем для K выражение

$$K = a \frac{e\lambda}{m\omega}. \quad (44,12)$$

Из соотношений (44,11) и (44,12) можно вывести заключение, что подвижность положительных и отрицательных ионов не зависит от напряжённости поля, пока эта напряжённость не настолько велика, чтобы существенно повысить среднюю энергию беспорядочного движения ионов ω по сравнению со средней энергией нейтральных частиц газа. Вместе с тем, подвижность K оказывается пропорциональной λ —средней длине свободного пробега иона в газе. Следовательно, K обратно пропорционально давлению газа p . Экспериментальные данные оправдывают этот вывод. Так как ω прямо пропорционально квадратному корню из абсолютной температуры газа T , а λ прямо пропорционально первой степени той же температуры, то согласно (44,12) подвижность ионов должна была бы быть пропорциональной \sqrt{T} . Опыт не оправдывает этого вывода упрощённой теории. Соотношение (44,12) носит название *уравнения Ланжевена* и установлено им при первом наброске теории подвижности.

Как было показано выше, поддерживаемая наличием поля средняя энергия беспорядочного движения электронов много больше, чем средняя энергия нейтральных частиц газа, и зависит от напряжённости поля E . Следовательно, от E зависит также и средняя, наиболее вероятная скорость электронов v_0 и поэтому K_e зависит от E .

Обозначим через $\frac{d\mathcal{E}}{dt}$ среднее количество энергии, передаваемой одним электроном в 1 сек. молекулам газа при наличии среди электронов максвелловского распределения скоростей. Массу электрона обозначим через m_e , а через f —усреднённую долю энергии, передаваемую электроном нейтральной частице газа при каждом соударении.

Расчёт показывает, что в этом случае

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2m_e v_0^3 f}{\sqrt{\pi} \lambda}. \quad (44,13)$$

При стационарном режиме разряда мы вправе написать:

$$\frac{2m_e v_0^3 f}{\sqrt{\pi} \lambda} = euE. \quad (44,14)$$

¹⁾ Вывод этой формулы можно найти в книге Энгеля и Штепбока «Физика и техника электрических разрядов в газах», т. I, Гостехиздат, М.—Л., 1934, стр. 240.

Исключая v_0 из равенства (44,14) и (44,8), после несложных преобразований получаем:

$$u = C \sqrt{\frac{e\lambda}{m_e}} \sqrt{f} \sqrt{E}, \quad (44,15)$$

где C —численный множитель. Разделив левую и правую части равенства (44,15) на E , найдём для подвижности электрона выражение

$$K_e = \frac{C \sqrt{\frac{e\lambda}{m_e}} \sqrt{f}}{\sqrt{E}} = \frac{K_0}{\sqrt{E}}, \quad (44,16)$$

где K_0 —постоянная. Согласно (44,15) и (44,16) установившаяся скорость переносного движения электронов в газе прямо пропорциональна не первой степени напряжённости поля E , как это имеет место в случае ионов, а лишь \sqrt{E} . Подвижность электронов K_e обратно пропорциональна \sqrt{E} .

Только что разобранный случай является предельным, так как при подсчёте количества энергии, передаваемого одним электроном в 1 сек. нейтральным частицам газа, не принята во внимание кинетическая энергия частиц газа. При очень малых напряжённостях поля, когда средняя энергия беспорядочного движения электрона мало отличается от средней кинетической энергии частиц газа, мы имеем другой предельный случай, и согласно (44,11) и (44,12) K_e почти постоянно. Во всех реальных случаях установившаяся скорость переносного движения электронов пропорциональна E^b , где b —степень, лежащая между единицей и половиной; K_e обратно пропорциональна E^{1-b} . При газовом разряде наиболее часто встречаются случаи, близкие к первому предельному случаю, соответствующему равенствам (44,15) и (44,16).

Уравнение подвижности Ланижевена (44,12) и равенство (38,4) дают возможность вывести соотношение между подвижностью и коэффициентом диффузии электрона. Если разделим почленно равенство (44,12) в форме $K = \frac{2}{\pi} \frac{e\lambda}{m v}$ на равенство (38,4) $D = \frac{1}{3} \lambda v$, то найдём:

$$\frac{K}{D} = \frac{6}{\pi} \frac{e}{m v^2} = \frac{9e}{4mc^2}. \quad (44,17)$$

Заменяя в (44,17) среднюю квадратичную скорость электронов её выражением через температуру электронного газа T (принимая распределение скоростей за максвелловское), получаем:

$$\frac{K}{D} = \frac{3}{4} \frac{e}{kT}. \quad (44,18)$$

Соотношением (44,18) часто пользуются в теории газового разряда в упрощённом виде:

$$\frac{K}{D} = \frac{e}{kT}. \quad (44,19)$$

Всё ещё исходя из рассмотрения взаимодействия иона и молекулы нейтрального газа как соударения упругих шаров, но учитывая в то же время различие между массой нейтральной молекулы m и массой иона M , Ланжевен уточнил выражение (44,12) в виде

$$K = 0,815 \frac{e \lambda_i}{M c_i} \sqrt{\frac{m+M}{m}} = 0,815 \frac{e \lambda_i}{m c_m} \sqrt{\frac{m+M}{M}}. \quad (44,20)$$

Здесь c_i и c_m —соответственно средняя квадратичная скорость ионов и молекул газа, λ_i —длина свободного пробега данного иона в данном газе. Однако (44,20), так же как и (44,12), противоречит результатам опыта: при переходе от одного газа к другому величина подвижности K оказывается зависящей от диэлектрического коэффициента газа ϵ , а не является просто пропорциональной длине свободного пробега, вычисленной согласно кинетической теории для того и другого газа. Подстановка вместо λ газокинетического значения длины свободного пробега для молекулярного или атомарного иона какого-либо газа приводит к значениям подвижности, в несколько раз большим, чем определённые на опыте значения той же величины.

Выход из этих затруднений долгое время искали в том, что приписывали заряженным частицам в газе размеры, большие, чем размеры молекулярных и атомных ионов, считая их за комплексные ионы, образованные прилипанием нейтральных молекул к положительному или отрицательному иону. В таком случае длина свободного пробега должна быть в несколько раз меньше, чем в случае молекулярного или атомного иона, и противоречие между теорией и экспериментом смягчается. Однако зависимость подвижности ионов K от диэлектрического коэффициента нашла объяснение, лишь когда первоначальная теория подвижности (теория комплексных ионов и удара упругих шаров) была заменена более совершенной теорией (теория центров сил), впервые созданной также Ланжевеном.

Согласно этой теории нейтральная частица газа, попадая в электрическое поле иона, поляризуется и притягивается ионом с силой

$$F = \frac{2\mu e}{r^3} = \frac{2\mu_1 e}{nr^3}, \quad (44,21)$$

где μ —электрический момент поляризованной молекулы, r —её

расстояние от центра иона, μ_1 —электрический момент единицы объёма газа, n —концентрация частиц газа. Как известно из электростатики,

$$\mu_1 = \frac{E(\varepsilon - 1)}{4\pi}, \quad (44,22)$$

где E —напряжённость поля иона, равная $\frac{e}{r^2}$; ε —диэлектрический коэффициент газа.

Таким образом, (44,22) можно написать в виде

$$F \approx \frac{(\varepsilon - 1)e^2}{2\pi nr^3}. \quad (44,23)$$

Действующие между ионами и нейтральными частицами газа поляризационные силы (44,23) искривляют путь иона и укорачивают длину его свободного пробега λ (отсчитываемую всегда по прямой).

Эта теория Ланжевена приводит для подвижности ионов к выражению

$$K = \frac{0,235 \sqrt{\frac{M+m}{m}}}{\frac{\rho}{\rho_0} \sqrt{(\varepsilon_0 - 1) M_0}}, \quad (44,24)$$

где S —полусумма диаметров частицы газа и иона, ρ —плотность газа, ε —диэлектрический коэффициент газа, M_0 —молекулярный вес газа. Индекс нуль при ρ и ε означает, что данная величина соответствует единице давления газа.

§ 45. Эффективное поперечное сечение частицы газа и его зависимость от скорости налетающего на частицу электрона. В кинетической теории газов численное значение средней длины свободного пробега λ выражается формулой

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n \sigma^2}, \quad (45,1)$$

где n —концентрация тех шариков, которым уподобляются частицы газа, а σ —сумма радиусов соударяющихся частиц. Формула (45,1) выведена в предположении, что акт соударения имеет место при сближении центров заряженной и нейтральной частиц на расстояние, равное сумме их радиусов, независимо от их относительной скорости в данный момент времени. Однако опыт показал, что длина свободного пробега заряженной частицы λ зависит от относительной скорости взаимодействующих частиц и от того, какого рода взаимодействие между частицами обуслови-

вает их «соударение»¹⁾. Поэтому оказалось целесообразным вместо длины свободного пробега пользоваться представлением об *эффективном поперечном сечении* частиц газа для данного рода взаимодействия, например об эффективном поперечном сечении атома при возбуждении определённого энергетического уровня под действием налетающего на атом электрона данной скорости. Это представление охватывает одновременно и старое представление о диаметре частицы-шарика и новое понятие о вероятности данного элементарного акта. Последнее обстоятельство позволяет рассчитывать эффективное поперечное сечение методами волновой механики.

Вводя понятие об эффективном поперечном сечении, мы условно представляем себе, что электрон взаимодействует с частицей газа только в том случае, когда он пролетает от центра этой частицы не дальше чем на некотором расстоянии r , и строим мысленно сферу радиуса r с центром в центре частицы. Эффективным поперечным сечением называют сечение этой сферы плоскостью, проходящей через центр атома и перпендикулярной к направлению движения электрона. Так как конечная цель расчёта — характеризовать взаимодействие электронов со всеми частицами газа в некотором объёме, то за количественную меру эффективного поперечного сечения принимают суммарную площадь эффективного поперечного сечения всех частиц данного рода, находящихся в 1 см^3 . Это позволяет связать эффективное поперечное сечение Q с длиной свободного пробега λ простым соотношением.

Пусть через газ проходит пучок электронов в направлении оси X .

Выделим в газе тонкий плоский слой площадью поверхности в 1 см^2 и толщиной dx . Число электронов, выбывающих из пучка электронов вследствие взаимодействия с молекулами внутри слоя, равно $nQdx$, где n — число электронов, влетающих в рассматриваемый слой, а Q — сумма эффективных поперечных сечений всех частиц газа, находящихся в 1 см^3 . С другой стороны, если λ_e — средняя длина свободного пути электрона, то число электронов, свободно пролетающих путь x , равно $n_0 e^{-\frac{x}{\lambda_e}}$, где n_0 — начальное число электронов при $x=0$. Следовательно, число электронов, выбывающих из пучка на пути dx ,

$$|dn = \frac{n_0}{\lambda_e} e^{-\frac{x}{\lambda_e}} dx = \frac{n}{\lambda_e} dx. \quad (45,2)$$

¹⁾ Если скорость заряженной частицы настолько велика, что нейтральные частицы можно в первом приближении принять за неподвижные, как это имеет место при движении иона или электрона в газе при наличии электрического поля, то $\lambda = \frac{1}{\pi n \sigma^2}$.

Отсюда имеем:

$$nQ dx = \frac{n}{\lambda_3} dx \quad \text{и далее} \quad \lambda_e = \frac{1}{Q}, \quad (45,3)$$

т. е. длина свободного пробега электрона в газе равна обратной величине суммы эффективных поперечных сечений частиц газа, находящихся в 1 см³.

Схема опытов, при помощи которых впервые было непосредственно измерено эффективное поперечное сечение атомов газа и была обнаружена зависимость этого сечения от скорости взаимодействующих с атомами электронов (так называемый эффект Рамзауэра), была следующая.

Под действием пучка ультрафиолетовых лучей, входящих в прибор через окошко *O* (рис. 55), металлическая пластинка *Z* эмиттирует электроны. Эти электроны ускоряются полем между *Z* и сеткой *C*, натянутой перед отверстием *B*₁. Через *B*₁ электроны вступают внутрь металлической камеры *A*₃, разделённой на отдельные секторы перегородками с отверстиями *B*₂, *B*₃, *B*₄, *B*₅.

Все эти отверстия, а также отверстия *B*₆, *B*₇ и *B*₈ в камерах *A*₁ и *A*₂ лежат на одной и той же окружности радиуса *R*. При помощи электромагнита в камерах *A*₃, *A*₁ и *A*₂ возбуждается равномерное магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости чертежа. Под действием этого поля электроны двигаются по кругам, радиусы которых при данной напряжённости поля зависят от скорости движения электрона. Таким образом, через отверстия *B*₂, *B*₃ и т. д. проходят только те электроны, скорости которых лежат в узких пределах около величины $v = \frac{RH}{c} \frac{e}{m}$.

Напряжённость магнитного поля подбирается в соответствии с ускоряющей электронами разницей потенциалов так, чтобы скорость *v* обладало наибольшее число электронов пучка.

Некоторый разброс в скоростях электронов объясняется распределением электронов, эмиттируемых пластинкой *Z*, по скоро-

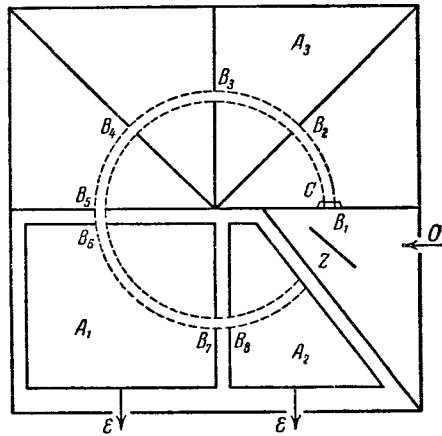


Рис. 55. Схема прибора для определения зависимости эффективного поперечного сечения атомов от скорости вылетающего электрона.

стям. Камеры A_1 и A_2 служат фарадеевыми клетками, улавливающими электроны. Соединяя обе камеры A_1 и A_2 с электрометром \mathcal{E} , измеряют ток, соответствующий потоку электронов, прошедшему часть окружности до отверстия B_6 . Соединяя с электрометром лишь одну камеру A_2 , измеряют ток, соответствующий электронам, прошедшим по тому же кругу до отверстия B_8 .

Таким образом можно определить число взаимодействий электронов с частицами газа на пути от B_6 до B_8 и подсчитать отсюда эффективное поперечное сечение частиц газа по отношению к электронам, имеющим скорости, соответствующие пройденной

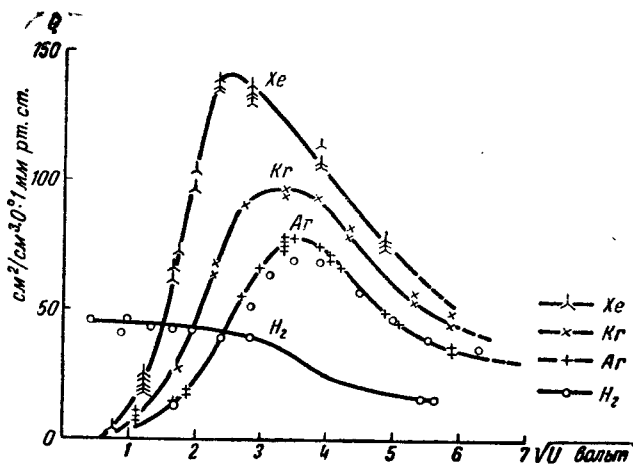


Рис. 56. Кривые зависимости эффективного поперечного сечения Q атомов от скорости электронов в Xe, Kr, Ar и H_2 .

ими между Z и B_1 разности потенциалов. При малых скоростях электронов это будет эффективное поперечное сечение для упругих соударений, при больших скоростях — суммарное эффективное поперечное сечение для всех видов взаимодействия электронов с частицами газа.

На рис. 56 приведены кривые, полученные при помощи только что описанного метода для Xe, Kr, Ar и H_2 , а на рис. 57 — то же для N_2 , Ne и He. В случае инертных газов Ar, Kr и Xe при уменьшении скорости налетающих электронов эффективное сечение атома увеличивается, проходя через максимум, снова падает и становится очень малым при U около 1 в. Максимум лежит примерно при скоростях, соответствующих следующим значениям U (в вольтах):

He	Ne	Ar	Kr	Xe
3,2	25	13,2	11,3	6,4

На рис. 56 и 57 величина Q служит ординатой, а по оси абсцисс отложена пропорциональная скорости электронов величина квадратного корня из разности потенциалов U , ускоряющей электроны до вступления в магнитное поле. С правой стороны каждого чертежа отмечены значения Q , соответствующие диаметру частиц газа, как они получаются из классической кинетической теории газов. Кривые показывают, что при ускоряющих потенциалах

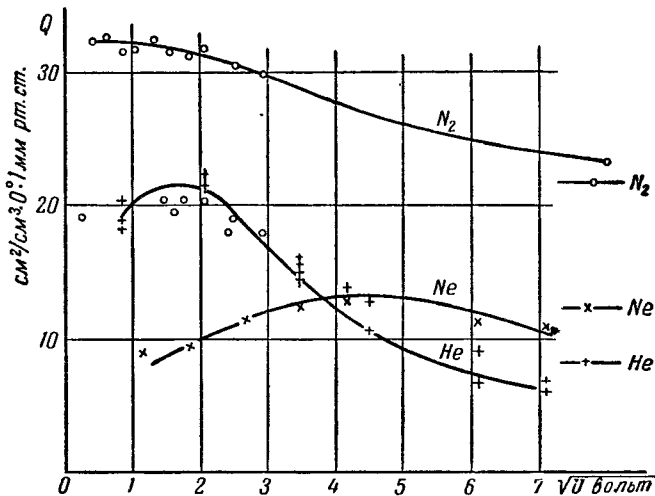


Рис. 57. Кривые зависимости эффективного поперечного сечения Q атомов от скорости электронов в N_2 , Ne и He.

около 50 в эффективные сечения частиц газа по отношению к электронам, а следовательно, и свободные длины путей электронов в первом приближении соответствуют данным кинетической теории. Кривые зависимости эффективного поперечного сечения для какого-либо элементарного процесса от энергии налетающего на атом электрона могут быть построены по точкам, исходя из волновых свойств электрона, т. е. с использованием квантовой механики, аналогично тому, что было сказано в § 27 и § 31 гл. IV в отношении функций возбуждения и ионизации; при этом, как и там, приходится учитывать форму так называемого самосогласованного поля Хартри-Фока для данного атома. Зависимость эффективного поперечного сечения от энергии электрона и разрозненное ниже своеобразное распределение рассеянных в газе электронов по направлениям представляют собой ещё одно из проявлений неисчерпаемой диалектически двойственной природы электрона.

Исследования описанного здесь эффекта были продолжены в отношении большого числа газов при значительных видоизме-

нениях метода и показали, что для любого газа эффективное поперечное сечение зависит от скорости налетающих электронов. При этом была установлена связь между общим ходом кривых $Q=f(\sqrt{U})$ и строением молекулы или атома газа. Так, кривые имеют одинаковый вид для N_2 и CO , содержащих одинаковое число электронов в молекуле (рис. 58), или, например, для молекул, внешние электроны которых образуют «насыщенные» симметричные оболочки (атом аргона, молекула CH_4 и др.).

Значимость вопроса об эффективном поперечном сечении при изучении явлений газового разряда далеко выходит за пределы только что описанного явления. Эффективное поперечное сечение зависит не только от скорости электрона v , но и от направления движения электрона после взаимодействия с частицей газа (от углов ϑ и φ , определяющих это направление в полярной пространственной системе координат), так что $Q_{эфф}=f(v, \vartheta, \varphi)$.

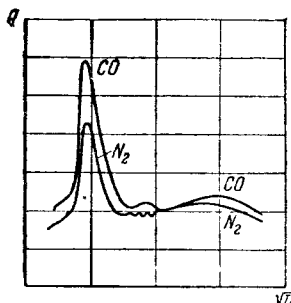


Рис. 58. Кривые зависимости эффективного поперечного сечения частиц газа от скорости электронов для двух изoeлектронных газов: CO и N_2 .

Как показывает опыт, распределение электронов, рассеянных частицами газа по различным направлениям их дальнейшего движения, не соответствует распределению, вытекающему из законов классической механики и электродинамики. При переходе от малых углов рассеяния к большим наблюдается ряд максимумов и минимумов. Характерное распределение рассеянных в газе электронов по различным направлениям можно рассматривать как следствие дифракции электронных волн на частицах газа, максимумы и минимумы на кривых рис. 59 и 60—как дифракционные максимумы и минимумы.

На рис. 59 сплошные и пунктирные кривые—результаты теоретических подсчетов, основанных на двух различных исходных допущениях, касающихся атомных полей; кружочки—экспериментальные данные. На рис. 60 сплошные кривые—экспериментальные; пунктирные кривые—теоретические.

Зависимость средней длины свободного пути λ от скорости налетающего электрона (а также от рода взаимодействия электрона с атомом) и специфическое распределение рассеянных электронов по углам приводят к тому, что все газокINETические теории подвижности электронов (а в известной мере и ионов), не учитывающие этих зависимостей, могут быть только приближенными.

На это обстоятельство обратил внимание профессор С. Д. Гвоздовер. Он показал, что длина свободного пробега, определяемая

из значений подвижности электронов или ионов, не может быть равной длине свободного пробега, определяемой из опытов, подобных описанным выше. В первом случае мы имеем дело с эффективным поперечным сечением для передачи импульса, во втором — с эффективным поперечным сечением, входящим в выражение для поглощения или рассеяния монохроматического пучка электронов. Согласно трактовке Гвоздлера формула для подвижности Ланжевена

$$K = 0,75 \frac{e\lambda_e}{mv} \quad (45,4)$$

является лишь только первым членом разложения выражения для K в ряд, причём роль сво-

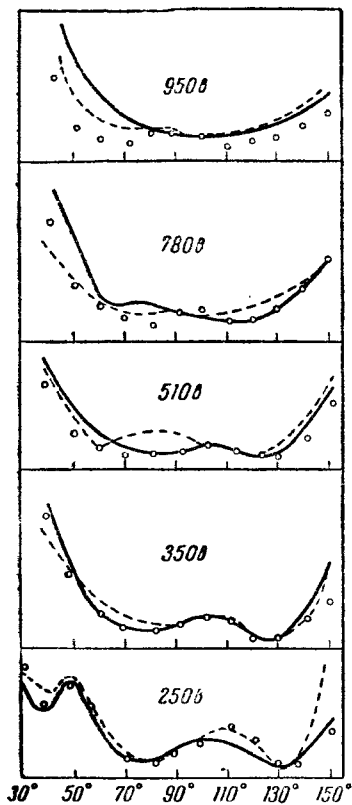


Рис. 59. Распределение электронов различных скоростей по углам рассеяния в Кг.

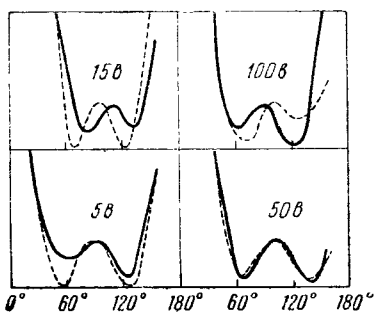


Рис. 60. Распределение электронов различных скоростей по углам рассеяния в парах К.

бодного пробега в этой формуле играет средний свободный пробег для передачи импульса, который зависит от параметров, характеризующих плазму разряда.

Литература к гл. VI

1. Лёб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, Гостехиздат, М.—Л., 1950, главы I, II, III, V и VI.

ГЛАВА VII

ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ

§ 46. Предмет электронной оптики. Особый класс электровакуумных приборов представляют собой так называемые электроннолучевые трубки. К этому классу принадлежат те приборы, в которых используются узкие пучки электронов, описывающие определённые заранее заданные траектории. Сюда относятся: осциллографические трубки, телевизионные трубки для передачи и для приёма изображения—икonosкопы и кинескопы, электронные микроскопы, некоторые специальные типы радиоламп и др. Одно из основных требований, предъявляемых в этих приборах к электронному пучку,—это хорошая его фокусировка, т. е. соби́рание всех электронов пучка в нужном месте на возможно меньшей площадке. Такое же требование предъявляется в оптических приборах к световым лучам. Однако между распространением пучков электронов и распространением лучей света существует гораздо более глубокая аналогия, чем простая возможность фокусировать те и другие. Поэтому весь тот раздел электроники, в котором рассматриваются траектории электронных пучков в специально подобранных электрических и магнитных полях, приводящих к фокусировке электронных пучков или к изменению направления пучка по заранее заданному закону, носит название *электронной оптики*. Так же как учение о распространении света делится на геометрическую и волновую оптику, электронную оптику можно разделить на *геометрическую* электронную оптику, рассматривающую движение каждого электрона как движение заряженной частицы с массой m и зарядом e при данной конфигурации электрического и магнитного поля, и на учение о пределах применимости законов геометрической электронной оптики, основанное на учёте *волновых свойств* электронного пучка как такого же диалектически единого в своих противоположностях явления, как и явление распространения света.

Эти свойства кладут предел разрешающей способности электроннооптических приборов, точно так же как диффракция света ограничивает разрешающую способность оптических приборов.

Те электрические системы, в которых для фокусировки электронного пучка используется действие электрического поля, носят название *электрических* или электростатических линз. Системы, в которых для той же цели используется действие магнитного поля на движущийся электрон, называют *магнитными линзами*.

Современная электронная оптика имеет дело с аксиально-симметричными электрическими и магнитными полями аналогично тому, как основной практической главой обычной оптики является прохождение световых лучей через преломляющие среды с осевой симметрией. Только в аксиально-симметричных системах можно осуществить фокусировку как пучка электронов, так и пучка световых лучей. Поэтому все линзы, объективы и окуляры в оптических приборах обладают осевой симметрией.

§ 47. Фокусировка электронных пучков при помощи электрического поля. Для геометрической оптики характерен закон, носящий название «принцип Ферма» или *принцип скорейшего прихода*. По этому закону луч света, распространяющийся от одной точки к другой через две или несколько сред с различными показателями преломления, всегда идет по тому пути, на прохождение которого требуется наименьший промежуток времени. Так как скорость распространения света v в среде с показателем преломления n равна $\frac{c}{n}$, где c —скорость света в пустоте, то математическое выражение для принципа скорейшего прихода можно написать следующим образом. Каждый участок ds пути светового луча проходится за время

$$dt = \frac{ds}{v} = n \frac{ds}{c}. \quad (47,1)$$

Полное время прохождения светового луча между двумя точками

$$T = \int dt = \int \frac{n}{c} ds = \frac{1}{c} \int n ds \quad (47,2)$$

должно быть минимальное, т. е.

$$\delta \left(\int n ds \right) = 0. \quad (47,3)$$

Для движения материальной точки в поле сил справедлив принцип Гамильтона или *принцип наименьшего действия*. При этом действием на пути ds называется произведение из кинетической энергии материальной точки на время прохождения этого пути dt :

$$\frac{mv^2}{2} dt = \frac{1}{2} mv ds. \quad (47,4)$$

Суммарное действие при движении электрона от точки A до точки B :

$$\int_A^B \frac{mv^2}{2} dt = \int_A^B \frac{mv}{2} ds = \frac{m}{2} \int_A^B v ds, \quad (47,5)$$

согласно принципу наименьшего действия должно быть минимумом и, следовательно,

$$\delta \left(\int v ds \right) = 0. \quad (47,6)$$

При движении в электрическом поле скорость электрона, начавшего своё движение в точке, в которой потенциал имеет значение V_0 , однозначно определяется пройденной электроном разницей потенциалов $V - V_0 = U$, согласно соотношению

$$\frac{mv^2}{2} = eU. \quad (47,7)$$

Выбирая начало отсчёта потенциала так, чтобы $V_0 = 0$, находим:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} V^{1/2}. \quad (47,8)$$

Поэтому условие (47,6) можно переписать в виде

$$\delta \left(\int V^{1/2} ds \right) = 0. \quad (47,9)$$

Таким образом, путь электрона и путь светового луча удовлетворяют одному и тому же математическому выражению и будут одинаковы, если в первом случае скорость электрона или квадратный корень из пройденной разности потенциалов, а во втором — показатель преломления изменяются на этом пути по одному и тому же закону.

Поэтому в электронной оптике корень квадратный из потенциала играет ту же роль, что показатель преломления среды в геометрической оптике.

Если известно распределение потенциала электрического поля, то принципиально соотношение (47,9) даёт возможность подсчитать траекторию движения электрона в этом поле. Однако, за исключением наиболее простых случаев, решение задачи о траектории электрона в электрическом поле представляет большие математические трудности. Достаточно сложен уже первый этап — отыскание аналитических выражений для распределения потенциала в пространстве между электродами, конфигурация которых обеспечивает необходимую фокусировку электронного пучка. Поэтому при конструировании электроннооптических систем задаются на основании имеющихся данных какой-либо конфигура-

цией электродов, от которой можно ожидать, что она будет подходящей для решения поставленной задачи, изготавливают увеличенную модель этой конфигурации и определяют расположение и форму эквипотенциальных плоскостей, пользуясь методом электролитической ванны.

Этот метод основан на том, что линии тока и поверхности равного потенциала в электролитической ванне, в которую опущены модели электродов данной электроннооптической системы, соответствуют силовым линиям и эквипотенциальным поверхностям электрического поля этой электроннооптической системы в вакууме. Ход поверхностей равного потенциала в электролитической ванне определяют при помощи металлического тонкого зонда, опущенного в раствор электролита. Если в цепи, соединяющей зонд через индикатор тока с потенциометром, ток равен нулю, то это значит, что обнажённый кончик зонда находится в точке, имеющей потенциал, заданный потенциометром или делителем напряжения. Прикрепив зонд к одному из плеч пантографа и передвигая это плечо так, чтобы в цепи не появлялось тока, непосредственно вычерчивают на бумаге ход соответствующей эквипотенциальной линии исследуемого поля. При применении этого метода пользуются переменным напряжением. В цепи зонда включают телефон или осциллоскоп. Отсутствие тока в цепи констатируют по отсутствию звука в телефоне или колебаний в осциллокопе. При наличии осевой симметрии все силовые линии поля расположены в плоскостях, проходящих через ось симметрии, и расположение их в каждой из этих плоскостей одно и то же. Поэтому модель электродов опускают в ванну так, что ось симметрии лежит в плоскости поверхности электролитического раствора, а зонд погружают в поверхностный слой этой жидкости. Изменяя эффективное значение переменного напряжения, даваемого делителем напряжения, шаг за шагом небольшими ступенями вычерчивают одну эквипотенциальную линию за другой.

В результате плоскость чертежа оказывается разбитой на большое число криволинейных полос, лежащих каждая между двумя эквипотенциальными линиями. Силовые линии поля находят, проводя на том же чертеже семейство кривых, ортогональных к найденным эквипотенциальным линиям. Для построения траектории, описываемой электроном при его движении в данном поле, принимают потенциал в пространстве между двумя эквипотенциальными поверхностями постоянным и равным полусумме потенциалов на этих поверхностях. Пусть электрон переходит из полосы I , в которой потенциал равен V_1 (рис. 61), в полосу II , в которой потенциал равен V_2 , и движется в полосе I под углом i_1 к нормали (угол падения). После перехода через граничную поверхность между областями I и II тангенциальная компонента его скорости останется неизменной, величина полного вектора

скорости из $v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m} V_1}$ превратится в $v_2 = \sqrt{\frac{2e}{m} V_2}$. Обозначим угол между направлением движения электрона и нормалью в области II через r_1 (угол преломления). Из треугольников abO и $a'b'O$ найдём, принимая во внимание, что $Ob = Ob'$:

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{\sqrt{V_2}}{\sqrt{V_1}}. \quad (47,10)$$

Переходя последовательно от одной области к другой и определяя каждый раз отношение $\sin i/\sin r$ из (47,10), получим ломаную линию.

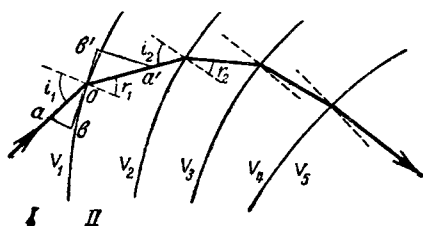


Рис. 61. Эквипотенциальные линии и траектории электронов в электрооптических системах.

Проводя плавную кривую через точки изгиба ломаной, вычертим приближённую траекторию электрона, соответствующую данным начальным условиям V_0 и i_0 . Эта траектория будет тем ближе к истинной, чем меньше расстояние между эквипотенциальными линиями на чертеже и чем меньше искривлена траектория данного электрона.

Соотношение (47,10) аналогично закону преломления световых лучей в геометрической оптике

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (47,11)$$

Однако между движением электрона и светового луча имеется то существенное различие, что скорость электрона *тем больше*, чем больше потенциал V , так как $v = \sqrt{\frac{2e}{m} V}$, в то время как фазовая скорость света *тем меньше*, чем больше показатель преломления среды n , так как скорость света в среде с показателем преломления n равна $v = \frac{c}{n}$. Это различие имеет место потому, что для оптики осуществляется принцип скорейшего прихода, а для электронной оптики — принцип наименьшего действия.

Другие коренные различия оптических и электрооптических систем следующие.

1) В оптических системах в подавляющем числе случаев показатель преломления n в каждой среде постоянен и изменяется при переходе из одной среды в другую скачком, в то время как в электрооптических системах квадратный корень из потенциала \sqrt{V} , играющий роль показателя преломления, плавно меняется от одной точки к другой. Это приводит к тому, что

в оптике пути световых лучей прямолинейны, а в электронно-оптических системах траектории электронов криволинейны.

2) При решении практических задач геометрической оптики имеется возможность исправлять несовершенства одного фокусирующего устройства (например, одной линзы) путём составления сложной системы (объектива), состоящей из нескольких линз. Устранение недостатков фокусировки достигается при этом путём последовательного использования в объективе собирающих и рассеивающих линз с различными показателями преломления. В электронной оптике возможность исправлять так называемые аберрации одной линзы при помощи другой сильно ограничена. Это обстоятельство тесно связано с различием, отмеченным выше в пункте 1).

3) Оптические свойства каждой данной оптической линзы, в частности показатель преломления её материала и связанное с ним и с геометрической формой фокусное расстояние, изменить в готовой линзе нельзя. Фокусное расстояние электрической линзы можно изменять в широких пределах, изменяя напряжения между электродами электроннооптической системы. Поэтому в электронной оптике можно создать «показатели преломления», во много раз большие, чем показатели преломления оптических сред.

4) В оптике можно пользоваться «тонкими линзами». Фокусное расстояние этих линз откладывается в ту и в другую сторону от «центра» линзы. При геометрическом построении пучков световых лучей, проходящих через тонкую линзу, можно пользоваться лучами, проходящими через центр линзы. В электронной оптике полного аналога тонкой линзы нет или, точнее говоря, тонкие электроннооптические линзы являются очень несовершенными, и ими мало пользуются. При построении изображения, даваемого электрической линзой, приходится определять положение так называемых *главных плоскостей* толстой линзы и откладывать фокусные расстояния не от центра линзы, а от точек пересечения этих плоскостей с осью симметрии линзы.

5) В оптике в подавляющем числе случаев по обе стороны от линзы находится одна и та же среда (воздух) с постоянным показателем преломления. В электроннооптических системах потенциалы по обе стороны от линзы, как правило, неодинаковы. Поэтому для электрической линзы фокусное расстояние зависит от направления движения электрического пучка, и у каждой линзы два фокусных расстояния—по одному для каждой её стороны. Это приводит к тому, что электронная линза характеризуется четырьмя параметрами: положениями двух главных плоскостей и двумя фокусными расстояниями.

6) Свойства оптической линзы при заданном показателе преломления того вещества, из которого она сделана, определяются

геометрической формой её граничных поверхностей. Свойства электрической линзы не связаны непосредственно с формой её электродов, а определяются формой эквипотенциальных поверхностей, созданных наложенным на эти электроды напряжением. Было бы, однако, ошибочно думать, что электрическая линза, форма эквипотенциальных поверхностей которой аналогична форме двояковыпуклой оптической линзы, является непременно линзой собирающей, как это всегда имеет место в случае двояковыпуклой оптической линзы. Дело в том, что, говоря об оптической двояковыпуклой линзе, мы представляем её находящейся в воздухе и имеющей поэтому показатель преломления больший, чем показатель преломления среды, окружающей линзу с обеих сторон. В электрической линзе это не так. Правильная формулировка аналогии между действием оптических и электрических линз следующая. Когда электронный пучок проходит через ряд эквипотенциальных поверхностей выпуклых, если смотреть в направлении движения пучка, то он испытывает фокусирующее действие в том случае, когда потенциал увеличивается в этом направлении. Точно так же пучок световых лучей испытывает фокусирующее действие при переходе через выпуклую поверхность раздела двух сред в том случае, когда показатель преломления второй среды больше, чем показатель преломления первой среды. Если потенциал уменьшается в направлении движения электронного пучка или если в оптике показатель преломления второй среды меньше, чем показатель преломления первой среды, то при выпуклой форме эквипотенциальных поверхностей или границы раздела двух сред пучок электронов или пучок световых лучей испытывает рассеивающее действие.

§ 48. Электрические линзы. На рис. 62 приведена схема *тонкой электрической линзы* и эквивалентной ей оптической линзы в реальном для электрической линзы случае непрерывного возрастания потенциала слева направо. Эквивалентная оптическая линза должна граничить в этом случае с двумя различными средами. Показатель преломления левой среды меньше, а показатель правой среды больше, чем показатель преломления вещества линзы.

Представленная на рис. 62 электрическая линза осуществлена путём комбинации двух диафрагм, находящихся при разных потенциалах V_1 и V_2 . Вне линзы поле принято постоянным и потенциал на каждой стороне принят равным потенциалу соответствующей диафрагмы. Стелками показано направление движения электронов, первоначально двигающихся с той и с другой стороны параллельно оси симметрии линзы.

Согласно определению главного фокуса линзы электронный луч, входящий в область поля электронной линзы параллельно оси симметрии линзы, после преломления в линзе пересекает её

ось в главном фокусе, и обратно, луч, идущий от главного фокуса к линзе, покидает линзу в направлении, параллельном её оси. Это имеет место, строго говоря, только в том случае, когда угол между лучом, проходящим через фокус, и осью настолько мал, что можно пренебречь разностью между углом и его синусом или, другими словами, когда расстояние между той частью траектории электрона, которая параллельна оси линзы, и этой осью во много раз меньше, чем фокусное расстояние линзы. Как известно из геометрической оптики, такие лучи называют *параксиальными лучами*. При наличии в фокусируемом пучке электронов, не удовлетворяющих условию параксиальности, имеют место нарушения фокусировки и искажения изображения, даваемого электроннооптической системой. Эти нарушения и искажения носят название различного рода аберраций аналогично оптическим аберрациям. Указанные выше лучи, проходящие каждый через один из фокусов линзы, называют *главными лучами* электронной линзы.

Обратимся к траектории электрона в *толстой электронной линзе*. Проведём через центр электронной линзы плоскость H_0 , перпендикулярную к оси линзы (рис. 63), и назовём её для краткости средней плоскостью. Расстояние главных плоскостей электронной линзы от средней плоскости принимается равным расстояниям точек пересечения прямолинейного продолжения той части каждого из главных лучей, которая параллельна оси линзы, и касательной к главному лучу в точке пересечения им оси (или соответствующего прямолинейного продолжения луча, если фокус лежит в области постоянного потенциала вне поля линзы). Поэтому, хотя траектория электрона в электронной линзе и является криволинейной, построение изображения, даваемого электронной линзой, производится так же, как в геометрической оптике. Таким образом, основной задачей теории электронных линз является нахождение фокусных расстояний F_1 и F_2 и расстояний P_1 и P_2 главных плоскостей H_1 и H_2 от центра линзы.

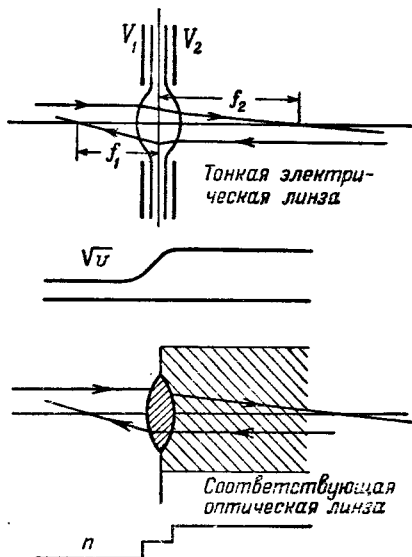


Рис. 62. Ход электронных лучей в тонкой электрической линзе и световых лучей в эквивалентной ей оптической линзе.

Для электронной линзы справедливы известные из геометрической оптики соотношения:

$$\text{для тонкой линзы } \frac{F_1}{l_1} + \frac{F_2}{l_2} = 1, \quad (48,1)$$

$$\text{для толстой линзы } \frac{F_1}{l_1 - P_1} + \frac{F_2}{l_2 - P_2} = 1. \quad (48,2)$$

Здесь l_1 —расстояние от средней плоскости той точки, из которой выходит пучок электронов, l_2 —расстояние изображения этой точки от средней плоскости. Как и в геометрической оптике, l_1 , F_1 и P_1 считаются положительными, если соответствующие им точки лежат направо от центра линзы, а l_2 , P_2 и F_2 —если

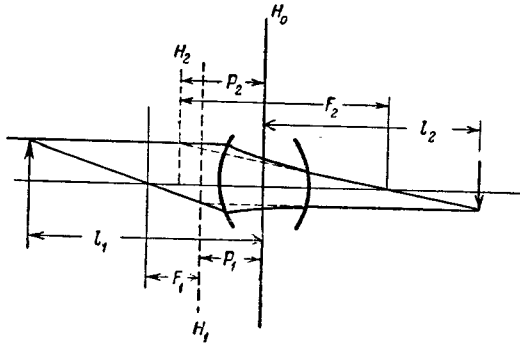


Рис. 63. Ход главных лучей в толстой электронной линзе.

соответствующие им точки лежат направо от центра. Заметим, что в электронной оптике левой считается та сторона, в которой потенциал вне области линзы ниже. Заметим ещё, что теория и опыт показывают, что в толстых электронных линзах P_2 отрицательно, т. е. вторая главная плоскость лежит направо от центра линзы, следовательно, на той же стороне, что и первая главная плоскость.

Для подсчёта фокусных расстояний электронной линзы F_1 и F_2 и расстояний главных плоскостей от центра линзы P_1 и P_2 необходимо найти траекторию параксиального электрона, а для этого предварительно найти распределение потенциала в линзе. Обе эти задачи очень сложны. Решение их далеко не всегда можно представить в аналитической форме. Электронные линзы, как правило, представляют собой аксиально-симметричные электростатические системы. Уравнение Лапласа, из которого исходят при определении распределения потенциала, в этом случае имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0. \quad (48,3)$$

Представим решение уравнения (48,3) в виде степенного ряда

$$V(r, z) = \sum_0^{\infty} a_n(z) r^n. \quad (48,4)$$

Дифференцируя каждый n -й член правой части этого выражения, находим:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = \sum n^2 a_n(z) r^{n-2}, \quad (48,5)$$

или, подставляя вместо n величину $(n+2)$:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = \sum (n+2)^2 a_{n+2}(z) r^n. \quad (48,6)$$

В то же время

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = a_n''(z) r^n, \quad (48,7)$$

где

$$a_n''(z) = \frac{\partial^2 [a_n(z)]}{\partial z^2}.$$

Подставляя выражения (48,6) и (48,7) в исходное уравнение (48,3), находим:

$$\sum (n+2)^2 a_{n+2}(z) r^n + \sum a_n''(z) r^n = 0. \quad (48,8)$$

Так как (48,8) должно представлять собой решение уравнения (48,3), то (48,8) представляет собой тождество, которое должно быть удовлетворено при любом значении r . Это возможно только в том случае, если для каждой пары членов, содержащих r^n , в отдельности будет удовлетворено соотношение

$$a_{n+2}(z) = -\frac{a_n''(z)}{(n+2)^2}. \quad (48,9)$$

V должно быть одинаково для одинаковых положительных и отрицательных значений r . Поэтому в ряде (48,4) все члены с нечётными степенями должны исчезнуть. Отсюда заключаем, что

$$a_1(z) = a_3(z) = a_5(z) = \dots = 0. \quad (48,10)$$

Используя (48,9) и (48,10), находим:

$$V(r, z) = a_0(z) r^0 - \frac{a_0''(z) r^2}{2^2} + \frac{a_0^{(4)}(z) r^4}{2^4 \cdot 2^2} = \sum_{m=0}^{m=\infty} \frac{(-1)^m}{(m!)^2} \left(\frac{r}{2} \right)^{2m} a_0^{(2m)}(z). \quad (48,11)$$

Распределение потенциала на оси линзы $V_0(z)$ находим, положив $r=0$:

$$V_0(z) = V(0, z) = a_0(z). \quad (48,12)$$

Подстановка $V_0(z)$ вместо $a_0(z)$ в (48,11) даёт:

$$V(r, z) = V_0(z) - \frac{V_0''(z)r^2}{2^2} + \frac{V_0^{(4)}(z)r^4}{2^4 \cdot 2^2} - \frac{V_0^{(6)}(z)r^6}{2^6 \cdot 6^2} + \frac{V_0^{(8)}(z)r^8}{2^8 \cdot 24^2} - \dots \quad (48,13)$$

В пределах сходимости этого ряда формула (48,13) даёт возможность определить потенциал в любой точке поля линзы, если известно распределение потенциала вдоль оси линзы.

Для определения траектории электрона в электрическом поле линзы необходимо обратиться к уравнениям движения электрона. Допустим, что начальное направление движения электрона при входе его в область электронной линзы лежит в плоскости, проходящей через ось симметрии линзы. Тогда и в дальнейшем электрон будет продолжать своё движение в этой плоскости. В тех же координатах r и z уравнения движения будут иметь вид

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{\partial V}{\partial z}; \quad \frac{d^2r}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{\partial V}{\partial r}. \quad (48,14)$$

Согласно закону сохранения энергии

$$\frac{m}{2} \left[\left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right] = eV. \quad (48,15)$$

Из (48,14) и (48,15) можно исключить время t . Это приводит для траектории электрона к дифференциальному уравнению вида

$$2V \frac{d^2r}{dz^2} = \left[\frac{\partial V}{\partial r} - \frac{\partial V}{\partial z} \frac{dr}{dz} \right] \left[1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right]. \quad (48,16)$$

В случае параксиального пучка электронов квадрат тангенса угла наклона траектории электрона к оси линзы представляет собой малую величину. Поэтому $\left(\frac{dr}{dz} \right)^2$ можно пренебречь по сравнению с единицей и (48,16) превращается в более простое выражение:

$$2V \frac{d^2r}{dz^2} = \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{\partial V}{\partial z} \frac{dr}{dz}. \quad (48,17)$$

Обозначая, как было сделано выше, значение потенциала в разных точках оси линзы через $V_0(z)$, дифференцируя (48,13) один раз по r , другой раз по z и обрывая полученные ряды, а также ряд (48,13) на первом члене, находим:

$$\frac{\partial V}{\partial r} \approx -\frac{r}{2} V_0''(z); \quad \frac{\partial V}{\partial z} \approx V_0'(z); \quad V = V_0(z). \quad (48,18)$$

Вставляя эти выражения в (48,17), находим так называемое

уравнение луча:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{V'_0}{2V_0} \frac{dr}{dz} + \frac{V''_0}{4V_0} r = 0. \quad (48,19)$$

Уравнения (48,13) и (48,19) являются наиболее существенными уравнениями электронной оптики в той её части, которая касается электрических линз. Из них можно вывести все основные свойства последних. Распределение потенциала вдоль оси линзы, которое необходимо знать для использования уравнений (48,13) и (48,19), проще всего определять при помощи электролитической ванны. Уравнение (48,19) допускает аналитическое решение лишь в сравнительно немногих случаях. Гораздо чаще траектории электронов приходится вычислять путём численного интегрирования этого уравнения.

Из вида уравнений (48,13) и (48,19) вытекают заключения:

1) Траектория электрона зависит от распределения потенциала в линзе, выраженного в относительных единицах, и от начальных условий движения электрона на входе в поле линзы. Сама величина потенциала в каждой отдельной точке роли не играет.

2) При пропорциональном изменении всех линейных размеров электродов и всех расстояний между ними траектории электронов, вступающих в область линзы в соответствующих точках и с соответствующими скоростями, изменяются в такой же пропорции, как и конфигурация электродов.

Основными экспериментальными методами исследования электрических линз и определения их параметров являются следующие.

Первый метод. При помощи специально сконструированного электронного прожектора через линзу пропускается несколько тонких электронных пучков, параллельных оси линзы. Параметры линзы определяются путём измерения напряжения на электродах, приводящего к фокусировке этих пучков в определённых точках оси линзы.

Второй метод. В электронной трубке на пути электронов, покидающих электронную пушку, устанавливается передвижная сетка, пройдя которую, электроны попадают в исследуемую электронную линзу, а затем на флуоресцирующий экран. Измеряются напряжения на линзе, необходимые для фокусировки изображения сетки на экране при различных положениях сетки, а также линейное увеличение изображения.

В качестве электронных линз используются одна или несколько диафрагм или комбинация находящихся друг от друга на малом расстоянии последовательно расположенных соосных цилиндров

Довольно часто имеет место применение так называемой *одиночной линзы*, которая представляет собой диафрагму, находящуюся при потенциале V_2 в системе, обладающей двумя эквипотенциальными плоскостями с потенциалами V_1 и V_3 . Обозначим через d_{12}

и d_{23} соответственно расстояния между плоскостью 1 (потенциал V_1) и плоскостью диафрагмы 2 (потенциал V_2) и между плоскостью диафрагмы 2 и плоскостью 3 (потенциал V_3). Распределение потенциала вдоль оси диафрагмы дается выражением

$$V_0(z) = \frac{(V_1 - V_2) d_{23} + (V_3 - V_2) d_{12}}{2d_{12}d_{23}} \left\{ |z| - \frac{2R}{\pi} \left[\frac{z}{R} \operatorname{arctg} \left(\frac{R}{z} \right) - 1 \right] \right\} + \frac{(V_3 - V_2) d_{12} - (V_1 - V_2) d_{23}}{2d_{12}d_{23}} z + V_2, \quad (48,20)$$

где R — радиус отверстия диафрагмы. Форма эквипотенциальных поверхностей одиночной линзы при $V_1 = V_2 = 0$ и $V_3 \neq V_2$ представлена на рис. 64.

Цилиндрические линзы, составленные из соосных цилиндров, имеют то преимущество, что цилиндры экранируют поле линзы от искажений внешними воздействиями. В случае

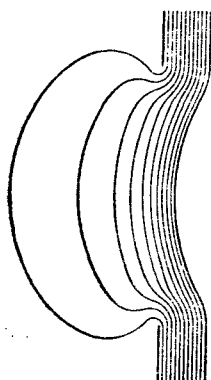


Рис. 64. Эквипотенциальные поверхности «одиночной линзы» при $V_1 = V_2$, $V_3 \neq V_2$.

двух цилиндров одного и того же диаметра форма их эквипотенциальных плоскостей симметрична относительно средней плоскости, проведенной между цилиндрами перпендикулярно к их общей оси (рис. 65). В случае двух цилиндров разных диаметров форма эквипотенциальных плоскостей не симметрична (рис. 66). Распределение потенциала вдоль оси двух цилиндров одного и того же радиуса R , при расстоянии между ними, малом по сравнению с R , и при потенциалах обоих цилиндров $+V_1$ и $-V_1$, дается выражением

$$V_0(z) = V_1 \operatorname{th} \left(1,32 \frac{z}{R} \right), \quad (48,21)$$

где th — знак гиперболического тангенса, а z — расстояние по оси от средней точки между цилиндрами.

В случае, когда потенциалы цилиндров равны соответственно V_1 и V_2 ,

$$V_0(z) = \frac{V_1 + V_2}{2} + \frac{V_2 - V_1}{2} \operatorname{th} \left(1,32 \frac{z}{R} \right)^1. \quad (48,22)$$

¹⁾ Необходимые для расчетов по формулам (48,13) и (48,19) производные от $V_0(z)$ по z в этом случае равны

$$\left. \begin{aligned} V_0'(z) &= \frac{1,32}{R} \left(\frac{V_2 - V_1}{2} \right) \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \left(\frac{1,32 z}{R} \right)}; \\ V_0''(z) &= -\frac{3,48}{R^2} \frac{V_2 - V_1}{2} \frac{\operatorname{th} \left(\frac{1,32 z}{R} \right)}{\operatorname{ch}^2 \left(\frac{1,32 z}{R} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (48,23)$$

Если нельзя пренебречь расстоянием между цилиндрами s по сравнению с радиусом R , формула (48,22) должна быть заменена другой:

$$V_0(z) = \frac{V_1 + V_2}{2} + \frac{V_2 - V_1}{2,64 \frac{s}{R}} \ln \left\{ \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{1,32s}{R} \right)}{\operatorname{ch} \left[\frac{1,32(z-s)}{R} \right]} \right\}, \quad (48,24)$$

где ch —знак гиперболического косинуса.

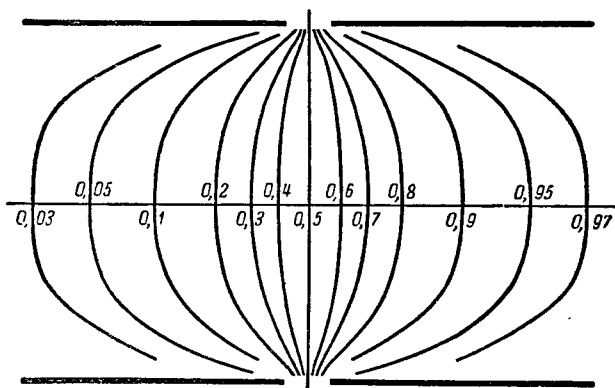


Рис. 65. Эквипотенциальные поверхности линзы, составленной из двух цилиндров одинаковых диаметров.

Как известно, в тех случаях, когда пространство между объективом оптического микроскопа и рассматриваемым в этот

микроскоп предметом заполнено средой с коэффициентом преломления большим, чем коэффициент преломления воздуха, то применяемый в этом случае специальный объектив носит в оптике название *иммерсионного объектива*. В электронной оптике под *иммерсионной линзой* понимают устройство, при котором рассматриваемый объект, представляющий собой эмиттирующий электроны катод, глубоко погру-

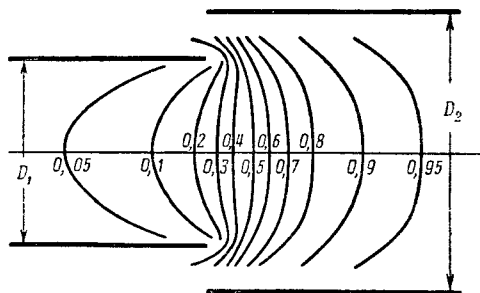


Рис. 66. Эквипотенциальные поверхности линзы, составленной из двух цилиндров различных диаметров D_1 и D_2 при $\frac{D_2}{D_1} = 1,5$.

жён в поле линзы, и вследствие этого потенциал в той области, где находится объект, быстро меняется, а электроны, покидающие объект, входят в поле линзы с ничтожно малыми скоростями. Для

таких иммерсионных электронных линз применяют также наименование *иммерсионный объектив*.

В электронной оптике иногда применяются также такие линзы, действие которых аналогично действию вогнутых оптических зеркал. Эти системы называют *электронными зеркалами*.

§ 49. Фокусировка электронных пучков при помощи магнитного поля. При фокусировке электронных пучков при помощи магнитного поля аналогия с геометрической оптикой менее наглядна, чем при электростатической фокусировке.

Рассмотрим движение электрона в однородном магнитном поле, созданном внутри длинного соленоида, обтекаемого током. Введём цилиндрические координаты z , r и φ , причём ось z совпадает с осью соленоида. Компоненты напряжённости магнитного поля будем обозначать через H_z , H_r и H_φ . Допустим, что электрическое поле внутри соленоида равно нулю. По закону Лоренца уравнения движения электрона будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{m}{e} \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] &= H_\varphi \frac{dz}{dt} - H_z r \frac{d\varphi}{dt}, \\ \frac{m}{e} \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) &= H_z \frac{dr}{dt} - H_r \frac{dz}{dt}, \\ \frac{m}{e} \frac{d^2 z}{dt^2} &= H_r r \frac{d\varphi}{dt} - H_\varphi \frac{dr}{dt}. \end{aligned} \right\} \quad (49,1)$$

Пусть рассматриваемый нами электрон вылетает со скоростью v из точечного источника электронов, помещённого на оси z в точке $z=0$, под углом ϑ к этой оси. Компоненту скорости v по оси z обозначим через v_0 :

$$v_0 = v \cos \vartheta. \quad (49,2)$$

В тех частях соленоида, в которых можно пренебречь крайевыми эффектами, компоненты напряжённости магнитного поля H_r и H_φ равны нулю, $H_z = H$ и система уравнений (49,1) принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{m}{e} \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] &= -H r \frac{d\varphi}{dt}, \\ \frac{m}{e} \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) &= H \frac{dr}{dt}, \\ \frac{m}{e} \frac{d^2 z}{dt^2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (49,3)$$

Используя третья из этих уравнений, находим:

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \text{const} = v_0. \quad (49,4)$$

Интегрируя второе уравнение, находим:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{2m} H. \quad (49,5)$$

Подстановка этого выражения в первое уравнение системы (49,3) превращает его в

$$\frac{d^2r}{dt^2} + \frac{e^2}{4m^2} H^2 r = 0. \quad (49,6)$$

Из (49,4) и (49,6) заключаем, что рассматриваемый нами электрон описывает в плоскости, проходящей через ось z , синусоиду:

$$r = A \sin \omega t, \quad (49,7)$$

где $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{e}{2m} H$, а сама эта плоскость согласно (49,5) вращается вокруг оси z с угловой скоростью, равной $\frac{e}{2m} H$.

Рассматриваемый нами электрон будет пересекать ось z в моменты времени $t = \frac{T}{2}, T, \frac{3}{2}T, \dots$ и, следовательно, в равноотстоящих от источника электронов точках

$$z = n \frac{Tv_0}{2} = n \frac{2\pi m}{eH} v_0, \quad (49,8)$$

где n —любое целое положительное число.

Так как $v_0 = v \cos \vartheta$, то все те электроны, которые покидают источник с одной и той же скоростью v под такими малыми углами, что можно положить $\cos \vartheta \approx 1$, будут пересекать ось z при очень близких друг к другу значениях z . Таким образом, мы приходим к заключению, что продольное равномерное магнитное поле фокусирует параксиальный пучок электронов в точках, соответствующих равенству (49,8). Аналогия с действием оптической линзы нарушается здесь в двух отношениях:

1) вместо фокусировки в одной определённой точке получается фокусировка в ряде равноотстоящих точек, причём точки пересечения оси траекториями отдельных электронов расходятся от одного фокуса к другому всё более и более;

2) пучок электронов, двигающихся параллельно оси соленоида, имеющий конечную площадь поперечного сечения, не фокусируется, т. е. не может быть сведён на экране в пятнышко меньшего диаметра, чем начальный диаметр пучка.

§ 50. Магнитные линзы. Соленоид с равномерным полем представляет собой толстую магнитную линзу. Фокусирующее действие тонкой магнитной линзы или, другими словами, короткой катушки, обтекаемой током, несколько сложнее, так как в этом случае траектория электрона зависит от интенсивности

магнитного поля в различных точках внутри катушки. Вследствие аксиальной симметрии поля H_z в этом случае равно нулю. Распределение продольной напряжённости магнитного поля вне провода, по которому протекает электрический ток, подчиняется такому же закону, что и распределение электрического поля в вакууме, а именно:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = 0. \quad (50,1)$$

Поэтому теми же приёмами, как это было сделано в случае электрических линз, для распределения потенциала находим:

$$H_z(r, z) = \sum_{m=0}^{m=\infty} \frac{(-1)^m}{(m!)^2} \left(\frac{r}{2} \right)^{2m} H_0^{(2m)}(z) = H_0(z) - \frac{r^2}{2^2} H_0^{(2)}(z) + \frac{r^4}{2^4 \cdot 2^2} H_0^{(4)}(z) + \dots \quad (50,2)$$

или в первом приближении:

$$H_z(r, z) = H_0(z), \quad (50,3)$$

где $H_0(z)$ — напряжённость магнитного поля по оси катушки.

Для нахождения приближённого распределения радиальной компоненты H_r напряжённости магнитного поля исходим из уравнения Лапласа в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_r) + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = 0. \quad (50,4)$$

Подставляя выражение (50,2) в (50,4) и решая относительно H_r , находим:

$$H_r = \sum_{m=1}^{m=\infty} \frac{(-1)^m r^{2m-1} H_0^{(2m-1)}(z)}{2m [(m-1)!]^2 \cdot 2^{2m-2}} = -\frac{r}{2} H_0'(z) + \frac{r^3}{4 \cdot 2^2} H_0'''(z) - \frac{r^5}{6 \cdot 2^2 \cdot 2^4} H_0^{(5)}(z) + \dots \quad (50,5)$$

или в первом приближении:

$$H_r = -\frac{r}{2} H_0'(z). \quad (50,6)$$

Подставив первые приближения (50,3) и (50,6), пренебрегающие членами порядка r^2 и выше, и $H_z = 0$ в уравнения движения электрона (49,1), найдём:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e H_0(z)}{2m}. \quad (50,7)$$

Это значит, что угловая скорость вращения параксиального электрона вокруг оси аксиально-симметричного неравномерного поля

короткой магнитной линзы остаётся постоянной в первом приближении, но и только в первом.

Далее находим всё в том же приближении:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -r \left(\frac{eH}{2m} \right)^2, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = 0. \quad (50,8)$$

Пользуясь уравнениями (50,8) и приближёнными соотношениями

$$v = \frac{dz}{dt} \quad \text{и} \quad \frac{d^2r}{dt^2} = \frac{2Ve}{m} \frac{d^2r}{dz^2}, \quad (50,9)$$

где V имеет значение, соответствующее равенству $\frac{mv^2}{2} = Ve$, и ис-

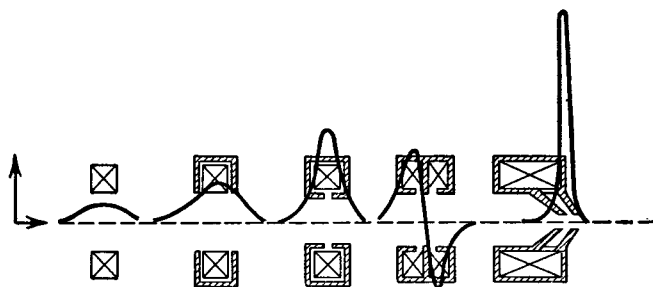


Рис. 67. Разрезы коротких магнитных линз с полюсными наконечниками.

ключая t , приходим к приближённому дифференциальному уравнению траектории параксиального электрона в короткой магнитной линзе

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{e}{8mV} H_0^2(z) = 0. \quad (50,10)$$

Таким образом, для построения траектории электрона во вращающейся около оси z плоскости необходимо знать начальную скорость электрона v (или эквивалентный ей потенциал V) и распределение напряжённости магнитного поля вдоль оси катушки.

При получении изображений с помощью магнитной линзы это вращение электрона вокруг оси линзы приводит к повороту положения изображения относительно объекта.

Фокусирующее действие магнитной линзы тем больше, чем больше напряжённость поля вдоль оси и чем уже та область пространства, в которой это поле сосредоточено. Поэтому катушки магнитных линз заключают в железную оправу, а нередко снабжают специальными железными полюсными наконечниками, как это показано на рис. 67. Кривые дают распределение продольной напряжённости поля в изображённых на рисунке случаях.

Иммерсионным магнитным объективом называется устройство, в котором источник электронов (или рассматриваемый объект) лежит внутри магнитного фокусирующего поля. Это приводит к значительному увеличению даваемого таким объективом изображения.

§ 51. Фокусировка электронных пучков в комбинированных электрических и магнитных полях. Для фокусировки параллельных электронных пучков могут применяться также и комбинированные электрические и магнитные поля, обладающие аксиальной симметрией. Теория таких устройств основана на введении в формулы векторного потенциала магнитного поля. В полях с аксиальной симметрией слагающие векторного потенциала A_z и A_r равны нулю, так что во всех расчётах фигурирует только компонента A_φ . Для этой слагающей справедливо уравнение

$$\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} - \frac{A_\varphi^2}{r^2} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (51,1)$$

Решение может быть представлено в виде ряда

$$A_\varphi(r, z) = \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{(-1)^{n+1} H_0^{(2n-2)}(z)}{n [(n-1)!]^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n-1} = \\ = \frac{r}{2} H_0(z) - \frac{r^3 H_0^{(2)}(z)}{2^2 \cdot 4} + \frac{r^5 H_0^{(4)}(z)}{2^2 \cdot 4^3 \cdot 6} - \dots, \quad (51,2)$$

где $H_0(z)$ — попрежнему напряжённость магнитного поля на оси линзы в точке z , а $A_0(z) = A_z(0, z)$.

Уравнения движения электрона в случае аксиальной симметрии электрического и магнитного полей имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{m}{e} \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] &= - \frac{d\varphi}{dt} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi) + \frac{dV}{dr}, \\ \frac{m}{e} \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) &= \frac{d\varphi}{dt} \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{dr}{dt} \frac{\partial (r A_\varphi)}{\partial r}, \\ \frac{m}{e} \frac{d^2 z}{dt^2} &= r \frac{d\varphi}{dt} \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (51,3)$$

В случае параксиального пучка электронов согласно разложению (51,2):

$$\frac{\partial A_\varphi}{\partial z} = 0, \quad \frac{dA_\varphi}{dt} = \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} \frac{dr}{dt}, \quad (51,4)$$

и второе из уравнений системы (51,3) превращается в

$$\frac{m}{e} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \right) = \frac{d}{dt} (r A_\varphi). \quad (51,5)$$

Интегралом (51,5) является выражение

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{m} \frac{A_\varphi}{r} = \frac{e H_0}{2m}. \quad (51,6)$$

Таким образом, в комбинированных электрическом и магнитном полях, обладающих аксиальной симметрией, в случае параксиального пучка электронов движение электрона можно разложить на его движение в плоскости, проходящей через ось симметрии, и на вращение этой плоскости вокруг оси симметрии с постоянной, в первом приближении, скоростью.

Для электронов параксиального пучка исключение t из системы уравнений (51,3) приводит к приближенному дифференциальному уравнению траектории электрона в комбинированных электрическом и магнитном полях в виде

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{\partial V_0}{2V_0} \frac{dr}{dz} + \frac{r}{4V_0} \left(\frac{\partial^2 V_0}{\partial z^2} + \frac{eH_0^2}{2m} \right) = 0, \quad (51,7)$$

где V_0 и H_0 — потенциал электрического поля и напряжённость магнитного поля на оси симметрии системы Z , или, что то же,

$$V\bar{V}_0 \frac{d}{dz} \left(V\bar{V}_0 \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{r}{4} \left(\frac{d^2 V_0}{dz^2} + \frac{eH_0^2}{2m} \right). \quad (51,8)$$

Так как электрическое и магнитное поля при питании создающего магнитное поле соленоида постоянным током не зависят одно от другого, то для определения V_0 и H_0 применяются те же расчётные и экспериментальные методы, которые применяются в отдельности для электрических и магнитных линз.

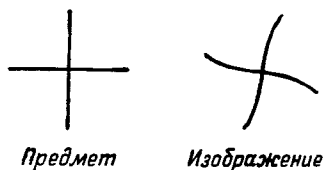
Особый случай фокусировки электронов представляет собой так называемый «газосфокусированный электронный луч», возникающий при прохождении пучка электронов через газ. В этом случае стягивание пучка электронов происходит под действием радиального поля, возникающего вследствие скопления по оси пучка положительных ионов, образуемых ионизацией частиц газа соударениями электронов, а также вследствие электродинамических сил, действующих между электронами, быстро движущимися параллельно друг другу.

§ 52. Искажение изображения в электроннооптических системах. В случае электронных линз имеют место всё те же случаи аберрации, что и в оптике. Заметим, что в электроннооптических системах хроматическая аберрация вызвана различной начальной скоростью электронов пучка. Помимо различного вида аберраций, искажение изображения, даваемого электронными линзами, может быть внесено при большой плотности тока в пучке искажением поля пространственными зарядами и расширением пучка вследствие диффузии электронов. В случае магнитных линз имеет место ещё искажение изображения, связанное с вращением изображения, неизвестное в оптике изотропных сред. Это искажение изображено на рис. 68 и может быть в значительной мере подавлено

путём применения системы из двух последовательно расположенных магнитных линз, приводящих к вращению изображения в противоположные стороны.

§ 53. **Электронные микроскопы.** Движение электронных пучков в электрических и магнитных полях имеет место в целом ряде электровакуумных приборов и устройств, применяемых в радио и в проволочной связи, а также в некоторых других разделах новой техники. Сюда относятся: электронные осциллографы, различные типы передающих и приёмных приборов телевидения; электронные умножители; электрооптические преобразователи невидимого изображения, даваемого ультрафиолетовыми или инфракрасными лучами, в видимое изображение; клистроны; магнетроны; масс-спектрографы и устройства для исследования «спектра» β - и α -лучей; циклотроны, индукционные ускорители (бетатроны); электронные микроскопы. Некоторая фокусировка электронных пучков имеет место в отверстиях сеток обыкновенных радиоламп и особенно в радиолампах специальной конструкции, называемых электроннолучевыми тетрами. В последних диатронный эффект подавляется пространственным зарядом электронов, скопляющихся перед анодом благодаря фокусирующему действию дополнительного электрода, представляющего собой пластины с фокусирующей щелью между ними. Рассмотрение всех перечисленных приборов далеко выходит за рамки настоящего курса; поэтому мы коснёмся здесь кратко лишь схемы и принципа действия электронных микроскопов.

Рис. 68. Искажение изображения в магнитной линзе вследствие вращения траектории электрона.



Как известно, диффракция лучей света тем меньше, чем меньше длина волны. Поэтому, например, разрешающая способность оптического микроскопа, построенного для ультрафиолетовых лучей, больше, чем разрешающая способность микроскопа для видимых лучей. Разрешающая способность электронного микроскопа зависит от длины волны де Бройля, соответствующей соотношению

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (53,1)$$

В оптическом микроскопе мы связаны сравнительно коротким интервалом длин волн видимого спектра и можем увеличивать разрешающую способность объектива путём утолщения линз и увеличения их числа лишь до некоторого предела. В электронной оптике мы имеем широкие возможности уменьшать длину волн де Бройля путём увеличения скорости электронов пучка, т. е. путём использования высоких напряжений, ускоряющих

электроны. В этой возможности и заключается преимущество электронного микроскопа перед оптическим. В настоящее время в наиболее совершенных электронных микроскопах при серийном изготовлении достигнута разрешающая способность до 50 Å. Но это далеко ещё не является пределом, достижимым в этом направлении при применении напряжений порядка 50 кэ¹).

Схема электронного микроскопа с магнитной фокусировкой представлена параллельно со схемой оптического микроскопа на рис. 69, а схема электростатического электронного микроскопа — на рис. 70.

Пучок электронов, исходящий из катода K , превращается магнитной линзой L_1 практически в параллельный пучок электронов, пронизывающий рассматриваемый объект O и дающий его изображение на просвет. Объект расположен в непосредственной близости короткофокусной магнитной линзы L_2 . Первичное изображение объекта, которое даёт эта линза, лежит в фокальной плоскости третьей магнитной линзы L_3 , дающей сильно увеличенное вторичное изображение объекта на люминесцирующем экране S . Изображение, получаемое на экране, фиксируется фотографическими методами. Основное отличие электронного микроскопа от оптического состоит в замене окуляра, служащего в оптическом микроскопе для визуального наблюдения, проекционной линзой и в малой апертуре (малом входном отверстии) конденсорной линзы. Большая апертура привела бы к слишком заметной аберрации.

Одним из существенных требований, предъявляемых к электронному микроскопу, является сохранение в нём высокого вакуума, так как при тех высоких напряжениях, с которыми приходится иметь дело в электронном микроскопе, плохой вакуум может привести к возникновению электрического разряда, нарушающего необходимое распределение потенциала. Особенно существенно это требование в отношении микроскопа с электрическими

¹) Теоретический расчёт приводит для наименьшего расстояния двух предметов, которые еще можно различить при помощи электронного микроскопа, к формуле

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} = \frac{h}{2 m v \sin \alpha}, \quad (53, 2)$$

совпадающей с формулой Аббе для разрешающей способности оптического микроскопа. α и в том и в другом случае — наибольший угол между осью объектива и прямой, проведённой из центра рассматриваемой площадки к краю круглого отверстия объектива. $n \sin \alpha$ и $v \sin \alpha$ называются *численной апертурой* оптического и электронного микроскопа соответственно. При напряжении 50 кэ, ускоряющем электроны, и численной апертуре объектива 0,0025 выражение (53,2) приводит к предельной разрешающей способности 10 Å.

Формула (53,2) может быть формально выведена из известного «соотношения неопределенностей» $\Delta x \Delta(mv) \geq h$.

линзами, так как острые края цилиндров или диафрагм легко приводят к возникновению разряда. Что касается до разрешающей способности электронного микроскопа как такового, то она практически ограничивается не только диффракцией, но и аберрациями линз. Наиболее вредны в этом отношении сферическая

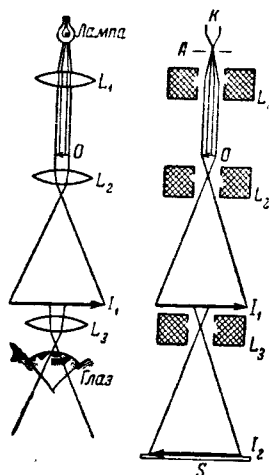


Рис. 69. Схема электронного микроскопа с магнитной фокусировкой (справа). K —источник электронов; L_1 —магнитная линза, служащая конденсором; O —объект; L_2 —магнитная линза, служащая объективом; L_3 —проекционная магнитная линза; I_1 —первичное изображение; I_2 —изображение на флуоресцирующем экране S .

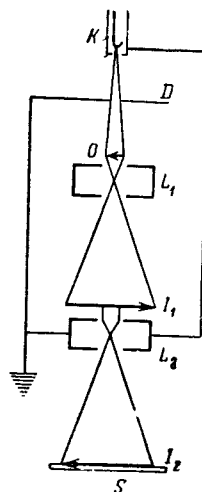


Рис. 70. Схема электронного микроскопа с электрической фокусировкой. K —источник электронов; D —диафрагма; O —объект; L_1 —электрическая линза, служащая объективом; L_2 —проекционная электрическая линза; I_1 —первичное изображение; I_2 —изображение на флуоресцирующем экране S .

и хроматическая аберрации. Электронный микроскоп с магнитной фокусировкой обладает большей разрешающей способностью, чем электростатический электронный микроскоп. Увеличить разрешающую способность последнего можно, как это показала Е. М. Дубинина, пользуясь вместо постоянного напряжения на электродах линз кратковременными прямоугольными импульсами с амплитудой, в несколько раз большей, чем постоянное напряжение, допустимое из-за возможного пробоя.

Наименьшие размеры предметов, которые можно исследовать при помощи электронного микроскопа, зависят не только от разрешающей способности самого микроскопа, но и от разрешающей

способности человеческого глаза, оцениваемой минимумом угла зрения, под которым глаз ещё различает отдельные предметы. Величина этого угла оценивается в 1 минуту дуги. Поэтому для различения предметов в 100 Å линейное увеличение их изображения должно быть порядка 10^4 . Такого увеличения можно достигнуть либо непосредственно на экране микроскопа, создавая такой объектив и такую проекционную линзу, чтобы произведение их увеличений равнялось требуемой величине, либо можно фиксировать на мелкозернистой фотоплёнке изображение с меньшим увеличением и затем увеличивать это изображение при помощи фотоувеличителя.

Особый тип электронного микроскопа представляет собой эмиссионный электронный микроскоп, предназначенный для исследования поверхностей, эмиттирующих электроны. В этом случае поверхность катода непосредственно является объектом и конденсорная линза излишня.

§ 54. Фазовая фокусировка потока электронов. Особый случай воздействия электрического поля на электроны в электровакуумных приборах представляет собой так называемая *фазовая фокусировка* электронного потока. Фазовая фокусировка достигается при прохождении равномерного прямолинейного потока электронов через область переменного поля, в которой силовые линии совпадают с прямолинейной траекторией электронов. Допустим сперва, что электроны потока пробегают эту область за промежуток времени, во много раз меньший, чем период переменного поля, так что изменением напряжённости поля за это время можно пренебречь. Для наглядности предположим, что переменное поле создано между двумя сетками, расположенными перпендикулярно к траектории электронов и находящимися одна от другой на малом расстоянии d , и что разность потенциалов между этими сетками изменяется во времени по закону $U = U_0 \sin \omega t$.

При экспериментальном осуществлении фазовой фокусировки сетки представляют собой часть двух противоположных стенок полого резонатора. Те электроны, которые проходят через этот резонатор в моменты времени $t = 0, \frac{1}{2} T, T, \frac{3}{2} T, \dots$, по выходе из резонатора будут иметь ту же самую скорость v_0 , что и при входе в него, так как в эти моменты времени поле между сетками равно нулю. Те электроны, которые проходят через резонатор за время положительных полупериодов напряжения, будут иметь при выходе из резонатора скорость $v + \Delta v$, большую, чем v_0 . Электроны, проходящие через резонатор за отрицательный полупериод напряжения, будут замедляться полем резонатора и будут выходить из него со скоростями $v - \Delta v$, меньшими, чем v_0 . В результате электроны, проходящие через резонатор в момент времени от $\frac{1}{4} T$

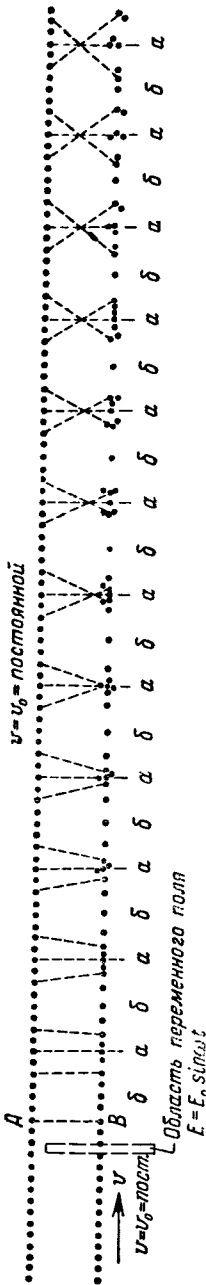


Рис. 71. Фазовая фокусировка электронов. Горизонтальной стрелкой показано направление движения электронов; a — электроны, вылетающие в моменты времени $0, T, 2T, 3T$ и т. д., b — в моменты времени $\frac{1}{2}T, \frac{3}{2}T, \frac{5}{2}T$ и т. д., где T — период переменного поля, действующего на электроны между сетками резонатора. При составлении чертежа принято, что при выходе из резонатора скорость электронов $v = v_0 \left(1 + 0,05 \sin \frac{2\pi}{T} t\right)$. Показаны места нахождения электронов, вылетающих в моменты времени $0, \frac{1}{8}T, \frac{1}{4}T, \frac{3}{8}T, \frac{1}{2}T, \frac{5}{8}T, \frac{3}{4}T, \frac{7}{8}T, T$ и т. д.; A — положение этих электронов в нефокусированном пучке, B — в фокусированном. Пунктирными отрезками показаны соответствующие друг другу электроны.

до $\frac{1}{2}T$, будут иметь скорость, большую, чем электроны, прошедшие через резонатор в момент времени $\frac{1}{2}T$, т. е. большую, чем v_0 . а электроны, прошедшие через резонатор за промежуток времени от $\frac{1}{2}T$ до $\frac{3}{4}T$, — скорость меньшую, чем v_0 . Поэтому около электронов, проходящих через резонатор в моменты времени $\frac{1}{2}T$, а также $\frac{3}{2}T, \frac{5}{2}T$ и т. д., в потоке электронов после прохождения через резонатор появится на некоторое время уплотнение электронов. Точно так же около электронов, проходящих через резонатор в моменты времени $0, T, 2T$ и т. д., в потоке электронов возникнут разрежения. Когда после выхода из резонатора электрон, двигающийся с неизменной скоростью v_0 , обгонит все более медленно двигающиеся впереди него электроны, уплотнение электронов вокруг него начнёт сменяться разрежением. Точно так же разрежение, возникшее при прохождении потока через резонатор, по прошествии некоторого времени начнёт сменяться уплотнением. Схематическое изображение этого явления дано на рис. 71. Вводя вместо скоростей электронов кинетическую энергию их движения, выраженную в

электрон-вольтах, мы можем сказать, что электроны входят в резонатор, обладая энергией V_0 э.в., и покидают резонатор, обладая энергией $V_0 + U$ э.в., где U —энергия, приобретаемая ими при прохождении через область переменного потенциала, выраженная в электрон-вольтах.

Конечное время пролёта электронов через рассматриваемый резонатор несколько усложняет картину фазовой фокусировки. Обозначим буквой ϑ величину

$$\omega t_0 = \frac{2\pi}{T} t_0, \quad (54,1)$$

где t —время пролёта электрона от передней стенки резонатора до его задней стенки, а T —период переменного напряжения между стенками резонатора. ϑ называют *углом пролёта*. Если время пролёта электрона через резонатор, а следовательно, и пролётный угол не исчезающе малы, то количество энергии, получаемой электроном от поля или отдаваемой им за время одного пролёта, не будет равно U э.в. и может быть выражено через

$$AU = AU_0 \sin \omega t, \quad (54,2)$$

где A —множитель, зависящий от момента входа электрона в резонатор и от длительности пролётного времени, а t —момент времени, в который электрон проходит через плоскость, проведённую перпендикулярно к траектории электронов на равном расстоянии от обеих стенок резонатора. Скорость электрона после выхода из резонатора

$$v_a = v_0 \sqrt{1 + \frac{AU_0}{V_0} \sin \omega t}. \quad (54,3)$$

Отношение $\frac{U_0}{V_0}$ обозначают через α и называют *коэффициентом возбуждения*, а величину αA —*глубиной модуляции* пучка электронов по энергии. При малых значениях αA корень в выражении (54,3) можно разложить в ряд и, оборвав этот ряд на втором члене, написать:

$$v_a - v_0 = \frac{v_0}{2} \alpha A \sin \omega t. \quad (54,4)$$

Выражение (54,4) показывает, что и при конечном времени пролёта в потоке электронов, проходящих через резонатор с переменным синусоидальным напряжением, возникают такие же уплотнения и разрежения электронов (или, другими словами, такие же сгустки), что и при исчезающе малом времени пролёта.

Фазовая фокусировка электронов имеет в современной технике генерации колебаний сверхвысокой частоты большое значение. Фокусированный по фазе поток электронов, встречая на своём пути второй резонатор, возбуждает в нём колебания потенциала.

На этом явлении основаны усиление и генерация колебаний сантиметрового и миллиметрового диапазонов при помощи приборов, называемых *клистродами*.

Обозначим через t_a момент времени, в который электрон вышел из первого резонатора со скоростью v_a , через t_b —момент времени, когда электрон достиг расстояния l от выходной сетки первого резонатора. Согласно изложенному выше

$$t_b = t_a + \frac{l}{v_0 \left(1 + \frac{Aa}{2} \sin \omega t_1 \right)}. \quad (54,5)$$

При малых значениях $\frac{Aa}{2}$ можно записать вместо (54,5), ограничиваясь первыми двумя членами разложения в ряд:

$$\begin{aligned} \tau_b &\approx \tau_a + \tau_0 \left(1 - \frac{Aa}{2} \sin \omega t_1 \right) = \tau_a + \tau_0 \left(1 - \frac{Aa}{2} \sin \tau_1 \right) = \\ &= \tau_a + \tau_0 - k \sin \tau_1, \end{aligned} \quad (54,6)$$

где $\tau_0 = \omega \frac{l}{v_0}$, а любая из величин, обозначенных через τ с тем или иным индексом i , равна ωt_i и может трактоваться как тот или иной пролётный угол; параметр $k = \frac{Aa\tau_0}{2}$. Соотношение (54,6) позволяет связать момент входа электрона во второй резонатор с моментом выхода электрона из первого резонатора и временем пролёта от первого до второго резонатора. На основании соотношения (54,6) или соответствующих кривых можно решить в первом приближении вопросы, связанные с возбуждением или с усилением колебаний при помощи клистрона.

Литература к гл. VII

1. Косселет В., Введение в электронную оптику, ИЛ, М., 1950.
2. Spangenberg K. R., Vacuum tubes, New York, 1948, гл. XIII, XIV и стр. 527—556 и 738—746.

ГЛАВА VIII

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И НА ГРАНИЦЕ МЕЖДУ ПОЛУПРОВОДНИКОМ И МЕТАЛЛОМ

§ 55. **Фотопроводимость диэлектриков и полупроводников.** Сопротивление некоторых кристаллических тел уменьшается при поглощении ими света. Это явление называют *фотопроводимостью кристаллов*. Впервые оно было обнаружено в 1873 году для кристаллов селена. Подробно изучена фотопроводимость диэлектриков алмаза и цинковой обманки. Фотопроводимость обладают также некоторые полупроводники, например закись меди Cu_2O , сернистый свинец PbS и др. В инфракрасной области фотопроводимостью обладает таллофид—сплав сульфида таллия с окисью этого металла. В ряде случаев, например в кристаллах NaCl , фотопроводимость возникает при облучении кристалла рентгеновскими лучами. При этом кристаллы NaCl приобретают жёлтый цвет. Находимые в природе кристаллы каменной соли, обладающие фотопроводимостью, также имеют жёлтый или дымчатый оттенок. Такая окраска свидетельствует о наличии внутри кристалла NaCl свободных атомов натрия, являющихся теми «центрами», которые способны отдавать свой валентный электрон при поглощении светового кванта. Наличием таких «*F*-центров», представляющих собой нарушение правильного строения кристаллической решётки, объясняют фотопроводимость и в других кристаллах. На языке зональной теории диэлектриков и полупроводников фотопроводимость объясняется переходом электронов из целиком заполненной полосы энергетических уровней в полосу проводимости. С этой точки зрения фотопроводимость должна зависеть от содержания примесей в полупроводнике и должна возникать в нём при поглощении квантов меньшей частоты ν , чем в диэлектрике. Опыт подтверждает это заключение.

Ток, возникающий в кристалле благодаря появлению добавочных электронов в полосе проводимости при поглощении световых квантов, называют *первичным током фотопроводимости*. Интенсивность поглощаемого света I можно выразить как $I = N \cdot h\nu$,

где N —число световых квантов, поглощаемых кристаллом в 1 сек. Каждый квант энергии $h\nu$ освобождает один электрон. Поэтому при неизменной интенсивности поглощаемого света I сила первичного тока i_1 , пропорциональная числу освобожденных в 1 сек. электронов, обратно пропорциональна частоте поглощаемого света. На первичный ток i_1 накладывается вторичный ток i_2 . Вторичный ток возникает благодаря частичному разрушению кристаллической решётки при прохождении первичного тока, приводящему к уменьшению сопротивления кристалла. Экспериментальное изучение зависимости вторичного тока от времени показывает, что сила вторичного тока возрастает пропорционально промежутку времени, прошедшему с момента начала первичного тока, и лишь через некоторое время достигает насыщения.

В некоторых случаях фотопроводимость, вызванная облучением кристалла ультрафиолетовой радиацией, при прекращении этого облучения исчезает за короткое время (цинковая обманка—менее чем в 40 секунд). В других случаях (алмаз) некоторая доля фотопроводимости сохраняется в течение целых часов, но может быть быстро сведена к нулю облучением кристалла инфракрасной радиацией.

Всё это нарушает основное требование, предъявляемое к фотоэлементам: сила тока должна быть пропорциональна интенсивности падающего на фотоэлемент света и приводит к значительной инерционности данного рода фотоэлементов.

Фотоэлементы, основанные на фотопроводимости, нередко называют *фотосопротивлениями*. Они находят применение почти исключительно для обнаружения и регистрации инфракрасного излучения. Другая возможная область их применения—это обнаружение очень слабых световых сигналов в тех случаях, когда инерционность фотоэлемента не имеет существенного значения. Такое применение основано на тех больших значениях, которых может достигать сила вторичного тока. В настоящее время для этих целей применяются селеновые и теллуридные фотосопротивления.

В первых фотоактивных веществом является тёмносерая кристаллическая модификация селена, нанесённая на пластинку из диэлектрика в виде тонкого слоя, помещённая в вакууме или в атмосфере инертного газа во избежание окисления селена. Прибавление к селену небольшого количества теллура повышает чувствительность фотоэлемента и позволяет сдвинуть длинноволновый порог фотопроводимости до 12 000 Å. Порог фотопроводимости в теллуридных фотосопротивлениях доходит до 16 000 Å и больше. Ещё лучшие результаты в этом отношении достигаются применением фотосопротивлений из сернистого свинца. По имеющимся в литературе данным порог фотопроводимости этих фотосопротивлений достигает 35 000 Å, а максимальная чувствитель-

ность соответствует приблизительно $26\ 000\ \text{Å}$. Максимум чувствительности селеновых и таллофидных фотосопротивлений выражен не резко и захватывает у селеновых всю видимую область спектра, а у таллофидных—видимую область и часть инфракрасной области.

§ 56. Фотоэффект запирающего слоя. Это явление представляет собой электронный процесс, происходящий на границе между металлом и полупроводником под действием света и весьма близкий по своей природе к процессам, имеющим место в твёрдых выпрямителях и детекторах, о которых речь будет идти ниже (см. § 57 гл. VIII).

Возьмём пластинку из чистой меди, покроем её путём окисления тонким, пропускающим свет слоем закиси меди Cu_2O , а сверху в качестве второго электрода наложим кольцо или сетку из меди или из другого металла (рис. 72). Соединим металлическую сетку B с медной пластинкой P через гальванометр G . Мы увидим, что при освещении медной пластинки P светом, проходящим через слой закиси меди, в собранной таким образом цепи возникает электрический ток. Направление тока в таком меднозакисном фотоэлементе соответствует движению электронов из слоя закиси меди в тесно соприкасающуюся с этим слоем медную пластинку. Сила тока прямо пропорциональна интенсивности света, падающего на граничную поверхность между медью и закисью меди. При помещении во внешней цепи источника переменной электродвижущей силы ячейка медь—закись меди выпрямляет ток. При отсутствии облучения ячейки направление выпрямленного тока соответствует движению электронов из меди в закись меди, т. е. обратное направлению фототока, возникающего при облучении поверхности раздела медь—закись меди. Общая картина вольтамперной характеристики при освещении и без освещения показана на рис. 73.

Если на поверхность слоя закиси меди (рис. 74) нанести узкую прямую полоску металла, а свет, попадающий на фотоэлемент, пропускать через щель, параллельную металлической полоске и равную ей по шпине, то при передвижении щели вдоль поверхности фотоэлемента обнаруживается зависимость силы тока от положения щели, изображённая кривой рис. 75. При положении щели прямо против металлической полоски полоска загорает щель и сила тока равна нулю. Максимумы фототока соответствуют двум ближайшим положениям щели относительно полоски, при которых щель полностью открыта. При удалении щели от полоски

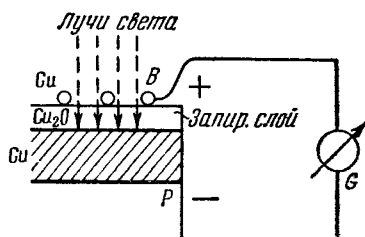


Рис. 72. Схема меднозакисного фотоэлемента.

отрезок пути, который должны пройти внутри слоя закиси меди электроны, возвращающиеся к границе медь—закись меди через внешнюю цепь ABC и металлическую полосу (путь a на рис. 74), становится всё длиннее и длиннее. Поэтому всё большее и большее

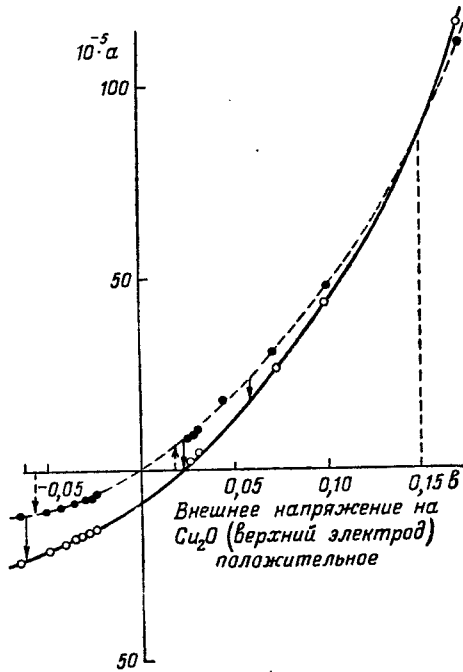


Рис. 73. Вольт-амперная характеристика меднозакисного фотоэлемента. Сплошная кривая—без освещения, пунктирная кривая—при освещении.

число электронов возвращается к границе медь—закись меди, не поступая во внешнюю цепь и замыкая своё движение по более коротким путям, показанным на рис. 74 стрелкой b (слева).

Одновременно с током во внешней цепи в меднозакисном фотоэлементе возникает электродвижущая сила \mathcal{E} . Зависимость \mathcal{E} и силы фототока i от интенсивности освещения I дана кривыми 1 и 2 рис. 76. Как показывают эти кривые, i пропорционально I , в то время как \mathcal{E} связано с I более сложным законом. Это обстоятельство и описанный выше опыт с металлической полоской подтверждают представление о движении электронов через границу полупроводник—металл под действием света как о первичной причине фототока в фотоэлементах с запирающим слоем.

Описанный выше *меднозакисный* (купроксный) *фотоэлемент* называют «заднестеночным» или «тыловым» фотоэлементом с запирающим слоем. В другой разновидности тех же фотоэлементов на медную пластинку нанесён слой закиси меди, достаточно тол-

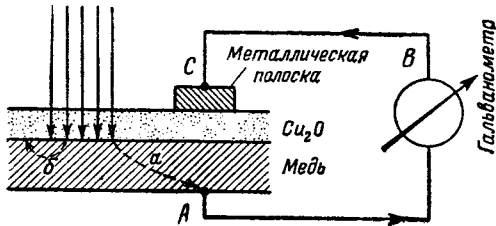


Рис. 74. Схема опыта с нанесением узкой металлической полоски на поверхность катода меднозакисного фотоэлемента.

стый для того, чтобы не пропустить падающий на него свет до медной подкладки. Верхняя поверхность слоя Cu_2O покрыта очень тонким слоем меди или другого металла, пропускающим значи-

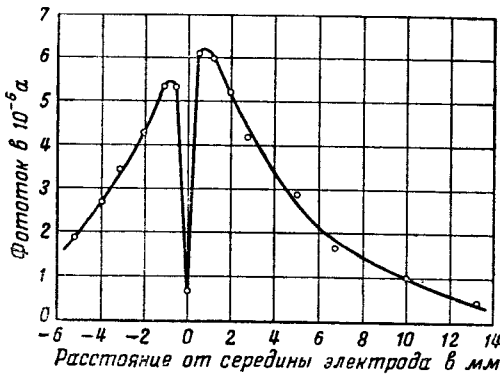


Рис. 75. Зависимость фототока от расстояния между осветительной щелью и металлической полоской на меднозакисном фотоэлементе.

тельную долю падающего на него света. В этом случае фотоэффект запирающего слоя имеет место на границе между этим тонким слоем металла и лежащей под ним закисью меди и фотоэлемент называют «переднестеночным».

Для того чтобы проанализировать элементарный процесс, имеющий место при фотоэффекте с запирающим слоем, и уточнить самое понятие об этом слое, необходимо ознакомиться с представлениями зональной теории полупроводников несколько подроб-

нее, чем это было сделано в § 10 гл. II. Дополнительные энергетические уровни, возникающие в полупроводниках благодаря наличию тех или иных примесей или благодаря избытку атомов металла, бывают двух родов. На местные уровни, образовавшиеся благодаря вкраплению в кристаллическую решётку электроотрицательных атомов, например атомов кислорода, за счёт энергии теплового движения переходят электроны из лежащей ниже

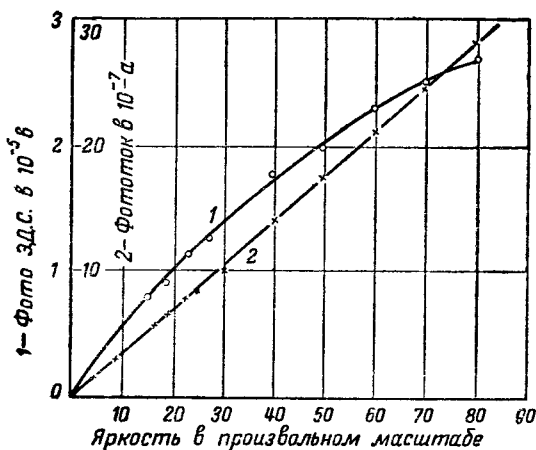


Рис. 76. Зависимость э. д. с. (кривая 1) и силы тока (кривая 2) в меднозакисном фотоэлементе от интенсивности освещения.

заполненной полосы. Таким образом, на энергетической диаграмме в прежде полностью занятой полосе появляются свободные уровни энергии. В полупроводнике появляется добавочная проводимость: на место связанного электрона заполненной полосы, покинувшего атом при этом переходе, перескакивает связанный электрон из другого соседнего атома, на место этого электрона — третий и т. д. Таким образом, образованная отсутствием электрона «дырка» переходит при наличии электрического поля с места на место в направлении, противоположном движению электронов. Это равносильно движению положительного заряда в этом направлении. Такая проводимость называется *дырочной проводимостью*; обладающий ею полупроводник — полупроводником типа *p*, а местные уровни, вызывающие появление дырок в заполненной энергетической полосе, — *акцепторными уровнями*. Если же местные уровни примесного полупроводника образованы внедрением в кристаллическую решётку электроположительных атомов, то происходит переход электронов с этих уровней на уровни полосы проводимости. В полупроводнике возникает *электронная*

проводимость. Такой полупроводник называют полупроводником типа *n*, а вызывающие электронную проводимость местные уровни—*донаторными уровнями*. Кристаллические тела, которые являются полупроводниками по самой своей природе, даже при отсутствии в них примесей, как, например, кремний и германий, одновременно обладают как электронной, так и дырочной проводимостью.

При соприкосновении двух металлов на границе между ними существует потенциальный барьер, вызванный тем, что уровень Ферми имеет неодинаковую высоту в обоих металлах. Электроны того металла, у которого уровень Ферми выше, проникают в другой металл и создают в его поверхностном слое отрицательный пространственный заряд. По другую сторону границы накапливаются положительные заряды. Такое расположение отрицательного и положительного пространственного заряда на границе между двумя металлами приводит к контактной разности потенциалов V_k , очень близкой, как мы это видели в § 10 гл. II, к разности между работами выхода обоих металлов. В случае контакта между металлом и полупроводником типа *n* между ними возникает потенциальный барьер, обусловленный разностью между высотой уровня Ферми в металле и высотой нижнего края полосы проводимости полупроводника. Этот последний уровень расположен выше уровня Ферми металла. Поэтому в случае полупроводника типа *n* электроны проводимости, созданные наличием донаторных уровней, переходят из полупроводника в металл. По другую сторону границы металл—полупроводник накапливается положительный заряд. Таким образом, на границе металл—электронный полупроводник возникает двойной электрический слой, препятствующий дальнейшему переходу электронов из полосы проводимости полупроводника в металл. При контакте полупроводника типа *p* с металлом электронов в полосе проводимости полупроводника нет (или их очень мало). В то же время в заполненной энергетической полосе полупроводника имеются дырки, а сама полоса лежит ниже уровня Ферми металла. Электроны проводимости металла могут беспрепятственно проникать в эту полосу и заполнять дырки в пограничном слое полупроводника. Поэтому в металле на границе с полупроводником типа *p* накапливаются положительные заряды. Образуется двойной электрический слой с направлением поля, обратным направлению поля в запирающем слое в случае контакта металла с полупроводником типа *n*. Поле этого двойного слоя препятствует дальнейшему движению «дырок» к границе полупроводник—металл.

Ход изменения потенциала при переходе из металла в полупроводник типа *n* изображён на рис. 77, в полупроводник типа *p*—на рис. 78. Знаками минус и плюс на этих рисунках изображено расположение пространственного заряда того и другого знака.

Запирающий слой отождествляют со слоем, в котором происходит переход потенциала от одного значения к другому. При несколько ином подходе к тому же вопросу запирающий слой представляют

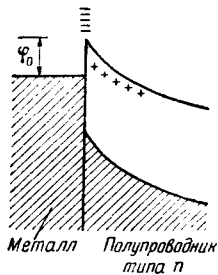


Рис. 77. Потенциальный барьер на границе металл—электронный полупроводник.

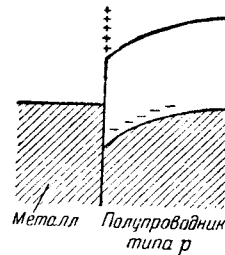


Рис. 78. Потенциальный барьер на границе металл—дырочный полупроводник.

себе как расположенный между полупроводником и металлом слой изменённого химического состава, например, на границе медь—закись меди слой Cu_2O вместо Cu_2O (рис. 79).

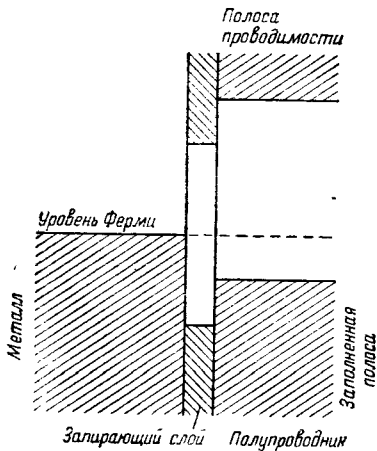


Рис. 79. Схема «химического» запирающего слоя у электронного полупроводника.

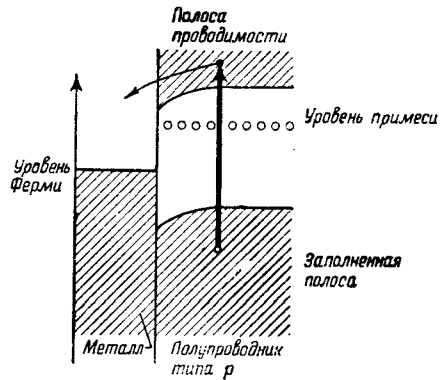


Рис. 80. Схема фотоэффекта на границе металл—дырочный полупроводник. Уровень примеси—акцепторный.

За счёт энергии поглощаемых при фотоэффекте квантов света электроны полупроводника переходят из целиком заполненной энергетической зоны в зону проводимости. В случае полупроводника типа p (рис. 80, также рис. 78) поле пространственного заряда запирающего слоя не препятствует переходу этих элек-

тронов в металл, а, наоборот, способствует переходу. По внешней цепи электроны возвращаются в полупроводник и нейтрализуют здесь дырки, дополнительно образующиеся под действием света в заполненной энергетической полосе.

Как показывает опыт, соответствующее такому движению электронов направление электрического тока во внешней цепи фотоэлемента действительно имеет место в случае меднозакисных фотоэлементов, в которых закись меди является дырочным полупроводником.

В случае полупроводника типа *n* (рис. 81, также рис. 77) электроны, перешедшие в зону проводимости полупроводника при поглощении квантов света, не могут перейти через запирающий слой в металл благодаря наличию в этом слое задерживающего их поля. В то же время появление дырок в заполненной энергетической полосе полупроводника позволяет электронам проводимости металла переходить под действием того же поля в полосу проводимости полупроводника и нейтрализовать эти дырки.

Избыточные электроны, появившиеся под действием света в зоне проводимости полупроводника, переходят в металл по внешней цепи фотоэлемента на место электронов металла, ушедших через запирающий слой в полупроводник.

Такой круговорот электронов и соответствующее ему направление электрического тока во внешней цепи имеют место в фотоэлементах с селенистым таллием или селенистым серебром, в полном согласии с тем фактом, что эти вещества являются полупроводниками с электронной проводимостью.

Наряду с меднозакисными фотоэлементами широкое распространение получили селеновые фотоэлементы с запирающим слоем. В этих фотоэлементах на железную подложку нанесён слой аморфного селена, имеющего чёрный цвет и являющегося дырочным полупроводником. Этот слой покрывается путём катодного распыления тонким прозрачным слоем золота или серебра. Селеновые фотоэлементы могут изготавливаться только переднестеночные вследствие сильного поглощения света аморфным селеном.

На рис. 82, 83 и 84 приведены спектральные характеристики меднозакисного, селенового и селенисто-таллиевого фотоэлементов с запирающим слоем. На рис. 83 пунктирной кривой представ-

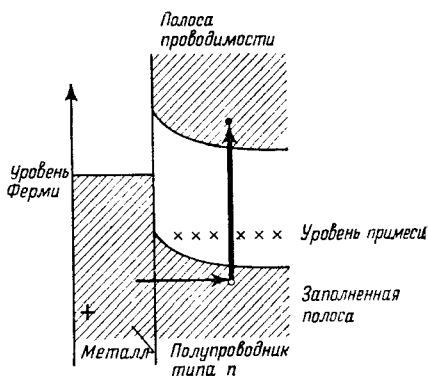


Рис. 81. Схема фотоэффекта на границе металл—электронный полупроводник. Уровень примеси—донаторный.

лена кривая чувствительности человеческого глаза. Чувствительность меднозакисных фотоэлементов имеет величину, близкую к 100 мка/люмен. Чувствительность селеновых фотоэлементов доходит до 500 мка/люмен, чувствительность сернисто-серебряных и сернисто-галлиевых выше ещё на один порядок величины.

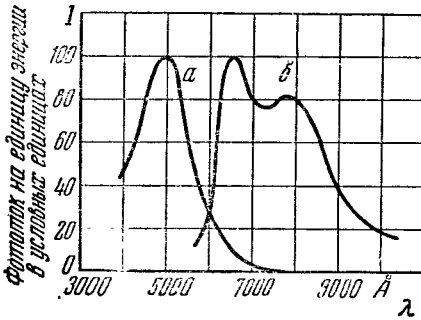


Рис. 82. Спектральная характеристика переднестеночного (кривая *a*) и заднестеночного (кривая *б*) меднозакисного фотоэлемента.

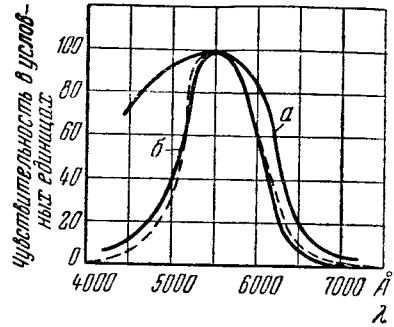


Рис. 83. Спектральная характеристика селенового фотоэлемента с запирающим слоем. Кривая *a*—без светофильтра, кривая *б*—с соответствующим светофильтром.

Недостатком всех фотоэлементов с запирающим слоем является их малое внутреннее сопротивление, не позволяющее применять их в совокупности с усилителями, а также их плохая частотная

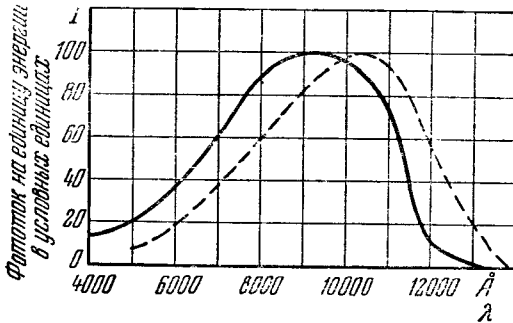


Рис. 84. Спектральная характеристика сернисто-галлиевого фотоэлемента с запирающим слоем (сплошная кривая) и сернисто-серебряного (пунктирная кривая).

характеристика. Поэтому область применений фотоэлементов с запирающим слоем ограничивается теми случаями, когда освещённость фотоэлемента не слишком мала и не требуется усиления фототока, а качество частотной характеристики не имеет значения.

Для объективной фотометрии очень подходящими являются селеновые фотоэлементы, так как подбором фильтров легко подогнать их спектральную характеристику к спектральной характеристике чувствительности нормального человеческого глаза, так же как это делается в случае сурьмяно-цезиевых фотоэлементов с фотоэлектронной эмиссией.

§ 57. Выпрямление тока на границе полупроводник—металл. Описанное в предыдущем параграфе возникновение запирающего слоя на границе между металлом и полупроводником используется в технической электронике для выпрямления переменного тока при помощи так называемых сухих выпрямителей и для детектирования колебаний сантиметрового диапазона при помощи кристаллических детекторов.

Вернёмся к расположению энергетических уровней при соприкосновении между металлом и полупроводником и к форме возникающего между ними потенциального барьера. Направление выпрямленного тока будем называть прямым направлением. Противоположное направление—обратным направлением.

Рассмотрим случай контакта между металлом и электронным полупроводником. В этом случае возникает потенциальный барьер, изображённый на рис. 77.

Среди электронов проводимости в полупроводнике существует максвелловское распределение скоростей, так как вследствие малой концентрации их совокупность представляет собой невырожденный электронный газ. Среди электронов металла—распределение Ферми.

Как в металле, так и в полупроводнике имеются налицо электроны, способные преодолеть потенциальный барьер за счёт энергии их беспорядочного теплового движения. Поэтому переход электронов из полупроводника в металл и обратно продолжается и после возникновения потенциального барьера. Высота потенциального барьера перестаёт расти и равновесное состояние наступает тогда, когда число быстрых электронов, переходящих через барьер в обоих направлениях, становится одним и тем же. Детальный расчёт показывает, что при равновесии уровень, соответствующий середине расстояния между нижней границей полосы проводимости и верхней границей заполненной полосы полупроводника, близок к уровню Ферми металла, как это показано на рис. 85, а.

Тот потенциальный барьер, который должен преодолеть электрон, чтобы перейти из металла в полупроводник, остаётся при наложении внешнего поля постоянным (рис. 85, б и в). Когда электронный полупроводник присоединён к отрицательному полюсу источника напряжения, а металл—к положительному его полюсу, то все уровни полосы проводимости полупроводника (рис. 85, б), а следовательно, также верхняя и нижняя границы этой полосы повышаются. Высота вершины потенциального барьера над ниж-

ним уровнем полосы проводимости полупроводника становится меньше. Поэтому благодаря наложенному извне напряжению число быстрых электронов, проходящих через потенциальный барьер по направлению из полупроводника в металл, вследствие своего хаотического теплового движения теперь больше, чем число быстрых электронов, проникающих через барьер в обратном направлении. В результате через контакт металл—полупроводник течёт ток, направленный от металла к полупроводнику.

Если напряжение приложено к рассматриваемому контакту в обратном направлении, то разность высот вершины потенциального барьера и нижнего уровня полосы проводимости полупроводника увеличивается; при достаточно большом напряжении,

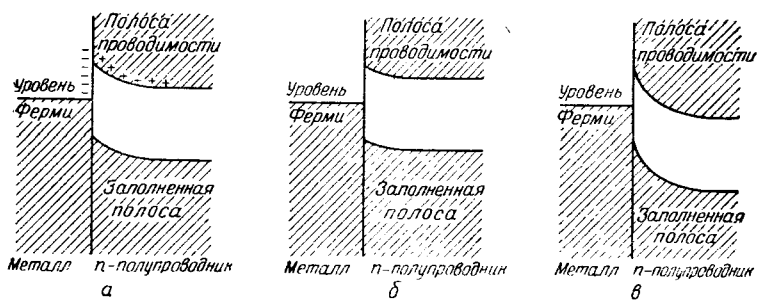


Рис. 85. Потенциальный барьер на границе металл—электронный полупроводник: а—при отсутствии приложенного извне поля, б—при прямом направлении приложенного к контакту поля, в—при обратном направлении.

приходящемся на запирающий слой, полоса проводимости опускается ниже уровня Ферми металла (рис. 85, в), и через контакт металл—полупроводник течёт лишь слабый обратный ток, вызванный переходом над потенциальным барьером наиболее быстрых электронов проводимости металла.

В случае контакта между металлом и полупроводником типа p (дырочная проводимость), как было уже указано выше, на границе металл—полупроводник возникает потенциальный барьер, изображённый на рис. 86, а.

Присоединение полупроводника к отрицательному полюсу источника напряжения, а металла—к положительному не может в этом случае вызвать появления потока электронов из полупроводника в металл, потому что полоса проводимости дырочного полупроводника пуста. В то же время вследствие поднятия верхней границы заполненной полосы полупроводника (рис. 86, б) движение дырок в полупроводнике по направлению к границе металла затруднено, так как возросло поле, задерживающее движение дырок.

Присоединение дырочного полупроводника к положительному полюсу источника напряжения, а металла—к отрицательному полюсу вызывает, наоборот, понижение всех энергетических уровней (рис. 86, в). Это приводит к уменьшению, а при достаточно большом напряжении, приходящемся на запирающий слой, к исчезновению потенциального барьера для дырок, т. е. к ослаблению или к исчезновению поля, задерживающего движение дырок к границе полупроводник—металл навстречу электронам металла. В результате из полупроводника в металл течёт ток, ограниченный при исчезновении потенциального барьера для дырок лишь объёмным сопротивлением металла, объёмным сопротивлением полупроводника и сопротивлением внешней цепи.

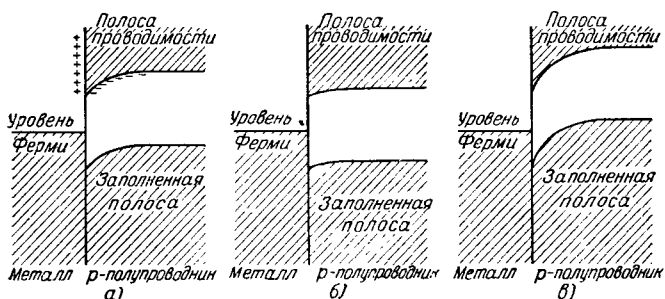


Рис. 86. Потенциальный барьер на границе металл—дырочный полупроводник: а—при отсутствии приложенного извне поля, б—при прямом направлении приложенного к контакту поля, в—при обратном направлении этого поля.

Таким образом, при контакте дырочный полупроводник—металл прямым направлением тока является направление от полупроводника к металлу, тогда как для контакта электронный полупроводник—металл прямое направление тока прямо противоположное. Опыт подтверждает этот вывод.

Кратко изложенные здесь представления о механизме выпрямления тока в твёрдых выпрямителях носят название *диффузионной теории выпрямления и детектирования*. Для количественных расчётов эта теория исходит из уравнения

$$i = enKE \pm eD \frac{dn}{dx} = enKE \pm K \cdot kT \frac{dn}{dx}, \quad (57,1)$$

аналогичного исходному уравнению в задаче о движении электронов в газе, при наличии одновременно разности концентраций и электрического поля. Здесь i —плотность электронного тока через контакт, E —напряжённость поля, n , K и D —соответственно концентрация, подвижность и коэффициент диффузии электронов в полупроводнике. Знак плюс соответствует электронному полупроводнику, знак минус—дырочному; при переходе от D к K

использовано соотношение (44, 19). Для зависимости плотности тока i от приложенного к контакту напряжения диффузионная теория приводит к выражению:

$$i = enKE \cdot e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}} (e^{\frac{eU}{kT}} - 1), \quad (57,2)$$

где φ_0 — разность между нижним уровнем полосы проводимости в полупроводнике и уровнем Ферми в металле $\varphi - \chi$. Так как $e^{eU/kT}$ гораздо быстрее меняется с изменением U , чем средняя напряжённость поля в запирающем слое E , то (57,2) можно приближённо представить в виде

$$i = A (e^{\alpha U} - 1), \quad (57,3)$$

где A и α — постоянные.

Представления о механизме выпрямления, рисуемые диффузионной теорией, не являются единственно возможными. Переход электронов из металла в полупроводник и обратно мыслим также и путём туннельного эффекта, т. е. как прохождение электронов из одной среды в другую не над потенциальным барьером, а сквозь барьер, подобно тому как происходит холодная эмиссия электронов из металла в вакуум при большой напряжённости поля. На этой гипотезе была построена первоначальная теория детектирования. Однако соображения о зависимости толщины потенциального барьера между металлом и полупроводником от величины и направления приложенного к контакту напряжения показывают, что если бы туннельный эффект являлся основной причиной выпрямления, то прямое направление выпрямленного тока в случае контакта металла с дырочным полупроводником было бы от металла к проводнику, а в случае контакта металла с электронным полупроводником — от полупроводника к металлу, что противоречит опыту. В то же время подсчёты, проведённые на основе волновой механики, показали, что для того, чтобы туннельный эффект мог играть преобладающую роль в явлении выпрямления тока, толщина запирающего слоя на границе металл—полупроводник должна была бы быть не больше чем 10^{-7} см. Между тем экспериментальная оценка толщины запирающего слоя, основанная на определении ёмкости контакта металл—полупроводник, приводит к толщине запирающего слоя, во много раз большей, а именно порядка 10^{-4} — 10^{-5} см.

Как и всякая диффузионная теория, диффузионная теория выпрямления и детектирования является законной только в том случае, когда длина свободного пробега диффундирующих частиц во много раз меньше, чем толщина того слоя переменной концентрации, через который происходит движение частиц. Это основное условие не соблюдается при толщине запирающего слоя 10^{-6} см, которая в то же время всё ещё слишком велика для туннельного эффекта. Этот случай охватывает так называемая

Диодная теория детектирования, пренебрегающая соударениями электронов с частицами запирающего слоя полупроводника и основанная на подсчёте числа электронов, способных преодолеть задерживающее поле барьера благодаря достаточному запасу у них кинетической энергии беспорядочного теплового движения. Расчёт напоминает вывод закона зависимости плотности тока термоэлектронной эмиссии от температуры и исходит из закона максвелловского распределения скоростей среди электронов проводимости полупроводника типа n .

Если допустить для простоты расчёта, что все электроны движутся перпендикулярно к плоскости раздела металла и полупроводника, то закон распределения принимает вид

$$dn_v = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv. \quad (57,4)$$

Возьмём случай электронного полупроводника. Обозначим высоту потенциального барьера в вольтах со стороны металла через $\varphi_0 = \varphi - \chi$ и величину приложенного к контакту напряжения через U . В направлении от металла к полупроводнику через потенциальный барьер смогут пройти только те электроны, кинетическая энергия которых больше, чем $e\varphi_0$. В направлении от полупроводника к металлу — только те, энергия которых больше, чем $e(\varphi_0 - U)$.

Интегрируя выражение (57,4) в соответствующих пределах, приходим для плотности выпрямленного тока при $U < \varphi_0$ к выражению:

$$i = \frac{1}{2} n e v e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}} (e^{\frac{eU}{kT}} - 1). \quad (57,5)$$

Это выражение легко приводится к тому же виду, как (57,3).

Пока напряжение, приходящееся на самый контакт при прямом направлении тока, меньше, чем высота потенциального барьера контакта, т. е. $U < \varphi_0$, электроны или дырки движутся в задерживающем поле, и выпрямленный ток возрастает с увеличением напряжения по экспоненциальному закону. При $U > \varphi_0$ формула (57,3) перестаёт быть справедливой и сила выпрямленного тока зависит от подведённой к контакту разности потенциалов U по закону Ома, т. е. зависит от объёмного сопротивления толщи полупроводника.

Приведённые выше формулы как диффузионной, так и диодной теории нуждаются в поправке, более точно учитывающей ход кривой потенциального барьера. Знакомые нам из § 6 гл. II силы зеркального отображения заряда электрона у поверхности металла приводят к сглаживанию острого угла кривой потенциального барьера, изображённого на рис. 85 и 86, и к некоторому снижению высоты этого барьера.

В тех случаях, когда вследствие сравнительно малой толщины запирающего слоя приходится пользоваться диодной теорией, нужна поправка на просачивание электронов через барьер путём туннельного эффекта. Однако учёт силы зеркального отображения и туннельного эффекта ещё не достаточен для вполне хорошего совпадения результатов теоретических расчётов с экспериментальными данными. Несколько лучшие результаты получаются при введении в теорию дальнейших поправок, учитывающих возможность флуктуации пространственного заряда в запирающем слое, а также неоднородность («пятнистость») поверхности раздела между металлом и полупроводником, вызванную загрязнениями этой поверхности и выражающуюся в разной высоте потенциального барьера в различных точках. Напряжение U , приложенное к контакту, зависит не только от разницы потенциалов U_a , приложенной извне к металлу и проводнику, но и от сопротивления R в объёме полупроводника и металла и от плотности тока i :

$$U = U_a - Ri. \quad (57,6)$$

Всё это усложняет задачу подсчёта вольтамперной характеристики контакта, а на опыте приводит к искажённому её ходу, нарушающему работу той схемы, в которой применяется детектор.

В качестве сухих выпрямителей тока широко применяются те же два основных сочетания металла с полупроводником, что и в фотоэлементах с запирающим слоем: медь—закись меди (меднозакисные выпрямители) и аморфный селен—инертный металл (селеновые выпрямители). В контактах, применяемых в качестве детектора колебаний сантиметрового диапазона, используются германиевые детекторы и кремниевые детекторы с примесями. В последнем случае мы не всегда имеем дело с описанным выше «естественным» запирающим слоем. Обработка, которой подвергается кремний при изготовлении детекторов, приводит к тому, что поверхностный слой кремния, к которому прижимается металлическая игла детектора, содержит меньшую концентрацию примесей, чем остальные части кристаллика кремния, поэтому в поверхностном слое кристаллика меньше донаторных уровней и меньше электронов проводимости. Такие слои называют *искусственными запирающими слоями*. Они играют определённую роль в процессе детектирования.

§ 58. Работа кристаллического детектора на сверхвысокой частоте. Кристаллические детекторы применяются для преобразования сверхвысокой частоты в промежуточную и для детектирования колебаний. В первом случае они выполняют такие же функции, как смесительные лампы, и носят название *кристаллических смесителей*, во втором—функции детекторного диода.

Отношение выпрямленного напряжения на выходной нагрузке детектора к амплитуде напряжения входного сигнала носит название к. п. д. кристаллического детектора.

В кристаллических детекторах мы имеем дело с передвижением внутри полупроводника и через запирающий слой большого числа электронов. При этом неизбежно должны иметь место флуктуации электронного тока, аналогичные тем, которые вызывают дробовой эффект в электронных трубках. Флуктуации приводят к собственным «шумам» детекторов, усиливающим шумы, создаваемые другими элементами радиосхемы. Как и в случае дробового эффекта, полную мощность N электрических флуктуаций, вызывающих появление шумов, можно разложить по частотам и мощность, соответствующую интервалу частот от ν до $\nu + d\nu$, обозначить через dN . Фактор шумов для частоты ν какого-либо прибора определяется соотношением

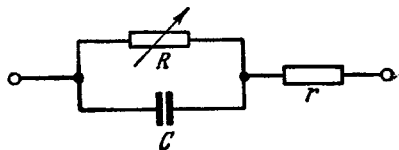


Рис. 87. Эквивалентная схема кристаллического детектора.

$$\frac{dN_0}{S_0} = F \frac{dN}{S}, \quad (58,1)$$

где dN_0 —мощность шумов на выходе прибора, S_0 —минимальная мощность того сигнала, который ещё может быть обнаружен данным устройством на фоне шумов (так называемая *полезная мощность* выходного сигнала), dN и S —мощность шумов и полезная мощность сигнала на входе. Для всех устройств, имеющих конечную полосу пропускания, общий фактор шумов зависит от величины F , являющейся функцией от частоты ν , от пропускной способности устройства для каждой частоты ν и от формы сигнала. Всё это имеет место и в отношении шумов кристаллического детектора.

Эквивалентная схема кристаллического детектора представлена на рис. 87. Здесь R и C —сопротивление и ёмкость запирающего слоя, r —объёмное сопротивление полупроводника в той его части, где сосредоточены линии тока. Сопротивлением пружинки, прижимающей металлическую иглу детектора к его кристаллику, и сопротивлением остальной массы полупроводника можно пренебречь по сравнению с r . Ёмкость запирающего слоя зависит от толщины последнего, а следовательно, и от приложенного к детектору напряжения. Эта зависимость, равно как и зависимость R от U , нелинейна.

Для круглого контакта, т. е. когда площадь соприкосновения металлического острия с плоской поверхностью кристалла имеет

форму круга, расчёт приводит к соотношению

$$r = \frac{1}{4\sigma a}, \quad (58,2)$$

где σ —удельная электропроводимость, a —радиус круга.

При выпрямлении и при детектировании на низкой частоте ёмкость запирающего слоя¹⁾ не играет никакой роли, так как ёмкостное сопротивление запирающего слоя $\left| \frac{j}{\omega C} \right|$ в этом случае во много раз больше, чем его омическое сопротивление R , включённое параллельно C согласно схеме рис. 87. Но на высокой частоте шунтирующее действие ёмкости C понижает амплитуду высокочастотного напряжения на запирающем слое и уменьшает поэтому к. п. д. детектора. Это обстоятельство проявляется особенно сильно при детектировании в сантиметровом диапазоне. Объёмное сопротивление r , включённое последовательно с R и C , не позволяет скомпенсировать вредное влияние ёмкости C при помощи последовательного включения индуктивностей. При не слишком большом напряжении на контакте R в полупериод прямого тока мало по сравнению с r , и значение последнего весьма близко к общему сопротивлению детектора. В полупериод обратного тока сопротивление запирающего слоя определяется величиной его ёмкостного сопротивления, так как R становится очень большим.

Отношение полного сопротивления детектора при обратном токе Z к его сопротивлению при прямом токе r , определяющее собой к. п. д. детектора, можно выразить так:

$$\frac{Z}{r} = \frac{r - \frac{j}{\omega C}}{r} = 1 - \frac{j}{\omega Cr}. \quad (58,3)$$

Поэтому к. п. д. кристаллического детектора зависит от ёмкости запирающего слоя и от объёмного сопротивления детектора и не зависит от омического сопротивления самого запирающего слоя. Практически отсюда вытекает задача уменьшения произведения Cr . Этого можно достигнуть, уменьшая радиус контактной площадки и увеличивая толщину запирающего слоя. Первое достигается применением в качестве контакта кончика острой иглы, а второго можно достигнуть, создавая искусственный запирающий слой, обеднённый электронами, путём соответственной обработки поверхности кремниевое или германиевое кристаллика.

Обстоятельством, ограничивающим продолжительность полезного использования детектора (или число выдерживаемых им

¹⁾ При нулевом «смещении» C для стандартного детектора лежит в пределах 0,2—20 пикофарад.

импульсов тока), является так называемое *выгорание детектора*, выражающееся в разрушении поверхностного слоя кристаллика.

За последние годы теория кристаллических детекторов получила в трудах советских физиков значительное развитие в новом направлении. Это направление исходит из высказанных в 1937 году А. Ф. Иоффе и А. В. Иоффе представлений о процессах, имеющих место при соприкосновении двух полупроводников, из которых один является дырочным, а другой—электронным. Согласно этим представлениям при прямом направлении тока дырки и электроны с двух сторон приближаются к границе раздела соприкасающихся полупроводников типов *n* и *p*. На границе происходит нейтрализация положительного заряда дырок электронами. При обратном направлении тока дырки и электроны расходятся, и в тонком слое по обе стороны границы имеет место обеднение носителями заряда. Сопротивление слоя увеличивается, и он превращается в запирающий слой.

Эти представления получили экспериментальное подтверждение в опытах В. Е. Лошкарёва и в опытах А. Ф. Иоффе. При наложении внешнего поля в прямом направлении движение дырок и электронов приводит к уменьшению толщины запирающего поля, при обратном направлении напряжения—к увеличению этой толщины. Было также показано, что на этот эффект накладывается увеличение проводимости запирающего слоя вследствие туннельного эффекта. Эти выводы подтверждены также исследованием поведения германиевых детекторов, подвергнутых специальной обработке.

§ 59. Кристаллические триоды. На той же основе удаётся объяснить и явления, имеющие место в так называемых *кристаллических триодах*, первое описание которых появилось в 1948 году. Принципиальная схема кристаллического усилителя (триода) представлена на рис. 88. На металлическом основании *O*, потенциал которого мы будем принимать за нуль, помещён кристаллик германия, обладающий примесной электронной проводимостью. Острия *Э* и *К* носят названия: *Э*—*эмиттор*, *К*—*коллектор*, и представляют собою острия из фосфористой бронзы или из вольфрама. Расстояние одного из этих контактов на поверхности кристаллика от другого 0,005—0,025 см. В цепь эмиттора включён источник постоянного напряжения V_1 , дающий небольшое положительное смещение, а после-

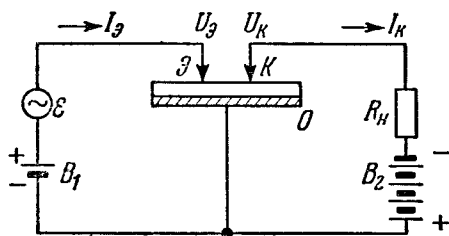


Рис. 88. Схема кристаллического триода.

довательно с ним включено высокочастотное напряжение \mathcal{E}_1 , подлежащее усилению. Направление постоянного тока в цепи эмиттора показано стрелкой и в контакте соответствует прямому току. При потенциале на эмитторе в 1 в ток $I_{\mathcal{E}}$ получается порядка 1 ма. Направление постоянного тока в цепи коллектора соответствует направлению обратного тока контакта K . Поэтому сопротивление запирающего слоя коллектора в несколько десятков раз больше, чем сопротивление запирающего слоя эмиттора, и ток порядка 1 ма может течь через коллектор лишь при напряжении на коллекторе 30—40 в (батарея B_2). В цепь коллектора включено сопротивление нагрузки R_H , с которого снимается усиленное кристаллическим триодом переменное напряжение \mathcal{E}_2 . Вследствие сравнительно большого сопротивления контакта K сопротивление R_H может быть сделано достаточно большим для этого. Небольшое изменение напряжения в цепи эмиттора вызывает заметное изменение тока в его цепи вследствие малого сопротивления всей этой цепи. Наоборот, небольшое изменение тока в цепи коллектора вызывает сравнительно большое изменение напряжения на сопротивлении R_H .

Действие описываемого кристаллического усилителя основано на том, что при наличии на близком расстоянии от эмиттора коллектора K с наложенным на него отрицательным потенциалом дырки запирающего слоя эмиттора \mathcal{E} , вместо того чтобы направляться через толщу кристаллика германия к основе O , идут к коллектору K и увеличивают ток, проходящий через его контакт. Это имеет место потому, что на поверхности кристаллика германия, представляющего в своей толще полупроводник типа n , при соответствующей обработке образуется тонкий слой примесного полупроводника типа p с дырочной проводимостью. В то же время запирающий слой коллектора K имеет малое сопротивление для тока дырок из германия в металлическое острие. Кроме непосредственного увеличения тока дырок, появление избыточных дырок около коллектора увеличивает здесь плотность положительного пространственного заряда, а следовательно, и напряжение на запирающем слое коллектора. Это способствует увеличению тока в цепи коллектора и может служить объяснением того, что изменение тока в цепи эмиттора нередко превышает изменение тока в цепи коллектора¹⁾.

¹⁾ Согласно другому высказанному в литературе предположению, помимо полной ионизации атомов примеси полупроводника, т. е. перехода электрона из заполненной полосы полупроводника на акцепторный или донаторный уровень примеси, в полупроводнике могут возникать возбужденные состояния атомов, уподобляемые как бы новым частицам—*экситонам*. Экситоны могут передвигаться в полупроводнике наравне с дырками путём передачи энергии возбуждения от одного атома к другому. Ионизация экситонов, дошедших до коллектора, увеличивает I_K .

Вследствие всех этих элементарных процессов, имеющих место в контактах эмиттора и коллектора, в поверхностном слое и в толще кристаллика, небольшое изменение напряжения в цепи эмиттора $\Delta U_{\text{Э}}$ вызывает заметное изменение напряжения, снимаемого с концов сопротивления $R_{\text{н}}$ в цепи коллектора $\Delta U_{\text{н}}$.

Отношение $\frac{dU_{\text{н}}}{dU_{\text{Э}}}$ называют коэффициентом усиления кристаллического триода по напряжению. Опыты работы кристаллических детекторов, собранных по схеме рис. 89, показывают, что

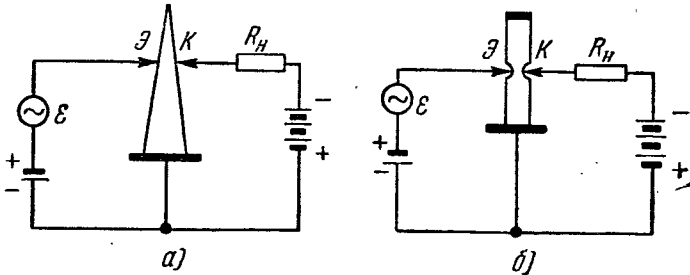


Рис. 89. Две видоизменённые схемы кристаллического триода. Э и К—контакты эмиттора и коллектора, \mathcal{E} —подлежащее усилению переменное напряжение, $R_{\text{н}}$ —сопротивление нагрузки.

дырки должны передвигаться от эмиттора к коллектору не обязательно вдоль поверхностного слоя, но могут также проходить через толщу кристаллика германия. Это неудивительно, если вспомнить, что чистый германий является полупроводником смешанного типа с приблизительно равной концентрацией электронов и дырок. В связи с этим в литературе описаны кристаллические триоды с обратной полярностью: кристаллик германия типа p , отрицательное смещение в цепи эмиттора, положительное напряжение на коллекторе.

Верхняя частотная граница применимости кристаллического триода обусловлена временем продвижения носителей заряда от эмиттора к коллектору. По литературным данным, коэффициент усиления кристаллического триода быстро падает с увеличением частоты в интервале от 1 до 10 мегагерц.

Образец семейства статических характеристик кристаллического триода с кристалликом германия типа n приведён на рис. 90. Сплошные кривые дают зависимость $U_{\text{к}}$ от $I_{\text{к}}$ при постоянном $I_{\text{Э}}$. Пунктирные кривые дают ту же зависимость при постоянном $U_{\text{Э}}$.

Кроме схемы включения кристаллического триода, приведённой на рис. 88 и 89, в литературе предложен также ряд других усилительных схем, в том числе схемы двухкаскадного усиления.

На рис. 91 показана схема включения кристаллического триода в качестве генератора синусоидальных колебаний. Использо-

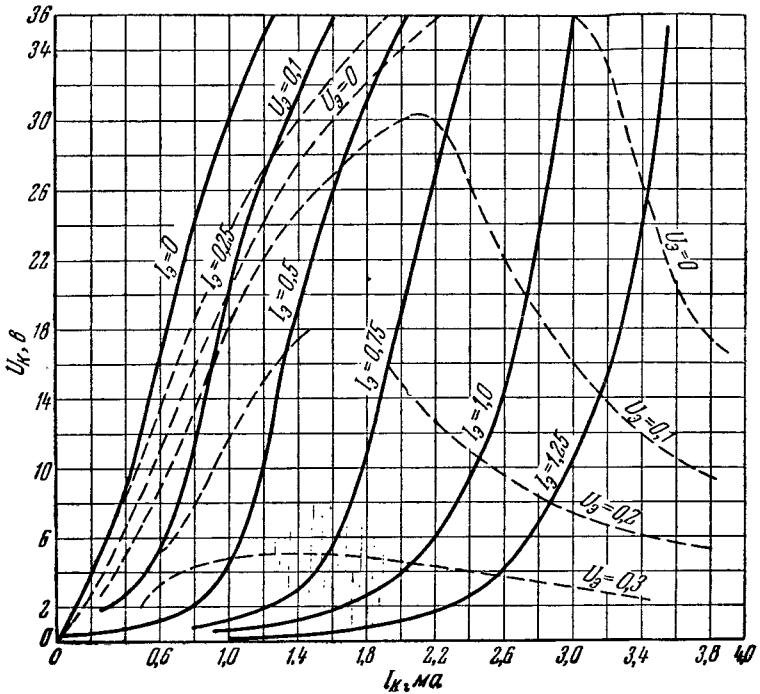


Рис. 90. Вольтамперные характеристики кристаллического триода.

вание такой схемы возможно потому, что, как показывает детальное рассмотрение хода характеристик кристаллического триода, дифференциальное сопротивление

$\frac{dU}{dI}$ между основой триода

и землёй при малых смещениях на эмиттере становится отрицательным.

Колебания, генерируемые в схеме рис. 91, могут быть модулированы путём модуляции силы тока в цепи эмит-

тора. Предложена также схема релаксационного генератора с кристаллическим триодом.

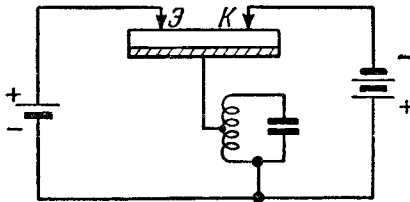


Рис. 91. Схема генератора с кристаллическим триодом.

В заключение этой главы заметим, что первое применение кристаллического детектора — в виде кристаллического диода — в качестве усилителя или генератора колебаний было осуществлено

ещё в 1922 году советским физиком О. В. Лосевым в Нижегородской радиолaborатории. Соответствующее устройство было названо им *кристадином*. Наличие отрицательного сопротивления Лосев объяснял возникновением особого вида разряда между металлическим остриём и поверхностью кристалла параллельно контакту детектора. Наилучших результатов Лосев добился с контактами цинкит—уголь и цинкит—цинк.

Литература к гл. VIII

1. Лукьянов С. Ю., Фотоэлементы, Изд. АН СССР, М.—Л., 1948, главы IX и X.
 2. «Кристаллические детекторы», Изд. Сов. радио, М., 1950.
 3. Мотт Н. и Герни Р., Электронные процессы в ионных кристаллах. Изд. ИЛ, М., 1950.
-

ГЛАВА IX

ЛАВИННЫЕ РАЗРЯДЫ

§ 60. Теория электронных лавин. Первой количественной теорией газового разряда была *теория электронных лавин*, предложенная Таунсендом в самом начале текущего столетия. Эта теория приложима к тем типам электрических разрядов в газах или к тем областям газоразрядного промежутка, в которых направленное движение электронов под действием электрического поля преобладает над их беспорядочным тепловым движением. Таунсенд ввёл три коэффициента, характеризующих процессы ионизации газа. Первый коэффициент—*коэффициент объёмной ионизации газа электронами* α —обозначает число свободных электронов и равное ему число положительных ионов, образуемых одним электроном путём соударений с частицами газа при продвижении этого электрона на 1 см в направлении от катода к аноду.

В первоначальной теории Таунсенд не задавался вопросом о природе отрицательно заряженных частиц, одинаково применяя к ним наименование «ион» независимо от того, будет ли это на самом деле отрицательный ион или электрон. Он считал, что любые ионы вообще при соударениях с частицами газа ионизуют их. Поэтому наравне с коэффициентом α , который Таунсенд относил к отрицательно заряженным частицам вообще, он ввёл второй *коэффициент ионизации положительными ионами* β , равный числу ионизаций, производимых одним положительным ионом при продвижении от анода к катоду на 1 см. Третий коэффициент γ , о котором уже была речь в § 25 гл. III, характеризует *поверхностную ионизацию* на катоде и показывает, сколько электронов, выделяющихся из катода, приходится в среднем на каждый положительный ион, попадающий на катод.

Совокупность процессов, вызывающих выход электронов из катода под действием элементарных процессов, имеющих место на поверхности катода при наличии разряда, мы условимся называть *γ -процессами*. Термоэлектронную и холодную эмиссию мы из числа γ -процессов исключаем.

Самый механизм разряда теории электронных лавин в её современном виде рисует следующим образом. Для осуществления раз-

ряда необходимо образование свободных электронов при помощи постороннего ионизатора. Этот процесс может происходить во всём объёме газа или же только на катоде. Хотя для окончательных выводов теории безразлично, с каким из этих двух видов ионизации мы имеем дело, для большей определённости наших рассуждений будем в дальнейшем предполагать, что электроны выделяются из поверхности катода вследствие облучения этой поверхности коротковолновой радиацией, причём число электронов, выделяющихся с 1 см^2 поверхности катода в 1 сек., равно n_0 , что соответствует плотности электронного тока с катода i_0 .

Каждый электрон на пути к аноду ионизирует частицы газа. Освобождённые при этом электроны также направляются к аноду и тоже разбивают при соударениях частицы газа на положительные ионы и электроны. Таким образом, число электронов,двигающихся по направлению к аноду, постепенно увеличивается с удалением от катода, и имеет место то явление, которое носит наименование *лавины электронов*. Чем больше расстояние между катодом и анодом при одной и той же напряжённости поля, тем больше нарастание лавины на пути от катода до анода.

Проведём ось X перпендикулярно к катоду и аноду, которые мы предполагаем плоскими и параллельными друг другу (рис. 92).

Рассмотрим ионизацию, производимую электронами в слое газа dx . Пусть в рассматриваемый слой через единицу поверхности влетает со стороны катода n электронов. Так как число ионизаций, производимых одним электроном на пути в 1 см , равно α , то на пути dx каждый электрон производит в среднем αdx ионизаций, а все n влетевших в слой электронов производят $n\alpha dx$ ионизаций. Таким образом, на пути dx число электронов лавины n увеличивается на

$$dn = n\alpha dx. \quad (60,1)$$

Разделяя переменные, интегрируя и принимая во внимание, что при $x = 0$ число электронов $n = n_0$, находим закон нарастания лавины в равномерном поле в виде

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (60,2)$$

и закон нарастания плотности электронного тока в виде

$$i = i_0 e^{\alpha x}, \quad (60,3)$$

где x —расстояние данной точки от катода.

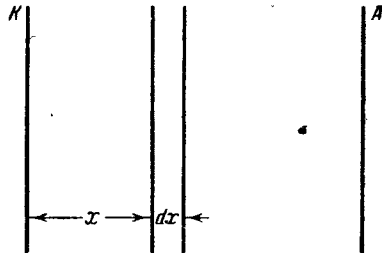


Рис. 92. К выводу закона нарастания электронной лавины.

Коэффициент α является функцией от напряжённости поля. Поэтому в неравномерном поле α для разных x неодинаково. Учитывая это при интегрировании, находим закон нарастания лавины в неравномерном поле:

$$n = n_0 e^{\int_0^r \alpha dr}. \quad (60,4)$$

Координата r отсчитывается вдоль пути распространения лавины¹⁾.

При расстоянии между катодом и анодом, равном d , на анод прилетает $n_0 e^{\alpha d}$ электронов. Число ионизаций, производимых всеми электронами лавины, а следовательно, и число образованных ими положительных ионов равны

$$n_0 e^{\alpha d} - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1), \quad (60,5)$$

или в случае неравномерного поля:

$$n_0 (e^{\int_0^d \alpha dx} - 1). \quad (60,6)$$

В огромном большинстве случаев объёмная ионизация, производимая положительными ионами, очень мала по сравнению как с объёмной ионизацией, производимой электронами, так и с ионизацией, производимой на катоде γ -процессами. Поэтому мы пренебрежём объёмной ионизацией положительными ионами, т. е. положим $\beta = 0$.

Ионизацию соударениями положительных ионов рационально учитывать только в случае очень сильных полей. Что касается отрицательных ионов, то в сильных полях при их соударениях с нейтральными частицами газа взаимодействие с последними приводит к распадению отрицательного иона на нейтральную частицу и электрон, а не к ионизации нейтральной частицы, так как работа отрыва электрона от отрицательного иона много меньше, чем работа ионизации нейтральной частицы. Вместе с тем, свободный электрон, оторванный от отрицательного иона, может совершить акт ионизации прежде, чем он успеет вновь примкнуть к нейтральной частице газа. В случае электроотрицательных газов и сильных полей закон нарастания лавины (60,2) учитывает это явление и коэффициент α имеет в этом случае обобщённое зна-

¹⁾ В случае цилиндрических или сферических координат направление координаты r совпадает с радиусом. В общем случае траектория лавины не совпадает с силовой линией поля и задача сильно усложняется, в особенности в тех случаях, когда уже нельзя пренебрегать искажением поля пространственными зарядами, как это делается в первоначальной теории Таунсенда.

чение. То же надо сказать и о тех случаях, когда возбуждение метастабильных состояний частиц газа приводит к заметному числу ионизирующих неупругих соударений второго рода. Результаты этих соударений также учитываются коэффициентом α как при использовании его в теоретических формулах, так и при описанном ниже экспериментальном методе определения α .

Все $n_0(e^{\sigma d}-1)$ положительных ионов, образованных лавиной электронов, ударяются о катод и вызывают выделение с катода $\gamma n_0(e^{\sigma d}-1)$ новых электронов. Таким образом, с катода будет выделяться уже не n_0 электронов, вызванных внешним ионизатором, а большее число. Соответственно и число положительных ионов, ударяющихся о катод, будет больше. Обозначим через n_1 общее число электронов, вылетающих с катода в единицу времени при стационарном режиме. Так как это число складывается из n_0 электронов, обязанных своим выделением постороннему ионизатору, и из $\gamma n_1(e^{\sigma d}-1)$ электронов, освобождённых из катода γ -процессами, то

$$n_1 = n_0 + n_1 \gamma (e^{\sigma d} - 1). \quad (60,7)$$

С другой стороны, если с единицы поверхности катода вылетает n_1 электронов, то до анода достигает согласно (60,2)

$$n_a = n_1 e^{\sigma d} \quad (60,8)$$

электронов. Выражения (60,7) и (60,8) дают

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma (e^{\sigma d} - 1)}, \quad (60,9)$$

$$n_a = \frac{n_0 e^{\sigma d}}{1 - \gamma (e^{\sigma d} - 1)}. \quad (60,10)$$

Так как на аноде весь разрядный ток переносится электронами (выделения положительных ионов с анода обычно нет), то, умножая на заряд электрона, находим для плотности тока несамостоятельного лавинного разряда

$$i = i_0 \frac{e^{\sigma d}}{1 - \gamma (e^{\sigma d} - 1)}. \quad (60,11)$$

При установившемся режиме не может иметь места дальнейшее накопление объёмных зарядов в пространстве между электродами. Поэтому плотность тока i должна быть одинакова в любой точке разрядного промежутка. Эта общая плотность тока равна в каждой точке сумме плотностей электронного тока i_e и ионного тока i_p :

$$i = i_e + i_p. \quad (60,12)$$

Как i_e , так и i_p различны в различных точках разрядного промежутка; i_e увеличивается по направлению от катода к аноду i_p —по направлению от анода к катоду.

Обозначим через i_{ek} и i_{pk} плотность электронного и ионного тока на катоде. Заметим, что $i_{ek} = en_1$, а по определению коэффициента γ :

$$\frac{i_{ek}}{i_{pk}} = \gamma. \quad (60,13)$$

Из (60,13) и (60,12) получаем:

$$i_{ek} = \gamma i_{pk} = \gamma (i - i_{ek}) = \frac{i\gamma}{1+\gamma}. \quad (60,14)$$

При наличии искажающих равномерное поле пространственных зарядов вместо (60,11) будем иметь:

$$i = i_0 \frac{e \int_0^a \alpha dx}{1 - \gamma \left(e \int_0^a \alpha dx - 1 \right)}. \quad (60,15)$$

Выражения (60,11) и (60,15) приобретают значение, большее, чем простое решение задачи для случая $\beta = 0$, если под γ подразумевать условный коэффициент, охватывающий как поверхностную, так и объёмную ионизацию, производимую положительными ионами.

Таунсенд первоначально вывел выражение для тока самостоятельного разряда, учитывая лишь коэффициенты α и β и пренебрегая теми процессами, которые находят своё отражение в коэффициенте γ , и пришёл к выражению

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta) d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta) d}}. \quad (60,16)$$

Решение задачи с учётом как γ -процессов на катоде, так и ионизации частиц газа положительными ионами приводит к выражению

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta) d}}{(1 + \gamma) \alpha - (\alpha + \beta) e^{(\alpha - \beta) d}}. \quad (60,17)$$

Полагая в (60,17) β равным нулю, приходим к формуле (60,11), полагая γ равным нулю, — к формуле (60,16).

Если, дальше, пренебречь в (60,11) коэффициентом γ или в (60,16) коэффициентом β , то приходим к выведенному ранее закону нарастания лавины без учёта ионизации положительными ионами и процессов на катоде $i = i_0 e^{\alpha d}$.

При стационарном самостоятельном разряде не требуется выхода электронов из катода под действием внешнего ионизатора.

Поэтому в случае самостоятельного разряда (60,7) значение n_0 надо принять равным нулю и (60,7) после сокращения на n_1 превращается в

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (60,18)$$

(60,18) представляет собой *условие существования самостоятельного лавинного разряда*. Коэффициенты α и γ являются функциями напряжённости поля E , а следовательно, при данной геометрической конфигурации электродов и функциями разности потенциалов между анодом и катодом U . При прочих равных условиях α и γ возрастают вместе с возрастанием напряжения U и $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ также увеличивается с увеличением U . То значение U , при котором $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ становится равным единице, называют *напряжением зажигания самостоятельного разряда*. С этой точки зрения (60,18) представляет собой условие перехода из несамостоятельного разряда в самостоятельный.

Но выражение (60,18) ничего не говорит нам ни о плотности тока в самостоятельном разряде, ни о распределении потенциала в этом разряде. Теория Таунсенда подводит нас только к началу самостоятельного разряда и дальше в своём первоначальном виде ничего дать не в состоянии.

В том случае, когда нельзя пренебречь ионизацией частиц газа соударениями положительных ионов, решение задачи, учитывающее как коэффициент γ , так и коэффициент β , приводит вместо (60,18) к выражению

$$(1 + \gamma)\alpha - (\alpha\gamma + \beta)e^{(\alpha - \beta)d} = 0. \quad (60,19)$$

Пренебрегая здесь γ , приходим к выражению

$$\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d} = 0, \quad (60,20)$$

первоначально найденному Таунсендом в качестве условия зажигания самостоятельного разряда.

Все три условия стационарности (60,19), (60,18) и (60,20) можно написать в одинаковой форме, а именно:

$$\left. \begin{aligned} \frac{(1 + \gamma)\alpha}{\alpha\gamma + \beta} &= e^{(\alpha - \beta)d}, \\ \frac{1}{\gamma} &= e^{\alpha d} - 1, \\ \frac{\alpha}{\beta} &= e^{(\alpha - \beta)d}. \end{aligned} \right\} \quad (60,21)$$

Во всех тех случаях, когда можно пренебречь β по сравнению с α (или с $\gamma\alpha$), а также γ по сравнению с единицей и единицей по сравнению с $e^{\alpha d}$, все три выражения (60,21) принимают вид

$$\frac{1}{\gamma} = e^{\alpha d}, \quad (60,22)$$

если $\frac{\beta}{\alpha}$ обозначить через γ . Это показывает, что в таком случае, имеющем место в очень широком диапазоне значений отношения E/p , все три выражения (60,21) одинаково хорошо описывают изучаемое нами явление. Это позволяет во всех практических случаях пользоваться для силы тока несамостоятельного лавинного разряда выражением (60,11), а также исходить при разработке теории тех частей разряда, в которых преобладает направленное движение электронов, из условия стационарности разряда (60,18). В случае неравномерного поля это условие превращается в

$$\gamma \int_0^d \alpha dr - 1 = 1. \quad (60,23)$$

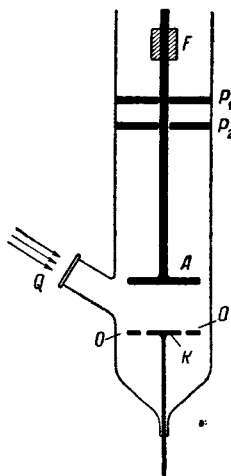


Рис. 93. Схема прибора для определения коэффициента α . K —катод, A —подвижный анод, O —охранное кольцо, Q —кварцевое окно, P_1 и P_2 — направляющие, F — железный цилиндр для перемещения анода при помощи магнитного поля.

§ 61. Зависимость коэффициента α от E и p . Для экспериментального определения коэффициента α применяется метод, схема которого представлена на рис. 93. В более или менее широкой разрядной трубке помещён плоский катод K и плоский же анод A , расстояние между которыми можно изменять при помощи того или другого приспособления без нарушения вакуума и измерять при помощи катетометра. Через кварцевое окошко Q на катод падает ультрафиолетовое излучение. Разность потенциалов между анодом и катодом накладывается такая, чтобы при разных расстояниях x от катода до анода напряжённость поля E была одна и та же.

Измеряя ток, имеющий место при этом условии для различных расстояний x , и откладывая по оси абсцисс расстояние x , а по оси ординат $\ln \frac{i}{i_0}$ (где i_0 —значение фототока с катода), получаем линию, состоящую из прямолинейного отрезка OA (рис. 94) и кривой AB . Прямолинейный отрезок OA соответствует режиму разряда, при котором вследствие сравнительно малого числа образуемых лавиной положительных ионов и возбуждённых атомов можно пренебречь процессами на катоде и пространственными зарядами и положить $n_1 = n_0$. В этом случае ток соответствует выражению (60,3). После логарифмирования получаем уравнение прямой:

$$y = \ln i = \ln i_0 + \alpha x. \quad (61,1)$$

Значение коэффициента α определяется из тангенса угла наклона отрезка OA . Что касается криволинейного участка AB , то было показано, что появление его может быть вызвано не только процессами объёмной ионизации положительными ионами или γ -процессами, причём те и другие процессы приводят к одной и той же кривой (если положить $\gamma = \frac{\beta}{\alpha}$), но и искажением

поля пространственными зарядами. Этот вывод подтверждается экспериментально.

При уменьшении начального фототока i_0 (что достигается уменьшением освещённости катода) ход криволинейного участка AB кривой изменяется, пока, наконец, это изменение дальше не прекратится и ход кривой не перестанет зависеть от освещённости катода. Когда этот режим разряда достигнут, из криволинейной части кривой рис. 94 можно определить значение коэффициента γ .

Таунсенд сделал попытку связать коэффициенты α и β с кинетикой электронов и ионов. Вывод можно представить в следующем виде.

Для упрощения задачи пренебрегаем беспорядочным тепловым движением электронов по сравнению с их направленным движением под действием электрического поля. В этом равномерном поле электроны двигаются от одного соударения с частицами газа до другого по прямой линии.

Пусть λ_e — средняя длина свободного пробега электрона в газе. Число соударений электрона с молекулами газа на 1 см пути

электрона $N = \frac{1}{\lambda_e}$. Из этих соударений могут привести к ионизации частиц газа только те, при которых скорость электрона

будет равна или больше скорости, соответствующей ионизационному потенциалу газа U_i . Если мы обозначим напряжённость поля, в котором движется электрон, через E , то для того, чтобы получить скорость, соответствующую ионизационному потенциалу, электрону надо пробежать свободный путь λ_i , удовлетворяющий равенству

$$E\lambda_i = U_i. \quad (61,2)$$

Из N соударений, которые электрон испытает на 1 см своего пути, только в $N e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}$ случаях электрон пробежит свободно путь, больший λ_i , и будет способен ионизовать частицу газа. Для

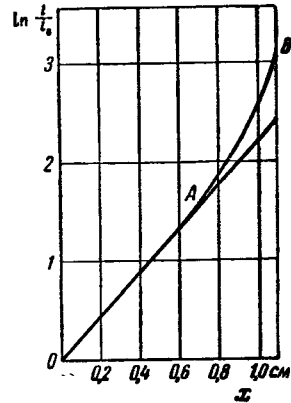


Рис. 94. Кривая $\ln \frac{i}{i_0} = f(x)$.

подсчёта числа ионизаций α , происходящих на 1 см пути электро-на в газе, следовало бы помножить число $Ne^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$ на вероятность ионизации, так как не каждое столкновение приводит к ионизации. Но Таунсенд упрощает задачу, вводя допущение, что при $\lambda_e > \lambda_i$ каждое соударение приводит к ионизации. Кроме того, Таунсенд пренебрегает соударениями, приводящими к возбуждению частиц газа, и предполагает, что при каждом неупругом соударении электрон целиком теряет всю накопленную кинетическую энергию. Первое допущение даёт возможность написать:

$$\alpha = Ne^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}. \quad (61,3)$$

Заменяя λ_i через $\frac{U_i}{E}$ согласно (61,2) и λ_0 через $\frac{1}{N}$, находим:

$$\alpha = Ne^{-\frac{NU_i}{E}}. \quad (61,4)$$

Обозначая число столкновений на единице пути электрона при давлении, равном единице, через N_0 и принимая во внимание, что число столкновений прямо пропорционально давлению, можно написать:

$$\frac{\alpha}{p} = N_0 e^{-\frac{N_0 U_i}{E/p}}. \quad (61,5)$$

Как показывает формула (61,5), α обладает тем свойством, что отношение α/p не является функцией от E и p в отдельности, а функцией отношения E/p .

Опыт показывает, что это положение справедливо независимо от приведённой выше приближённой теории коэффициента α и может быть выражено в общем виде соотношением

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (61,6)$$

без уточнения вида функции f .

Коэффициент γ является функцией от среднего значения энергии, приобретаемой положительным ионом на каждом свободном пробеге перед катодом, поэтому, учитывая, что это среднее значение пропорционально E/p , полагаем:

$$\gamma = f_1\left(\frac{E}{p}\right). \quad (61,7)$$

Пользуясь выражениями (61,6) и (61,7) и полагая в случае равномерного поля $E = \frac{U}{d}$, мы можем написать условие возникновения самостоятельного разряда (60,18) в виде

$$f_1\left(\frac{U}{pd}\right) \left(e^{f\left(\frac{U}{pd}\right)pd} - 1 \right) = 1. \quad (61,8)$$

Формула (61,8) показывает, что напряжение зажигания газового разряда U_z является функцией произведения pd , а не отдельно p и d .

Следовательно, если в двух разрядных трубках с плоскими электродами и одним и тем же газом произведение из давления на расстояние между электродами одно и то же, то и напряжение зажигания в обоих случаях одно и то же. Этот закон был установлен экспериментально ещё до появления теории Таунсенда и носит название *закона Пашена*.

Закон Пашена нарушается при больших давлениях и больших расстояниях между электродами, но в этих случаях разряд нельзя уже относить к лавинным разрядам. Для случая неоднородных полей этот закон обобщается следующим образом:

«Для двух разрядных промежутков, в которых конфигурация электродов и их взаимное расположение геометрически подобны, а давление газа обратно пропорционально линейным размерам разрядного промежутка, напряжение зажигания имеет одно и то же значение».

Этот закон представляет собой частный случай *закона подобия* газовых разрядов, согласно которому для двух подобных разрядов сила тока одинакова при одинаковом напряжении. Подобие двух разрядов имеет место в тех случаях, когда энергия электронов увеличивается в среднем под действием поля на одном свободном пробеге в соответствующих точках этих разрядов на одну и ту же величину, так как при переходе от одного разряда к другому, ему подобному, в соответствующих точках разрядного промежутка напряжённость поля E увеличивается во столько же раз, во сколько уменьшается средняя длина свободного пробега электрона λ_e . В двух подобных разрядах распределение электронов по энергиям в соответственных точках должно быть одинаково.

Исходя из закона подобия, в целом ряде случаев можно вывести количественные заключения о силе тока, о степени ионизации газа в соответствующих точках, а также и по другим вопросам.

Если принять во внимание не только процессы ионизации и возбуждения при неупругих соударениях электронов с атомами и молекулами, но и другие элементарные процессы, то детальное рассмотрение показывает, что подобие разрядов сохраняется при наличии процессов: диффузии электронов и ионов, образования отрицательных ионов, взаимной рекомбинации положительных и отрицательных ионов в объёме газа при больших давлениях, рекомбинации на поверхности стенок и электродов, выделения электронов из катода под действием положительных ионов и метастабильных атомов (при условии одной и той же работы выхода) и ионизации соударениями второго рода при одной и той же процентной концентрации примеси к основному газу. Напротив, подобие двух разрядов не может иметь места при наличии в заметной степени

взаимной рекомбинации положительных ионов и электронов в объёме газа при ступенчатой ионизации, а при малых давлениях также в случае рекомбинации положительных и отрицательных ионов в объёме газа.

Экспериментальное подтверждение закона Пашена, являющегося частным случаем закона подобия газовых разрядов, показывает, что при переходе лавинного разряда из несамостоятельного

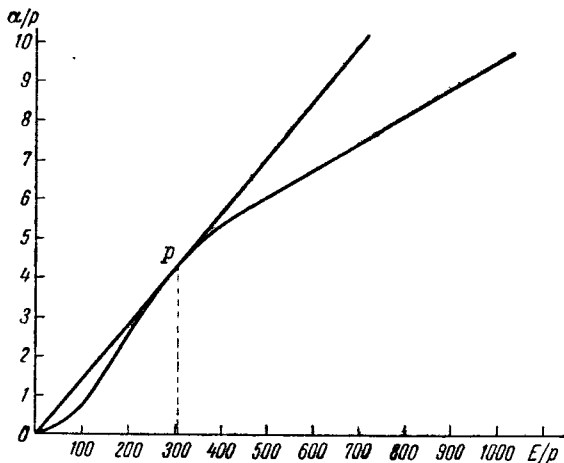


Рис. 95. Кривая $\frac{\alpha}{\rho} = f\left(\frac{E}{p}\right)$.

в самостоятельный рекомбинация положительных ионов и электронов в объёме газа и ступенчатая ионизация не играют существенной роли.

Хотя выражение (61,5) приводит к законам подобия, оно не даёт правильных наблюдаемых на опыте значений коэффициента α при подстановке вместо U_i и N_0 их хорошо известных значений. Причина такого расхождения заключается в неприемлемости в случае точного количественного решения задачи тех грубых допущений, которые положены Таунсендом в основу его подсчёта. Формулой (61,5) в настоящее время пользуются как эмпирической в виде

$$\frac{\alpha}{p} = c_1 e^{-\frac{c_2}{E/p}}, \quad (61,9)$$

определяя c_1 и c_2 из опыта.

Эта формула правильно отображает общий ход кривой $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$, получаемой экспериментально и представленной (для воздуха) на рис. 95. Другие эмпирические формулы, выведенные различными исследователями для этого соотношения, более точны, но мало удобны для вычислений, так как для различных интерва-

лов значений E/p приходится пользоваться различными формулами, а соответствующие им кривые плохо связываются одна с другой.

В 1936 году С. К. Моралёв, а также Драйвестейн дали метод расчёта α , приводящий к хорошему совпадению с опытом. Метод Моралёва основан на учёте существующего между электронами распределения скоростей, близкого к максвелловскому, на применении для вероятности ионизации аппроксимации

$$\omega\left(\frac{U}{U_i}\right) = C \frac{(U - U_i)e^{-\frac{U}{U_i}}}{U_i} \quad (61,10)$$

и на учёте потерь энергии электроном при упругих и неупругих соударениях. В этом выражении C —константа, U —энергия электрона при данном соударении, U_i —энергия, соответствующая потенциалу ионизации газа, а U_i —средняя (наиболее вероятная) энергия электрона. Драйвестейн исходит из предположенного им закона распределения по энергиям. Этот метод даёт возможность учесть влияние примесей в газе на коэффициент α .

Однако решение задачи о лавинных разрядах путём использования вычисленных таким образом значений α , а также и значений α , полученных экспериментально, требует существенной оговорки. Дело в том, что и теоретические подсчёты и экспериментальные определения по методу Таунсенда относятся к значениям коэффициента α в постоянном поле, при котором соотношение между α и E/p является однозначным. Между тем, за исключением случая слабых токов самостоятельного разряда между двумя параллельными друг другу плоскими электродами, на пути движения электрона α не остаётся постоянным. Кроме того, движение электронов как направленное, так и беспорядочное нельзя рассматривать как установившееся и строго соответствующее значению E в данной точке, за исключением тех случаев, когда E меняется от точки к точке очень медленно. Поэтому при строгом количественном решении задачи о лавинных разрядах в значения α , полученные указанным выше путём, надо вводить соответствующие поправки. Поправки тем больше, чем быстрее изменяется напряжённость поля с изменением расстояния от катода. Это относится, конечно, не только к разрядам между электродами, создающими неравномерное поле, но и к искажению поля пространственными зарядами. Тем не менее, теория лавинных разрядов в первом приближении, не учитывающая этих поправок, приводит к существенным, качественно правильным выводам. Поэтому данное приближение в очень большом числе практически важных случаев вполне приемлемо.

При уточнении теории исходное уравнение (60,4) остаётся в силе. Так как при подсчётах в этом случае обычно приходится

пользоваться численным или графическим интегрированием, то всё дело сводится к подстановке для каждой точки значений x , соответствующих условиям опыта.

Приведённые выше формулы для плотности тока несамостоятельного разряда выведены при молчаливом допущении, что электроны покидают катод с ничтожно малой начальной скоростью. На самом деле начальная скорость не равна нулю. Если после упругого столкновения с частицей газа электрон летит обратно по направлению к катоду, то его энергия (начальная энергия при вылете плюс накопленная в электрическом поле, минус ничтожная потеря при упругих столкновениях) может быть достаточной, чтобы преодолеть задерживающее электрон поле и дать ему возможность попасть на катод. Вследствие этого электронный ток с катода при наличии газа будет меньше, чем в вакууме.

При максвелловском распределении скоростей между электронами расчёт даёт для плотности тока в этом случае

$$i_k = i_0 \frac{\sqrt{6\pi} K_e E}{c_0 + \sqrt{6\pi} K_e E}, \quad (61,11)$$

где K_e —подвижность электронов, E —напряжённость электрического поля у катода, c_0 —средняя квадратичная скорость электронов, покидающих катод.

Ток i_k будет тем меньше отличаться от i_0 , чем больше значение E/p .

§ 62. Эффект и константа Столетова. С несамостоятельным лавинным разрядом приходится иметь дело в так называемых газонаполненных фотоэлементах. В этих приборах фототок с катода, пропорциональный интенсивности падающего на катод света, усиливается образованием в газе лавин электронов. Усиление тока зависит от того, насколько близко удаётся подойти к напряжению зажигания разряда без риска вызвать пробой. Практически в газонаполненных фотоэлементах коэффициент усиления не больше чем 10—15.

Впервые сочетание фотоэффекта с несамостоятельным разрядом в газе исследовал А. Г. Столетов, назвавший совокупность наблюдаемых им явлений *актино-электрическими явлениями*. От наблюдений в воздухе при атмосферном давлении Столетов перешёл к измерениям при пониженном давлении и нашёл, что с уменьшением давления воздуха p сила актино-электрического тока сперва возрастает, затем начинает падать. Столетов установил, что если менять от опыта к опыту разность потенциалов между анодом и катодом, то максимум тока соответствует всегда одному и тому же определённом значению отношения напряжённости поля E к давлению p . При построении своей теории Таунсенд исходил из экспериментальных результатов, полученных Столетовым. Он дал объяснение наблюдаемому Столетовым явлению и ввёл для него

принятое в литературе название *эффект Столетова*. Пользуясь выражением (61,6), ищем максимум α , приравнявая нулю производную от α по p :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial p} = p \frac{\partial \left[f \left(\frac{E}{p} \right) \right]}{\partial \left(\frac{E}{p} \right)} \frac{\partial \left(\frac{E}{p} \right)}{\partial p} + f \left(\frac{E}{p} \right). \quad (62,1)$$

Но так как

$$f \left(\frac{E}{p} \right) = \frac{\alpha}{p} \quad \text{и} \quad \frac{\partial \left(\frac{E}{p} \right)}{\partial p} = - \frac{E}{p^2}, \quad (62,2)$$

находим, что α , а следовательно, и плотность тока i достигают максимума при

$$\frac{\frac{\alpha}{p}}{\frac{E}{p}} = \frac{\partial \left(\frac{\alpha}{p} \right)}{\partial \left(\frac{E}{p} \right)}. \quad (62,3)$$

Если на рис. 95 провести касательную к кривой, изображающей зависимость α/p от E/p , из начала координат, то точка касания P как раз удовлетворит равенству (62,3).

Так как кривая рис. 95 одна и та же для любых давлений p , то выражение (62,3) однозначно определяет для каждого данного газа значение E/p , соответствующее максимуму α . Это значение носит название *константы Столетова*.

§ 63. Запаздывание зажигания и время формирования разряда. Если промежуток между электродами, в котором происходит разряд, находится в темноте и вообще не подвергается искусственно действию какого-либо внешнего ионизатора, то между моментом наложения на электроды потенциала, равного потенциалу зажигания разряда, и моментом начала разряда проходит некоторое время. Это время называют *временем запаздывания разряда*.

Если производить измерение времени запаздывания разряда при одних и тех же условиях опыта многократно, то можно убедиться, что оно не остаётся постоянным, а изменяется в широких пределах.

При объяснении явления запаздывания разряда естественно считать, что для начала образования лавины электронов необходимо, чтобы где-либо около самого катода появился свободный электрон, который мог бы положить начало лавине электронов, распространяющейся через весь промежуток между катодом и анодом. Появление электрона около самого катода вследствие наличия остаточной ионизации представляет собой случайное явление. Поэтому вероятность $\omega(t)$ того, что разряд наступит не ранее чем через данный промежуток времени t , должна выражаться

экспоненциальной функцией

$$\omega(t) = e^{-kt}, \quad (63,1)$$

где k —константа. Из N случаев зажигания газового разряда между данными электродами в данном газе в $N\omega(t)$ случаях через время t зажигания ещё не произойдёт. За промежуток времени от t до $t+dt$ должно произойти

$$\frac{d\omega(t)}{dt} dt = k e^{-kt} dt \quad (63,2)$$

зажиганий. Это явление называют *статистическим запаздыванием зажигания разряда*.

Справедливость соотношения (63,1) установлена на опыте при помощи аппаратуры, автоматически регистрирующей отдельные замыкания цепи разряда и время, протекающее между каждым замыканием и началом самостоятельного разряда.

Подсчитаем среднее время τ статистического запаздывания разряда. Для этого помножим каждое отдельное время запаздывания на число случаев, в которых данная величина запаздывания имеет место, сложим все полученные величины и разделим на общее число зажиганий N . Заменяя сумму интегралом, найдём:

$$\tau = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} N k e^{-kt} t dt = k \int_0^{\infty} t e^{-kt} dt = \frac{1}{k}. \quad (63,3)$$

Поэтому соотношение (63,1) можно написать в виде

$$\omega(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (63,4)$$

При ионизации газа каким-либо внешним ионизатором, например при освещении катода ультрафиолетовой радиацией, τ уменьшается. При достаточно большой интенсивности действия внешнего ионизатора τ становится исчезающе малым и статистическое запаздывание разряда практически устраняется.

От времени статистического запаздывания разряда надо отличать *время формирования разряда*. Под этой последней величиной понимают время, необходимое для развития в разрядном промежутке самостоятельного разряда. Определить время формирования разряда можно, устранив статистическое запаздывание разряда.

Согласно теории Таунсенда развитие разряда происходит, пока число электронов каждой последующей лавины электронов, выходящих из катода вследствие γ -процессов, больше, чем предшествующей. Таким образом, время формирования разряда, равное времени раскачивания электронных лавин, должно равняться времени прохождения нескольких лавин от катода до анода, включая каждый раз время на обратное движение положительных ионов от анода до катода. Это время, как показывают расчёты, должно быть при обычных размерах разрядных трубок не меньше 10^{-6} сек.

Осциллографические исследования зажигания разряда при низких давлениях показали, что в этом случае время формирования разряда имеет порядок величины 10^{-5} — 10^{-4} сек и укладывается поэтому в рамки теории раскачивания электронных лавин. Постепенное раскачивание электронных лавин приводит к инерции газонаполненных фотоэлементов.

Определение времени формирования разряда при искровом пробое в воздухе (при атмосферном давлении) катодным осциллографом, способным регистрировать события, происходящие в тече-

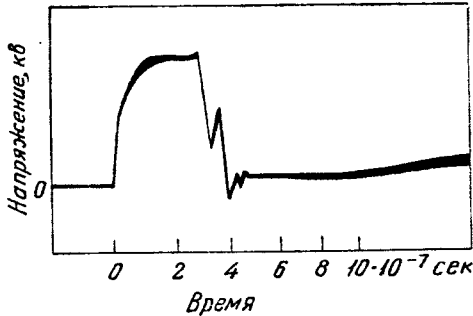


Рис. 96. Осциллограмма зажигания искрового разряда в воздухе при атмосферном давлении. Расстояние между электродами 1 см.

ние 10^{-9} сек, показало, однако, что в этом случае время формирования разряда при расстоянии между электродами в 1 см в 100 раз меньше, чем следует по теории лавинных разрядов. При этом пользовались ударной волной напряжения с очень крутым фронтом, бегущей по параллельным проводам, в конце которых находился испытуемый разрядный промежуток; напряжение на нём осциллографировалось. При возникновении разряда это напряжение падало до очень малых значений вследствие перераспределения напряжения в цепи.

Полученные осциллограммы указывают, что между моментом наложения напряжения, равного потенциалу зажигания разряда, и моментом, когда ток пробоя достигает максимального значения, проходит промежуток времени в несколько десятимиллионных долей секунды (10^{-7} сек), причём падение напряжения от нескольких киловольт до установившегося малого значения происходит в течение одной десятимиллионной доли секунды. Одна из таких осциллограмм приведена на рис. 96.

Эти опыты показывают, что при атмосферном давлении теория Таунсенда не в состоянии объяснить ход развития разряда во времени.

§ 64. Теория лавинных разрядов с учётом роли пространственных зарядов. Роговский существенно дополнил теорию Таунсенда

путем учёта искажения поля пространственными зарядами. Ход нарастания пространственного заряда в прикатодной области при последовательном прохождении ряда электронных лавин был наглядно показан в работе профессора Н. А. Капцова.

Математическая теория разряда при плоских электродах, данная Роговским, основана на добавлении к исходным уравнениям теории Таунсенда уравнения Пуассона в форме

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi \left(\frac{i_p}{u} - \frac{i_e}{v} \right), \quad (64,1)$$

где u —скорость положительных ионов, v —скорость электронов. Роговский допускает, что скорости электронов и ионов прямо пропорциональны \sqrt{E} .

Эти исходные положения приводят к дифференциальному уравнению задачи в виде

$$\frac{d}{dx} \left(\sqrt{E} \frac{dE}{dx} \right) - \alpha \left(\sqrt{E} \frac{dE}{dx} \right) - \frac{4\pi i \alpha}{K} = 0, \quad (64,2)$$

где α —функция от E, p , а K —фактор пропорциональности между i и \sqrt{E} . Роговский задаётся для α формулой (61,9) и решает задачу для самостоятельного разряда графическим методом, пользуясь граничным условием на катоде:

$$i_{e_k} = i \frac{\gamma}{1 + \gamma}. \quad (64,3)$$

Такое решение задачи даёт возможность не только более полно решить задачу о переходе несамостоятельного разряда в самостоятельный, но и объяснить основные черты тлеющего разряда: существование катодного падения, малый градиент потенциала в положительном столбе, существование минимальной плотности тока, при которой тлеющий разряд возможен, и т. д. Удобных и надёжных расчётных формул для самостоятельного разряда теория Роговского, однако, не даёт. Этому мешают неточность выражения для скорости ионов и электронов в зависимости от напряжённости поля E и приближённый характер полуэмпирической формулы (61,9).

Кроме подробной математической теории, Роговский дал качественную картину перехода от несамостоятельного разряда к самостоятельному, непосредственно связывающую явление пробоя с нарастанием и перестройкой пространственных зарядов и дающую представление о том, каково должно быть в общих чертах распределение потенциала в тлеющем разряде.

Пусть K и A (рис. 97) представляют собой плоские катод и анод разрядного промежутка. Расстояние между ними пусть будет d . При отсутствии пространственных зарядов поле между плоскими электродами равномерное, и распределение потенциала в разряд-

ном промежутке может быть изображено прямой OA , причём ордината U_a соответствует разности потенциалов между анодом и катодом. Пусть с катода под действием остаточной ионизации вылетает группа n_1 электронов. Пока плотность тока настолько мала, что можно пренебречь пространственными зарядами, можно считать поле между катодом и анодом равномерным и применить закон нарастания электронной лавины в виде $n = n_1 e^{\alpha x}$. Это даёт

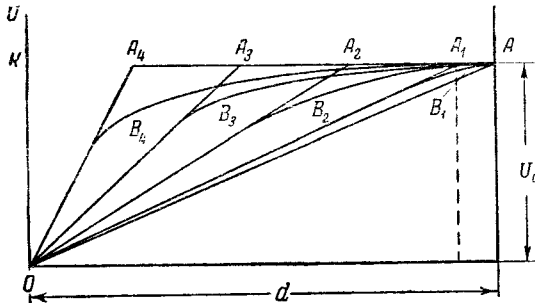


Рис. 97. Схема нарастания пространственного заряда и искажения поля при лавинном пробое.

нам для числа n_2 электронов, выделяемых из катода при ударе о него ионов, образованных в газе вылетевшей ранее группой в n_1 электронов:

$$n_2 = \gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1). \quad (64,4)$$

Отношение $\frac{n_2}{n_1}$ называют *ионизационным нарастанием* μ . Пока можно пренебречь пространственными зарядами,

$$\mu = \gamma (e^{\alpha d} - 1). \quad (64,5)$$

При наличии пространственных зарядов

$$\mu = \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right). \quad (64,6)$$

Медленно передвигающиеся к катоду положительные ионы образуют в разрядном промежутке положительный пространственный заряд, искажающий поле.

Дальнейшее нарастание положительного пространственного заряда в разрядном промежутке прекращается только после того, как первые положительные ионы, образованные в непосредственной близости от анода, дойдут до катода.

Распределение потенциала между катодом и анодом при наличии этого пространственного заряда будет изображаться на рис. 97 уже не прямой OA , а кривой OB_1A , которую Роговский

аппроксимирует ломаной OA_1A . При такой замене, близко соответствующей действительному положению дел, анод как бы перемещается из A в A_1 . Обозначая расстояния от катода до нового условного анода через L , находим для ионизационного нарастания выражение

$$\mu = \gamma(e^{\alpha L} - 1), \quad (64,7)$$

причём α имеет уже изменённую величину, соответствующую новой напряжённости поля у катода.

Допустим, что, постепенно увеличивая разность потенциалов U , мы достигли такого режима, при котором $\mu=1$, и больше не изменяем U . При этом режиме разряд будет самостоятельным и стационарным. Однако этот режим разряда не будет устойчивым.

В числе электронов, выходящих за какой-либо малый промежуток времени Δt из поверхности катода, будут происходить флюктуации. Временные случайные увеличения n_1 будут происходить также под действием случайных внешних ионизирующих факторов. При таком случайном увеличении n_1 произойдёт и увеличение плотности разрядного тока. При увеличении плотности тока увеличится одновременно и плотность пространственного заряда, а следовательно, и искажение поля. Условный анод окажется перемещённым в точку A_2 ; величина L станет меньше, напряжённость поля у катода—больше.

Из экспериментальной кривой $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$, приведённой на рис. 95, а также из (61,9) следует, что пока $\frac{E}{p} = \frac{U}{Lp}$ меньше значения, соответствующего точке касания P на рис. 95, α при передвижении условного анода A через положения A_2, A_3, \dots возрастает быстрее, чем убывает L , или, другими словами, произведение αL возрастает¹⁾. Для значений E/p , больших, чем это соответствует точке P , произведение αL убывает с уменьшением L . Начальный участок кривой, лежащий около начала координат O , нас при этом не интересует, так как не соответствует рассматриваемому режиму разряда.

Таким образом, как следствие флюктуации плотности разрядного тока ионизационное нарастание в течение некоторого, хотя и короткого времени будет больше единицы. За это время вызванное случайной флюктуацией увеличение μ вызывает дальнейшее увеличение плотности тока, а следовательно, и дальнейшее возрастание плотности пространственного заряда, искажения поля

¹⁾ Это легко также заключить из того, что если бы зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ и, следовательно, от $\frac{1}{L}$ изображалась прямой OP , то при изменении L и E значение αL оставалось бы постоянным.

и величины μ . Это приводит к очень быстрому возрастанию μ вследствие всё большего и большего искажения поля под действием последующих электронных лавин. Когда L становится настолько малым, что точка P на рис. 95 оказывается пройденной, μ уменьшается при дальнейшем искажении поля. Когда μ вновь достигает значения, равного единице при положении условного анода A_4 , дальнейшего искажения поля не происходит и, как легко понять, режим разряда становится устойчивым. Таким образом, при переходе разряда в самостоятельный μ пробегает кривую I , схематически изображённую на рис. 98.

Сила тока, соответствующего устойчивому режиму (точка P_2), велика. Таким образом, эта качественная теория хорошо объясняет возрастание тока при пробое и приводит к выводу, что это возрастание не безгранично, как вытекало по теории Таунсенда из равенства (60,11), а хотя и велико, но всё же конечно.

Вследствие неизбежно ограниченной мощности источника тока и уменьшения U из-за перераспределения потенциала во внешней цепи ионизационное нарастание во всех действительно имеющих место случаях пробегает не максимально возможную кривую I , а расположенную несколько ниже кривую II с точкой устойчивого режима P'_2 .

Таким образом, теория Роговского характеризует лавинный пробой как переход от состояния неустойчивого режима ($\mu=1$ в точке P_1) к устойчивому режиму ($\mu=1$ в точке P_2). При этом переходе имеет место коренная перестройка пространственных зарядов.

Вместе с тем эта теория вводит нас в область самостоятельного разряда. Отрезок OA_4 (рис. 97) соответствует катодному падению потенциала в тлеющем разряде, горизонтальный отрезок A_4A — малому градиенту потенциала в положительном столбе.

§ 65. Зависимость напряжения зажигания разряда от различных условий. На рис. 99 приведены в качестве примера кривые, выражающие зависимость напряжения зажигания газового разряда при плоских электродах для некоторых газов от произведения давления p в миллиметрах рт. ст. на расстояние между электродами d в миллиметрах. По оси ординат отложено напряжение зажигания U_3 в вольтах.

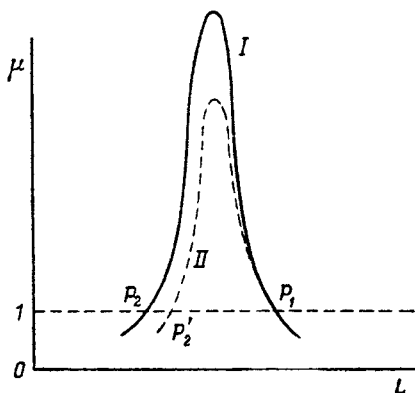


Рис. 98. Ход изменения ионизационного нарастания μ во время лавинного пробоя.

Такого же вида кривые с минимумом напряжения зажигания при определённом характерном для каждого газа значении pd имеют место и для всех других газов. В сторону малых значений pd напряжение зажигания U_3 круто возрастает. В сторону больших значений pd оно увеличивается монотонно, но значительно

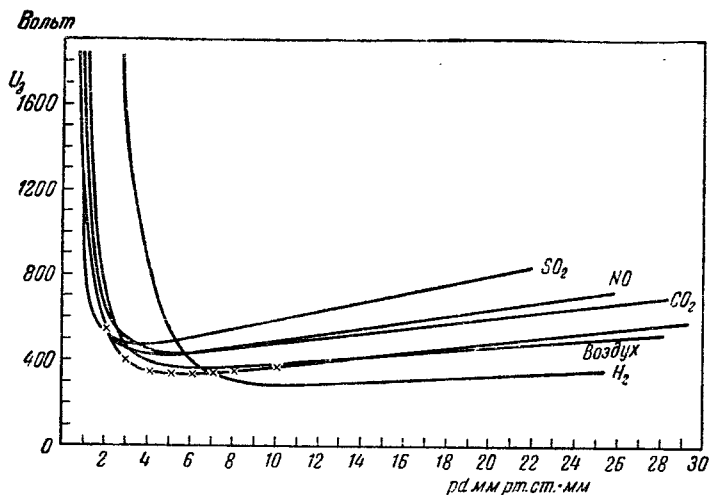


Рис. 99. Характеристики зажигания разряда для некоторых газов.

более медленно. Кривую зависимости U_3 от pd называют *характеристикой зажигания разряда*.

Качественно ход этой характеристики объясняется следующим образом. Пусть d постоянно и меняется давление газа p . При переходе от больших давлений к малым увеличивается длина свободного пробега электронов в газе, а поэтому, с одной стороны, на расстоянии каждого свободного пробега электрон в среднем проходит большую разность потенциалов и вероятность ионизации при столкновении увеличивается, но зато, с другой стороны, при меньшем давлении уменьшается число столкновений электрона с молекулами газа на пути в 1 см, пройденном электроном в направлении от катода к аноду. Таким образом, при уменьшении давления действуют две причины, из которых одна увеличивает коэффициент α , а другая его уменьшает. При переходе от больших давлений до давления, соответствующего минимуму U_3 , преобладает увеличение энергии, которой электрон обладает при каждом столкновении; при дальнейшем уменьшении преобладает уменьшение числа столкновений.

Пусть давление p постоянно, а меняется расстояние между электродами d . При уменьшении этого расстояния, с одной сторо-

ны, увеличивается напряжённость поля E . Это влечёт за собой возрастание коэффициента α . С другой стороны, при уменьшении расстояния d уменьшается пространство, находящееся в распоряжении лавины для её развития. Одновременное действие этих двух причин приводит к наличию минимума характеристики зажигания $U_3 = f(pd)$.

К такому же выводу можно прийти, повторив с должными изменениями рассуждения об изменении αd с изменением pd , исходя из кривой $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ (рис. 95) и представив абсциссу этой кривой в виде $\frac{E}{p} = \frac{U}{pd}$. Минимум напряжения зажигания соответствует при этом точке P на рис. 95.

В условии перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный:

$$\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1, \quad (65,1)$$

величины α и γ являются функциями напряжённости поля, а следовательно, в конечном итоге и напряжения U , причём α зависит от свойств газа, а γ , кроме того, ещё и от свойств катода. Из этого условия следует, что удовлетворяющее уравнению (65,1) напряжение зажигания разряда U_3 должно зависеть при прочих равных условиях, с одной стороны, от природы газа, с другой — от природы катода.

Опыт всецело подтверждает этот вывод. Так, например, щелочные и щёлочноземельные металлы, обладающие малой работой выхода, уменьшают потенциал зажигания, если покрыть катод плёнкой таких металлов. Этим пользуются при изготовлении приборов газового разряда, рассчитанных на употребление в схемах низкого напряжения.

Зависимость коэффициента α , а следовательно, и потенциала зажигания U_3 от природы газа определяется характером соударений электронов с молекулами данного газа, а именно, относительным числом упругих и неупругих соударений электронов с частицами газа и количеством энергии, теряемой электроном при неупругих соударениях.

Если электроны, которые ещё не достигли скорости, достаточной для ионизации, теряют в среднем в одном газе долю энергии, большую, чем в другом, то при прочих равных условиях для пробоя в первом газе нужна большая напряжённость поля, чем во втором. Вполне понятно, что чем больше ионизационный потенциал, тем выше при прочих равных условиях U_3 . Но обычно эти прочие условия столь различны, что большему U_i нередко соответствует меньшее U_3 .

Когда мы имеем в разрядной трубке смесь двух газов, то U_3 никоим образом нельзя подсчитывать из концентрации смеси по

правилу смешения. В смеси возникают новые явления, часто вовсе не имеющие места в чистых компонентах её. Для иллюстрации приводим кривые $U_3 = f(pd)$ (рис. 100) для смесей водорода и азота. Мы видим, что при некоторых концентрациях водород понижает потенциал зажигания смеси, при других—повышает. Минимальное значение U_3 для смеси, содержащей 25,5% H_2 , меньше, чем для чистого водорода, и меньше, чем для чистого азота.

Большую роль в явлениях понижения напряжения зажигания играют неупругие соударения второго рода.

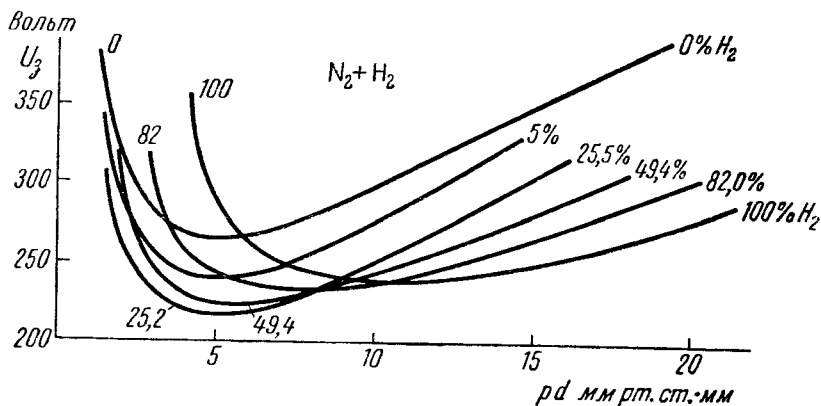


Рис. 100. Характеристики зажигания для смеси водорода и азота при различном процентном содержании водорода.

Допустим, что при соударениях с атомами чистого инертного газа электроны обладают энергиями, большими, чем энергия возбуждения метастабильного состояния основного газа $eU_{мет}$, но меньшими, чем энергия ионизации eU_i этого газа, и давление газа подобрано так, что вероятность столкновения метастабильного атома с новым электроном слишком мала, чтобы благодаря таким столкновениям произошла заметная ионизация газа. Но если в том же газе есть частицы примеси, ионизационный потенциал которых ниже, чем $U_{мет}$ основного газа, то при встрече метастабильных атомов с частицами примеси могут произойти соударения второго рода. Метастабильный атом передаёт свою энергию возбуждения частице примеси и таким путём ионизует её. В то же время вероятность ионизации атомов или молекул примеси путём непосредственного их соударения с электронами во много раз меньше вероятности соударений частиц примеси с метастабильными атомами основного газа, так как число соударений атомов примеси с электронами много меньше, чем число встреч этих атомов с метастабильными атомами газа.

Таким образом, при $U_{\text{примеси}} < U_{\text{мет}}$ значение U_z для газа с примесью ниже, чем для чистого газа. Такое понижение имеет, например, место при наличии в неоне или в гелии небольшой примеси аргона или паров ртути и при наличии паров ртути в аргоне. Примеси, для которых $U_{\text{примеси}} > U_{\text{мет}}$ основного газа, такого понижения не производят.

Все обстоятельства, способствующие уменьшению времени жизни метастабильных атомов, увеличивают потенциал зажигания смеси и наоборот.

Особенно показательны следующие опыты. Осветим ту разрядную трубку, в которой определяется напряжение зажигания U_z неона, содержащего небольшую примесь аргона, светом от другой неоновой трубки с интенсивным разрядом. При наличии такого облучения U_z повышается и приближается к значению напряжения зажигания в чистом неоне. Это явление происходит потому, что соответствующие кванты неоновое излучения поглощаются метастабильными атомами неона и выводят их из метастабильного состояния, прежде чем успеют произойти их неупругие соударения второго рода с атомами аргона, ведущие к понижению U_z .

Вопрос о влиянии на U_z примесей двухатомных газов, не склонных к образованию отрицательных ионов, изучен экспериментально советскими физиками Б. Н. Клярфельдом, С. К. Моралёвым, И. И. Балогом и И. И. Готовым.

Если прибавлять к смеси инертного газа со ртутью или с аргонном азот, то потенциал зажигания заметно повышается уже при очень малой концентрации примеси. При прибавлении азота к чистому инертному газу повышение U_z становится заметным лишь при количестве примеси около 1% и выше. Действие водорода на потенциал зажигания в значительной мере зависит от величины pd . При малом pd примесь водорода понижает U_z , при большом — увеличивает.

Теоретически вопрос об изменении потенциала зажигания инертного газа при наличии тех или иных примесей разработан С. К. Моралёвым. Он сводит изменение U_z к соответствующему изменению α . Двухатомные газы повышают α вследствие потери энергии электроном при столкновениях с молекулами двухатомной примеси и возбуждения вращательных и колебательных уровней энергии этих молекул. При наличии третьего газа, понижающего U_z путём соударений второго рода, роль двухатомного газа сводится к уничтожению метастабильных состояний основного газа тем же путём.

Влияние примесей на U_z имеет в технике изготовления приборов газового разряда такое же большое практическое значение, как и понижение напряжения зажигания путём выбора материала катода. В случае, когда пробой нежелателен, примесь, повышаю-

щая U_3 , может оказаться полезной. Пример: короткое замыкание в лампах накаливания, наполненных аргонном, и его устранение путём прибавления азота к аргону.

Напряжение зажигания разряда понижается при наличии посторонней ионизации на катоде или в разрядном промежутке. Вопрос о том, что считать напряжением зажигания разряда при непрерывном действии более или менее интенсивного постороннего ионизатора, требует уточнения. Опыт показывает, что и в этом случае, так же как и при наличии лишь одной остаточной ионизации, при увеличении разницы потенциалов между электродами наступает такой момент, когда сила разрядного тока резко увеличивается до величины, обычно ограничиваемой мощностью источника тока и сопротивлением внешней цепи. До этого момента сила тока существенно зависит от интенсивности внешней ионизации; после скачка тока эта зависимость хотя и не пропадает совсем, но становится незначительной. Соответствующее скачку тока напряжение естественно считать в этом случае напряжением зажигания разряда.

Постараемся уяснить себе понижение напряжения зажигания под действием постороннего ионизатора на основе теории лавинных разрядов.

По аналогии с обычным зажиганием разряда в отсутствие интенсивного внешнего ионизатора мы должны заключить, что в момент резкого увеличения тока в рассматриваемом случае также происходит характерная для зажигания разряда перестройка пространственных зарядов. В рассматриваемом теперь случае числом электронов n_0 , создаваемым внешним ионизатором, пренебрегать нельзя. Для числа начальных электронов каждой последующей лавины необходимо писать вместо (64,4):

$$n'_2 = n_0 + n'_1 \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha_1 dx} - 1 \right). \quad (65,2)$$

Мы ввели здесь обозначение α_1 , так как пространственный заряд и поле разряда, а следовательно, и значения коэффициента α в каждой точке разрядного промежутка будут иные, чем при исчезающе малом n_0 .

Для ионизационного нарастания будем иметь:

$$\mu' = \frac{n'_2}{n'_1} = \left(1 + \frac{n_0}{n'_1} \right) \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha_1 dx} - 1 \right). \quad (65,3)$$

Напряжение зажигания разряда при отсутствии внешнего ионизатора U_3 соответствует режиму:

$$\mu = \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right). \quad (65,4)$$

При n_0 не исчезающе малом плотность тока и искажение поля больше, чем при $n_0=0$. Поэтому

$$\int_0^d \alpha_1 dx > \int_0^d \alpha dx. \quad (65,5)$$

Следовательно, при $U=U_3$

$$\mu' > \mu = 1. \quad (65,6)$$

При наличии внешнего ионизатора разряд при $U=U_3$ развивается дальше независимо от флюктуаций; режим, при котором начинается перестройка пространственных зарядов, уже перейден. Отсюда заключаем, что

$$U'_3 < U_3, \quad (65,7)$$

или, словами: *напряжение зажигания заряда при непрерывном действии внешнего ионизатора меньше, чем при отсутствии такого действия.*

Практически понижение напряжения зажигания достигается: 1) при искусственном подогреве катода до температуры, приводящей к термоэлектронной эмиссии; 2) при облучении катода ультрафиолетовой радиацией; 3) при приближении к разрядной трубке радиоактивного препарата.

Второй из перечисленных выше случаев имеет место в газонаполненных фотоэлементах. Зажигания самостоятельного разряда в последних допускать нельзя из-за порчи катода бомбардировкой положительными ионами. Поэтому при пользовании газонаполненными фотоэлементами не следует забывать, что напряжение зажигания разряда в фотоэлементе в рабочих условиях может оказаться, в зависимости от освещения катода, много меньше, чем напряжение зажигания, определённое в темноте.

§ 66. Зажигание разряда в длинных трубках. Теория Таунсенда-Роговского не учитывает влияния на движение электронов в разряде ни поверхностных зарядов, образующихся на стенках разрядной трубки, ни других возможностей возникновения в разряде поперечного градиента потенциала. Она даёт наглядное и близко отвечающее действительности представление о процессах газового разряда в широких разрядных сосудах или, точнее, для случая, когда расстояние между электродами того же порядка или меньше, чем диаметр разрядной трубки. В случае длинных трубок картина зажигания разряда, даваемая теорией Таунсенда-Роговского, требует дополнений, особенно при очень низких давлениях газа (порядка долей миллиметра рт. ст.).

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим случай изогнутой U-образной разрядной трубки с катодом K и анодом A (рис. 101).

Опыт показывает, что если на электроды такой трубки наложить напряжение, соответствующее напряжению зажигания, то в трубке возникает самостоятельный разряд. Силовые линии электрического поля, созданного напряжением, приложенным к электродам трубки, показаны на рис. 101 пунктирными линиями. Под действием такой конфигурации поля развитие необходимых

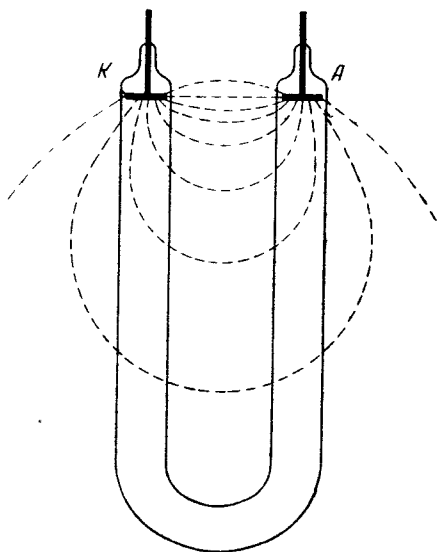


Рис. 101. Электрические силовые линии в U-образной трубке—пунктир; К и А—катод и анод.

для зажигания разряда лавин, проходящих вдоль оси трубки путь от катода до анода, невозможно. Вместе с тем даже в прямых длинных и узких трубках зажигание разряда оказывается затруднённым. В конечном итоге при достаточно низких давлениях газа это обстоятельство приводит к описанному на стр. 158 явлению ложного вакуума, объясняемому оседанием электронов на внутренней поверхности стенок трубки. Было высказано предположение о возникновении в длинных трубках *ведущего поля*. С другой стороны, были сделаны попытки уточнить условия зажигания разряда путём учёта уменьшения числа электронов в лавине из-за диффузии их к стенкам. Большую ясность в этот вопрос внесли опыты советских физиков Г. В. Спивака и Е. Л. Столяровой, опубликованные в 1950 году. Спивак и Столярова исследовали влияние ведущего поля, искусственно созданного в трубке электроннооптическими методами, и показали, что такое поле вызывает в широких трубках те же эффекты, которые наблюдаются без искусственного ведущего поля в длинных узких трубках. Эффекты эти касались величины напряжения зажигания, времени формирования разряда и других смежных вопросов. При этих исследованиях было применено осциллографирование разрядного тока при подаче на электроды коротких импульсов напряжения. На этой основе Спивак и Столярова уточнили представление о ведущем поле и нарисовали новую картину зажигания разряда в длинных узких трубках. По этой картине электроны возникающих около катода коротких лавин постепенно заряжают стенки трубки, начиная от катода, и создают поперечное поле, заставляющее электроны проникать всё дальше и дальше от катода. Вследствие

этой конфигурации поля развитие необходимых для зажигания разряда лавин, проходящих вдоль оси трубки путь от катода до анода, невозможно. Вместе с тем даже в прямых длинных и узких трубках зажигание разряда оказывается затруднённым. В конечном итоге при достаточно низких давлениях газа это обстоятельство приводит к описанному на стр. 158 явлению ложного вакуума, объясняемому оседанием электронов на внутренней поверхности стенок трубки. Было высказано предположение о возникновении в длинных трубках *ведущего поля*. С другой стороны, были сделаны попытки уточнить условия зажигания разряда путём учёта уменьшения числа электронов в лавине из-за диффузии их к стенкам. Большую ясность в этот вопрос внесли опыты со-

неравномерной плотности образующегося на стенках поверхностного заряда возникает продольное поле, приводящее электроны на анод в случае изогнутой трубки. Отрицательно заряженная цилиндрическая стенка действует как цилиндр Венельта и приводит к фокусировке пучка движущихся от катода электронов. Скопление положительных ионов, оставляемых позади себя лавиной электронов, дополнительно вызывает явление газовой фокусировки пучка электронов. Таким образом, за короткое время, по представлению указанных авторов, возникает первая стадия пробоя: *газосфокусированный электронный пучок*, сосредоточенный около оси трубки. Направленное движение электронов в этой фазе преобладает над их беспорядочным тепловым движением. Плотность положительного пространственного заряда в газосфокусированном луче неоднородна вдоль оси трубки вследствие экспоненциального роста числа ионизаций в лавине. У анода возникает горб потенциала, ещё не успевший рассеяться путём дипольной диффузии. Затем начинается вторая «плазменная» стадия пробоя: плотность пространственного заряда ионов возрастает, и ионы начинают распространяться к стенкам и вдоль оси трубки. Горб потенциала перемещается ближе к катоду, а скопление пространственного заряда расплывается поперёк трубки, что через некоторое время приводит к установившемуся режиму стационарной плазмы с установившимся режимом дипольной диффузии и компенсации объёмных зарядов ионов и электронов. Электроннооптические явления в области так называемого положительного столба сходят на нет.

Данных о подробной количественной разработке этой картины пробоя в длинных трубках в литературе не имеется. Так как во время «стадии газосфокусированного луча» потери электронов на стенках не должно быть, а явления в луче рассматриваются как движение электронных лавин, и никакие другие процессы ионизации в первом приближении не имеют места, то можно в этом приближении считать, что условие перехода разряда в самостоятельный:

$$\gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right) = 1,$$

остаётся в силе в общем виде. Однако вопрос о том, чему должны соответствовать значения α при их подстановке в $\int \alpha dx$, требует дальнейшей расшифровки.

§ 67. Пробой высокого вакуума. По мере уменьшения произведения pd ординаты левой ветви характеристики зажигания возрастают всё больше и больше. Отсюда вытекает заключение, что чем выше вакуум, тем выше и пробойное напряжение между помещёнными в нём электродами. Этот вопрос имеет большое

практическое значение. Если бы такое заключение было справедливо при сколь угодно большой напряжённости поля, то, создавая всё более и более высокий вакуум и сближая ограничивающие вакуумную прослойку стенки, можно было бы создать очень совершенный изолирующий слой. В пределе идеальный вакуум был бы идеальным изолятором.

Однако в действительности это не так. При увеличении напряжения между электродами или при уменьшении расстояния между

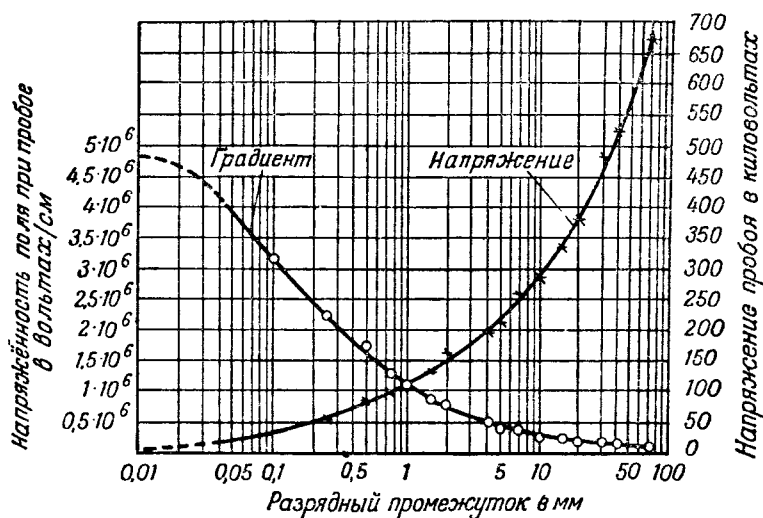


Рис. 102. Напряжённость поля у катода и напряжение при пробое между шариком из нержавеющей стали диаметром 25 мм и стальным диском диаметром 50 мм в высоком вакууме.

ними напряжённость поля у поверхности катода возрастает настолько, что начинается холодная эмиссия. Удары эмиттируемых катодом электронов разогревают анод. Происходит выделение газов и испарение материала электродов, нарушающие высокий вакуум, и между электродами или между стенками вакуумной прослойки наступает пробой. Условие пробоя в этом случае состоит в том, что напряжённость поля на катоде E должна быть больше или равна $E_{кр}$ — напряженности поля, приводящей к появлению токов холодной эмиссии:

$$E > E_{кр}. \quad (67,1)$$

Однако и соотношение (67,1) оправдывается как условие пробоя лишь в интервале расстояний между электродами, соответствующем сотым долям миллиметра и меньше. На рис. 102 приведена экспериментальная кривая напряжённости поля у катода (кружки) и кривая напряжения между электродами (крестики), соответ-

ствующие пробую в высоком вакууме между стальным шаром около 25 мм в диаметре и плоским стальным диском около 50 мм в диаметре. По оси абсцисс отложено в миллиметрах в логарифмическом масштабе расстояние между электродами.

Как видно из этих кривых, только при очень малых расстояниях напряжённость поля у катода достаточна для того, чтобы причиной пробоя могла являться холодная эмиссия. При увеличении расстояния между электродами пробойное напряжение возрастает гораздо более медленно, чем требует условие (67,1), а напряжённость поля около катода, соответствующая пробую, неуклонно падает. Это показывает, что при больших расстояниях и больших напряжениях причиной пробоя служат процессы, вызванные наличием большой разности потенциалов между электродами, а не процессы, вызванные большой напряжённостью поля у катода.

В литературе указывается на возможность двух таких процессов: выделение из поверхности анода положительных ионов при ударе очень быстрых электронов об анод и излучение анодом под действием бомбардировки электронами квантов рентгеновского излучения.

§ 68. **Переходная форма лавинного разряда.** Переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному обычно сопровождается резким увеличением силы тока и внезапным появлением свечения газа. Однако, если ввести в цепь очень большое сопротивление, то переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному совершается постепенно, и можно наблюдать переходную форму разряда. При сопротивлении порядка 10^6 ом при малых давлениях, при $U=U_3$ около анода появляется слабое свечение. Это объясняется тем, что около анода в лавине больше всего электронов и здесь происходит наибольшее число возбуждений частиц газа. При уменьшении внешнего сопротивления с увеличением тока начинается искажение поля пространственными зарядами, и свечение газа начинает распространяться в направлении к катоду. При дальнейшем увеличении силы тока свечение газа начинает распадаться на характерные для тлеющего разряда части и падение потенциала в трубке сосредоточивается в катодных частях разряда.

Самостоятельный лавинный разряд с очень малой силой тока, обусловленной очень большим сопротивлением во внешней цепи, называют *таунсендовским разрядом*, руководствуясь тем, что в этом разряде искажением поля пространственными зарядами можно пренебречь.

§ 69. **Характерные признаки и области тлеющего разряда.** Отличительным признаком *тлеющего разряда* является распределение потенциала в газе, характеризуемое *катодным падением потенциала*, т. е. изменением потенциала порядка нескольких

сотен вольт на протяжении от катода до области разряда, называемой *отрицательным тлеющим свечением*. Это распределение потенциала обусловлено типичным для тлеющего разряда расположением пространственных зарядов. Другой отличительный признак тлеющего разряда заключается в том, что выход электронов из катода происходит в тлеющем разряде исключительно за счёт γ -процессов.

Характерное для тлеющего разряда распределение потенциала имеет своим следствием также характерный внешний вид разряда как бы распадающегося на несколько различных частей:

1) Светящийся слой газа, называемый *первым катодным свечением* или *катодной светящейся плёнкой*.

2) Катодная плёнка не лежит непосредственно на катоде, а отделена от него тёмным слоем, обычно чрезвычайно тонким—*тёмным астоновым пространством*.

3) За катодной светящейся плёнкой следует *тёмное катодное пространство*.

4) Тёмное катодное пространство резко переходит в *отрицательное тлеющее свечение*, иногда называемое просто *тлеющим свечением*. Тлеющее свечение резко ограничено только со стороны катода.

5) В противоположную от катода сторону оно постепенно переходит в так называемое *фарадеево тёмное пространство*.

Все пять перечисленных частей разряда называются *катодными частями разряда*. В первых четырёх частях сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания разряда.

6) Следующая за фарадеевым тёмным пространством часть разряда называется *остовом разряда*. В более или менее узких трубках остов разряда представляет собой столб ионизованного светящегося газа и называется *положительным столбом разряда*.

7) При некоторых условиях между положительным столбом и анодом видно *тёмное анодное пространство*, а на самой поверхности анода—*анодное свечение*, или *анодная светящаяся плёнка*.

Если в трубке, в которой происходит тлеющий разряд, постепенно передвигать анод по направлению к катоду, то катодные части разряда остаются неизменными по своей длине и расположению. При передвижении анода лишь уменьшается длина положительного столба, пока этот столб не исчезнет совершенно. Затем, при дальнейшем приближении анода к катоду укорачивается длина тёмного фарадеева пространства, а потом длина тлеющего свечения, причём положение резкой границы этого свечения со стороны катода остаётся неизменным. Наконец, когда расстояние от этой границы до анода становится очень малым, тлеющий разряд прекращается.

Если анод остаётся неподвижным, а передвигается катод по направлению к аноду, то все катодные части разряда, включая

границу положительного столба, передвигаются вместе с катодом, оставаясь неизменными по своим размерам и взаимному расположению; положительный столб и фарадеево тёмное пространство, а затем тлеющее свечение постепенно исчезают. Когда головка тлеющего свечения доходит до анода, разряд опять прекращается.

Если катод в трубке поворачивать, то вместе с ним поворачиваются и все катодные части, сохраняя неизменным своё положение относительно поверхности катода. Если при этом вращении в трубке не окажется места для всего тёмного катодного

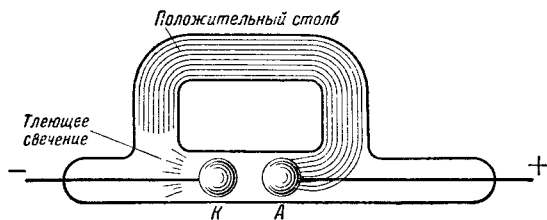


Рис. 103. Тлеющий разряд при малом расстоянии между электродами и наличии в разрядной трубке более длинного пути.

пространства и начала тлеющего свечения, то тлеющий разряд прекращается.

Положительный столб по своей форме следует форме трубки, независимо от расположения катода и анода и формы их поверхности. Если расстояние между катодом и анодом меньше, чем нужно, чтобы на нём поместилось тёмное катодное пространство и начало тлеющего свечения, но вместе с тем в трубке можно найти более длинный путь от катода до анода, то тлеющий разряд выбирает этот более длинный путь (рис. 103).

Если такого более длинного пути в трубке нет, то разряд может существовать только при повышенной разности потенциалов и носит название *затруднённого разряда*.

Положительный столб иногда разделяется на отдельные чередующиеся светлые и тёмные части—*слои*. В этом случае разряд называется *слоистым разрядом*.

Тлеющий разряд наблюдается обычно при сравнительно низких давлениях (несколько десятков миллиметров рт. ст. и ниже). Однако при соответствующем подборе условий во внешней цепи и при непрерывном охлаждении катода удаётся получить тлеющий разряд в воздухе при атмосферном давлении.

§ 70. Вольтамперная характеристика и распределение потенциала тлеющего разряда. Характеристика переходной стадии разряда от самостоятельного к тлеющему и характеристика тлеющего разряда имеют вид, изображённый на рис. 104 (логарифмическая шкала по оси абсцисс).

Часть кривой AB соответствует таунсендовскому разряду, от B до D —так называемому *нормальному* тлеющему разряду, при котором свечением покрыта лишь некоторая доля поверхности катода, увеличивающаяся с возрастанием тока. Характеристика

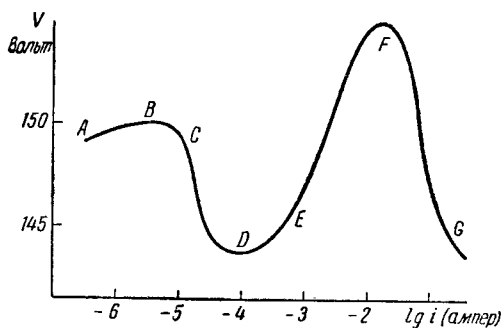


Рис. 104. Характеристика разряда при переходе от таунсендовского (AB) к тлеющему ($BCDEF$) и затем к дуговому (FG).

здесь падающая потому, что при малых силах тока катодное падение остаётся постоянным, между тем как градиент поля в положительном столбе уменьшается с увеличением плотности тока.

С переходом к так называемому *аномальному тлеющему разряду*, когда вся поверхность катода покрыта свечением, катодное падение начинает увеличиваться с увеличением силы тока, притом в большей степени, чем уменьшается падение потенциала в положительном столбе при не слишком большой длине последнего. Поэтому характеристика становится вновь возрастающей (часть кривой DEF).

Если ещё дальше уменьшать внешнее сопротивление, то нагревание катода настолько увеличивается, что начинается заметная термоэлектронная эмиссия с катода. Величина катодного падения потенциала начинает уменьшаться, сила тока возрастает, и наконец, и то и другое достигают величин, характерных для дугового разряда (участок кривой FG). Вместе с этим переходом сперва суживается, а затем пропадает тёмное катодное пространство, исчезают первое катодное свечение и аномально тёмное пространство.

Распределение потенциала при тлеющем разряде соответствует распределению, вытекающему из теории Роговского, и может быть охарактеризовано в общих чертах кривой рис. 105.

§ 71. Катодные области тлеющего разряда. Установлено, что разность потенциалов между катодом и первой катодной плёнкой, отделённой от катода тёмным аномальным пространством, соот-

ветствует в He потенциалу возбуждения излучаемой катодной плённой спектральной линии, а в водороде—близка к этому потенциалу. Отсюда следует, что электроны покидают катод с незначительными скоростями и, пробегая тёмное астоново пространство, приобретают скорость, необходимую для возбуждения газа.

При больших скоростях положительных ионов их соударения с частицами газа приводят к исчезновению тёмного астоново пространства.

Тёмное катодное пространство не представляет собой слоя газа, совершенно не излучающего света (как астоново пространство). Это пространство кажется тёмным лишь по контрасту с ярким тлеющим свечением. Длину катодного пространства определяют как расстояние от катода до такой точки в разряде, в которой кривая распределения потенциала имеет точку перегиба или максимум.

Установлено, что при прочих равных условиях между длиной тёмного катодного пространства l и давлением газа p существует соотношение

$$pl = \text{постоянной}. \quad (71,1)$$

Равенство (71,1) показывает, что в согласии с законом подобия газовых разрядов при разных давлениях газа, но при прочих равных условиях на длине тёмного катодного пространства укладывается одно и то же число средних свободных пробегов электрона.

Пока плотность тока не зависит от силы тока, длина тёмного катодного пространства не зависит от силы тока. При полном покрытии катода свечением длина катодного тёмного пространства уменьшается с увеличением плотности тока, а также с увеличением давления газа по эмпирическому закону:

$$d = \frac{a}{\sqrt{i}} + \frac{b}{p}, \quad (71,2)$$

где i —плотность тока, p —давление газа, a и b —постоянные.

В случае нормального тлеющего разряда поверхность катода, покрытая свечением и принимающая участие в явлении разряда, пропорциональна силе тока в трубке; при увеличении или уменьшении силы тока плотность тока остаётся постоянной. Вместе с тем остаётся постоянным и катодное падение потенциала. Это

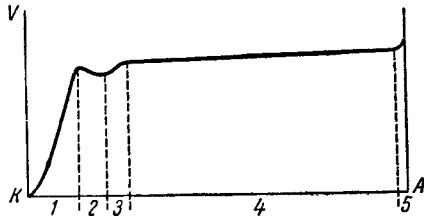


Рис. 105. Распределение потенциала в тлеющем разряде (схематически): 1—область катодного падения, 2—тлеющее свечение, 3—тёмное фарадеево пространство, 4—область положительного столба, 5—область анодного падения.

катодное падение называется *нормальным катодным падением потенциала*.

По закону подобия газовых разрядов нормальное катодное падение потенциала не зависит от давления и является характерным для каждой комбинации: данный материал катода и данный газ.

Когда при увеличении тока вся поверхность катода покрывается свечением, катодное падение начинает возрастать с дальнейшим увеличением силы и плотности тока и называется *аномальным катодным падением потенциала*.

Таблица 4 содержит данные о нормальном катодном падении потенциала в вольтах для некоторых комбинаций газ—электрод. Приведённые здесь численные данные относятся к разности потенциалов катод—граница тлеющего свечения; их надо рассматривать как ориентировочные.

Катодное падение потенциала U_k ведёт себя аналогично напряжению зажигания самостоятельного разряда. Так, катодное падение очень сильно зависит от примесей, содержащихся в газе. Состояние поверхности катода также отзывается на величине нормального катодного падения потенциала.

Таблица 4

Нормальное катодное падение потенциала в вольтах

Материал катода	Воздух	O ₂	H ₂	N ₂	He	Ne	Ar	Hg
Na	—	—	185	178	80	75	—	—
K	—	—	94	170	59	68	64	—
Cu	252	—	214	208	177	—	131	—
Ag	279	—	216	233	162	—	131	—
Au	285	—	247	233	—	—	131	—
Ni	224	310	153	188	125	94	119	—
Zn	277	354	184	216	143	—	119	—
Cd	266	—	200	213	—	—	119	—
Hg	—	—	270	266	142	—	—	340
Al	229	311	171	179	141	120	100	—
Sn	262	—	226	216	—	—	123	—
Pb	207	—	223	210	—	—	124	—
Sb	269	—	252	225	—	—	135	—
Bi	272	—	240	210	137	—	135	—
Fe	269	343	198	215	161	—	131	389
Ni	226	—	211	197	—	—	131	—
Pt	277	364	276	216	160	152	131	340

В смесях различных газов катодное падение потенциала не следует правилу смешения. Катодное падение потенциала смеси бывает и ниже и выше катодного падения каждой составной части смеси в отдельности.

Нормальное катодное падение потенциала тем больше, чем больше работа выхода катода.

Описанное здесь поведение катодного падения потенциала вполне понятно, так как условие стационарности разряда для области катодного падения имеет такой же вид, как и условие зажигания разряда:

$$\gamma \left(e^{\int_0^l \alpha dx} - 1 \right) = 1, \quad (71,3)$$

где l —расстояние конца этой области от поверхности катода.

Нормальное катодное падение потенциала $U_{кн}$ всегда меньше потенциала зажигания самостоятельного разряда $U_з$. Теория лавинных разрядов объясняет это искажением поля пространственными зарядами.

Аномальное катодное падение потенциала $U_{ка}$ возрастает с увеличением плотности тока. Зависимость $U_{ка}$ от плотности тока и от давления может быть представлена эмпирической формулой

$$U_{ка} = U_{кн} + \frac{k}{p} (i - i_n)^{1/2}, \quad (71,4)$$

где $U_{кн}$ —нормальное катодное падение потенциала, p —давление газа, i_n —плотность тока при нормальном катодном падении, i —наблюдаемая плотность тока, k —константа¹⁾.

При исследованиях напряжённости поля в тёмном катодном пространстве наблюдают отклонения пучков катодных лучей в поле разряда или пользуются расщеплением спектральных линий в электрическом поле. Последний метод не искажает разряда введением посторонних тел или пучка электронов, но применим лишь при сильных полях и, следовательно, лишь в случае аномального катодного падения. Приводим на рис. 106 кривую распределения напряжённости поля, снятую этим способом, и вытекающую отсюда кривую распределения пространственных зарядов.

Каждой комбинации вещество катода—газ соответствует не только определённое нормальное катодное падение потенциала, но и определённая при прочих равных условиях плотность тока.

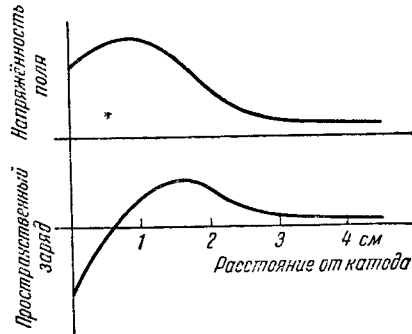


Рис. 106. Распределение пространственных зарядов и напряжённости поля у катода тлеющего разряда.

¹⁾ Справедливость таких формул, как формула (71,4), ограничена определёнными пределами значений того или другого параметра разряда и специфическими условиями тех опытов, при помощи которых эти формулы были установлены.

Температура газа около катода выше, чем где-либо в другой точке тлеющего разряда, за исключением отщипнувшегося положительного столба. Повышенная температура вызывает уменьшение плотности газа около катода. Если надо исключить это обстоятельство, усложняющее условия опыта, катод делают с водяным охлаждением.

Так как катод заряжен отрицательно, а впереди него находится в разряде слой положительного пространственного заряда, то на катод в разрядной трубке всегда действуют довольно значительные силы. Действие электростатических сил усложняется появлением аэродинамических сил вследствие образования потока газа.

Тлеющее свечение, резко ограниченное со стороны катода, переходит в тёмное фарадеево пространство лишь постепенно. Границу тлеющего свечения со стороны анода определяют как предел, до которого долетают быстрые электроны, получившие большую скорость в тёмном катодном пространстве за счёт катодного падения потенциала. Предел этот можно определить экспериментально, воспользовавшись тем, что быстрые электроны, попадая на анод, разрушают плёнку газа на поверхности анода и гасят анодное свечение, вызванное наличием этих плёнок. Если приблизить анод, введённый в область тёмного фарадеева пространства к катоду, то при определённом расстоянии между ними анодная свтяющаяся плёнка исчезает. Это расстояние принимается за расстояние конца тлеющего свечения от катода.

Длина тлеющего свечения увеличивается с уменьшением давления газа, а также с увеличением катодного падения. Градиент потенциала, большой в тёмном катодном пространстве, резко падает в начале тлеющего свечения и проходит здесь через минимум.

В области тлеющего свечения могут встречаться отрицательные градиенты поля, т. е. потенциал, вместо того чтобы повышаться по направлению к аноду, на некотором протяжении убывает. Это объясняется тем, что в направлении от головки тлеющего свечения в сторону анода электроны двигаются как под действием поля, так и вследствие диффузии и образуют скопление отрицательного пространственного заряда.

Фарадеево тёмное пространство представляет собой переходную область разряда, в которой по мере приближения к головке положительного столба постепенно устанавливается преобладание беспорядочного теплового движения электронов над их направленным движением.

§ 72. **Элементарные процессы в катодных областях тлеющего разряда.** Лавинный характер катодных частей тлеющего разряда подтверждается опытами «катодных теней» и опытами с каналовыми лучами.

Если внутри трубки перед катодом K в точке O (рис. 107) тёмного катодного пространства поместить небольшой слюдяной экран, то между катодом и экраном возникает полоса, более тёмная, чем окружающее пространство. У основания этой полосы на катоде пропадает первое катодное свечение. В тлеющем свечении по другую сторону экрана также образуется тень.

Из опыта возникновения тени приходим к выводу, что экран мешает движению положительных ионов от тлеющего свечения к катоду и движению электронов от катода к тлеющему свечению.

Правильность такого вывода подтверждается поведением описанных теней в магнитном поле, а именно: тень в первом тлеющем свечении остаётся на своём месте, тень от экрана к аноду загибается (тень II , рис. 107); кроме того, появляется тень III , изогнутая в том же направлении, как тень II . Магнитное поле действует на быстро движущиеся электроны, обладающие малой массой, и почти не отклоняет положительных ионов, которые обладают значительно большей массой и в том же поле двигаются гораздо медленнее электронов. Поэтому основание тени I не передвигается. Отсутствие выделения электронов из катода

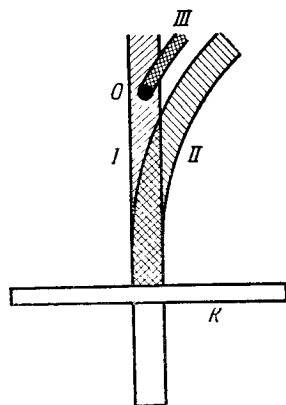


Рис. 107. Схема «опыта теней».

в этом месте вызывает появление изогнутой тени II . Тень III соответствует электронам, которые задерживаются экраном O .

Электроны пробегают тёмное катодное пространство за значительно меньший промежуток времени, чем положительные ионы. Вследствие этого во всякий данный момент времени положительных ионов в тёмном катодном пространстве гораздо больше, чем электронов. Наибольшая концентрация положительных ионов приходится на начало тлеющего свечения. Наименьшая их концентрация имеет место около катода, где скорость движения ионов наибольшая. Около самого катода имеется слой отрицательного пространственного заряда, образуемый электронами, начинающими своё движение от катода с очень малыми скоростями. Поэтому принято говорить о двойном слое электрических зарядов около катода.

Если в трубке сделать анод A с отверстием посредине (рис. 108) и приблизить этот анод к катоду K настолько, что анод будет находиться внутри области тлеющего свечения, то тлеющее свечение продолжится через отверстие в аноде по другую его сторону. Если за анодом создать при помощи сеток C_1 и C_2 электрическое поле, то при достаточно сильном поле между сетками C_1 и C_2 появ-

ляется тень, между тем как за сеткой C_2 тлеющее свечение продолжает существовать. Возможность погасить тлеющее свечение электрическим полем находит своё объяснение в том, что в тлеющем свечении излучение газа вызвано не столько процессами возбуждения атомов при столкновениях с электронами, сколько свечением, сопровождающим рекомбинацию ионов и электронов. Сильное электрическое поле мешает явлению рекомбинации и гасит тлеющее свечение между сетками C_1 и C_2 .

В области тлеющего свечения концентрация ионов и медленных электронов велика. При большой концентрации электронов в области тлеющего свечения и малой концентрации их в области

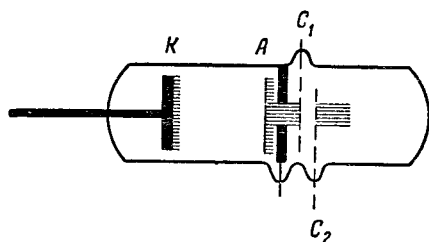


Рис. 108. Схема опыта гашения тлеющего свечения электрическим полем.

тёмного катодного пространства около границы этих областей происходит диффузия. Диффузии электронов противодействует сильное электрическое поле тёмного катодного пространства. Резкую границу области тлеющего свечения объясняют как границу, до которой долетают в направлении катода электроны, диффундирующие в эту сторону и останавливаемые электрическим полем, или, другими словами, как

своеобразную точку поворота в движении медленных электронов, необходимых для свечения рекомбинации.

Тлеющее свечение обладает сплошным спектром излучения.

Если в катоде имеется узкое отверстие, то положительные ионы, двигающиеся в тёмном катодном пространстве, в случае сравнительно низкого давления газа в разрядной трубке проходят через это отверстие и образуют в закатодном пространстве пучок *каналовых лучей*. На пути такого пучка газ светится. Как показывают опыты отклонения каналовых лучей в электрическом и магнитном поле, в составе каналовых лучей имеются как положительные, так и отрицательные ионы, а также нейтральные частицы газа, не претерпевающие отклонения. Наличие нейтральных частиц может быть объяснено процессами перезарядки. Образование отрицательных ионов показывает, что в каналовых лучах происходят акты ионизации нейтральных частиц газа положительными ионами, приводящие к появлению медленных свободных электронов, необходимых для образования отрицательных ионов. Ионизацию и возбуждение нейтральных частиц, происходящие в каналовых лучах, можно приписать неупругим соударениям положительных ионов, так как, как правило, каналовые лучи наблюдаются

ся при большом катодном падении, когда коэффициент β перестаёт быть исчезающе малым.

Для того чтобы получить резко ограниченные пучки каналовых лучей, необходимо поддерживать в закатодной части трубки очень низкое давление, во много раз меньшее, чем давление газа в области между электродами трубки. Такая разница давлений в одной и той же трубке достигается непрерывной откачкой закатодной части при малом поперечном сечении и большой длине канала в катоде, плотно замыкающем разрядную часть трубки.

Так как на границе области катодного падения продольный градиент потенциала в разряде мал или даже имеет обратное направление, то количество положительных ионов, проникающих в область катодного падения из частей разряда, лежащих дальше от катода, ничтожно мало. Поэтому область разряда от катода до границы катодного падения можно рассматривать как изолированную и применять к ней условие стационарности разряда в форме (71,3). Подсчёты, проведённые на основе аппроксимации коэффициента α формулой (61,9), приводят к заключению, что функция $U_k = f(i)$, выражающая зависимость катодного падения от плотности тока i , при изменении i проходит через минимум.

На кривой рис. 109 представлена эта зависимость. Наличие минимума $f(i)$ приводит к объяснению закона постоянства нормального катодного падения при нормальном тлеющем разряде; когда ещё не вся поверхность катода участвует в разряде, устанавливается всегда такая плотность тока, при которой U_k имеет минимальное значение. Только такой режим является устойчивым.

§ 73. Катодное распыление. На катоде тлеющего разряда происходит характерный процесс *катодного распыления*. Частицы материала катода летят во все стороны, покрывая находящиеся в трубке предметы и стенки самой трубки налётом. Катодное распыление происходит по всей поверхности катода, покрытой

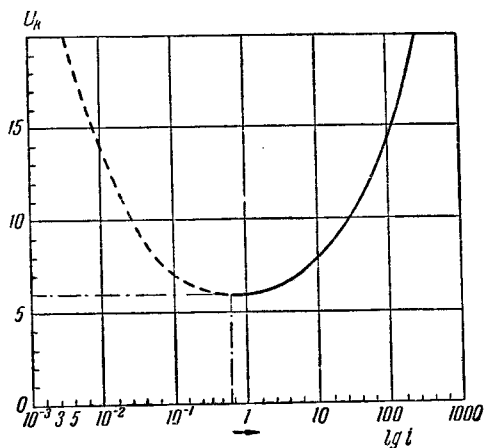


Рис. 109. Теоретическая кривая зависимости катодного падения потенциала от плотности тока. На оси ординат отложена величина катодного падения потенциала U_k , а на оси абсцисс—логарифм плотности тока i (в условных единицах).

разрядом. В некоторых местах от поверхности катода отрываются при большой плотности разрядного тока более или менее крупные частицы, и распыление происходит особенно усиленно. Поверхность катода становится неровной: в ней образуются углубления, подобные выбоинам.

Как показали исследования поверхности металла, подвергнутой катодному распылению, при помощи электронного микроскопа под руководством профессора Г. В. Спивака, эти неровности тесно связаны с микроструктурой металла. При катодном распылении металла в атмосфере инертного газа происходит в первую очередь разрушение наименее прочных мест стыков отдельных блоков структуры и эти элементы структуры облакаются. Таким образом, катодное распыление в соединении с электронным микроскопом представляют собой новый метод исследования структуры металлов.

Для катодного распыления наблюдаются такие закономерности:

1) Распыляемые частицы летят от поверхности катода во все стороны по прямым линиям. Если поместить на некотором расстоянии от катода небольшой экранчик, в слое распылённого металла позади этого экранчика образуется «тень», повторяющая его контуры. Особенно это заметно при малых давлениях газа и большом катодном падении.

2) По мере повышения давления газа и уменьшения катодного падения потенциала движение распылённых частиц всё более и более приобретает характер диффузионного движения перешедших в газообразную фазу молекул вещества катода. С уменьшением длины свободного пути всё большее и большее число молекул возвращается на катод. Поэтому, при прочих равных условиях чем выше давление газа, тем меньше катодное распыление.

3) Катодное распыление тем больше, чем больше масса удаляющихся от катода ионов. Поэтому в тяжёлых газах распыление больше, чем в лёгких.

4) Распыление тем больше, чем больше катодное падение потенциала.

5) При большом (аномальном) катодном падении потенциала количество распыляемого в единицу времени металла приблизительно пропорционально разности между имеющим место катодным падением потенциала и некоторым его *критическим* значением $U_{кр} \approx 500$ в. При меньших катодных падениях потенциала эта пропорциональность нарушается и количество распылённого металла соответствует кривой, более или менее полого приближающейся к оси абсцисс (рис. 110). При катодном падении потенциала, равном или близком по своей величине к нормальному, распыление может быть столь незначительным, что обнаруживается лишь после очень продолжительного действия разряда (сотни часов).

6) Катодное распыление тем больше, чем больше плотность тока в трубке. Так как вместе с ростом тока увеличивается и анодальное падение потенциала, количество распылённого металла растёт примерно пропорционально квадрату плотности тока.

7) Одновременно с собственно катодным распылением в ряде случаев на поверхности катода, бомбардируемого положительными

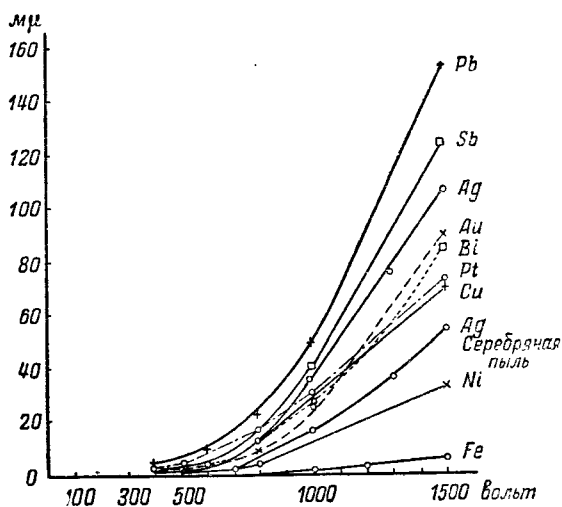


Рис. 110. Кривые зависимости катодного распыления от катодного падения в водороде при $t=50$ мка. По оси ординат отложена толщина распылённого слоя в миллимикронах.

ионами, имеют место химические реакции, приводящие к нарушению указанных выше закономерностей.

8) В отношении способности к распылению отдельных металлов в литературе приводятся ряды, в которых металлы расположены в порядке возрастающей распыляемости. Из этих рядов приводим в качестве примера ряды для распыления в аргоне:

Cd, Ag, Pb, Au, Sb, Sn, Bi, Cu, Pt, Ni, Fe, W, Zn, Si, Al, Mg,

и для распыления в гелии:

Ag, Au, Cu, Cd, Pt, Fe, Al.

Вследствие экспериментальных трудностей, возникающих при определении количества распылённого металла, эти ряды надо рассматривать как ориентировочные. Но в них видна и определённая закономерность—расположение:

Ag, Au, Cu, Pt, Ni, Fe, Al.

Результаты определения распыляемости некоторых металлов в аргоне сопоставлены в таблице 5 с теплотой возгонки этих металлов. Скрытая теплота перехода из твёрдого состояния в газообразное приведена во втором столбце таблицы, порядок распыляемости—в третьем. Порядок чередования металлов в этих двух столбцах различный; закономерности не видно. Но если разбить металлы на две группы: первая—металлы, химически малоактивные (четвёртый столбец), вторая—металлы, легко вступающие в соединения с другими телами (пятый столбец), то для каждого из этих двух столбцов уменьшение распыляемости идёт параллельно увеличению скрытой теплоты возгонки.

Таблица 5

Распыляемость и теплота возгонки некоторых металлов

1	2	3	4	5
Металл	Скрытая теплота перехода из твёрдого в газообразное состояние	Общий порядок распыляемости в аргоне	Химически малоактивные металлы	Химически более активные металлы
Cd	34	Cd	—	Cd
Sb	48	Ag	—	Sb
Pb	56	Cu	—	Pb
Ag	73	Au	Ag	—
Cu	92	Sb	Cu	—
Sn	95	Pb	—	Sn
Au	102	Sn	Au	—
Fe	143	Pt	—	Fe
Pt	164	Fe	Pt	—
W	270	W	—	W

Число распыляемых частиц, отлетающих от поверхности металла под различными углами φ к нормали, пропорционально $\cos \varphi$, как это должно быть для хаотического статистического явления.

Первая попытка объяснить катодное распыление заключалась в предположении, что это явление представляет собой простое испарение вследствие нагревания всего катода в разряде. Такое объяснение пришлось отбросить, так как температура катода в тлеющем разряде далеко не достаточна, а искусственное охлаждение катода не ведёт к уменьшению интенсивности распыления. Предположение о том, что катодное распыление во всех случаях имеет чисто химическую природу и является каким-то аналогом электролизу, тоже оказалось несостоятельным.

Наиболее правдоподобной казалась чисто механическая теория распыления, допустившая, что положительный ион непосредственно

передаёт свою кинетическую энергию какому-либо атому по законам упругого удара и этот атом покидает поверхность металла, отразившись от соседних атомов. Однако последовательное проведение такого представления не даёт количественно правильных результатов.

В настоящее время наиболее правдоподобной является теория катодного распыления, представляющая собой синтез теории ионного удара и теории испарения. По этой теории энергия иона передаётся не одному атому, а некоторому их числу; другими словами, предполагается, что при ударе положительного иона о пространственную решётку металла происходит сильное местное нагревание на очень небольшом участке поверхности металла. За короткий промежуток времени вследствие теплопроводности металла температура нагретого элемента поверхности быстро падает за счёт увеличения нагретой площади, но за это короткое время успевает произойти отрыв отдельных атомов металла.

Явлением катодного распыления пользуются для того, чтобы очистить поверхность катода от посторонних слоёв различного рода. Другое применение катодного распыления в лабораторной практике состоит в получении путём распыления тонких металлических слоёв. Эти слои можно получить не только на другом металле, стекле, слюде или вообще каком-либо твёрдом теле, но и просто в виде тонкой плёнки металла, если предварительно распылить металл на подложке из какого-либо вещества, а затем эту подложку удалить растворением.

Катодное распыление всегда сопровождается поглощением газа распылёнными частицами. Это поглощение является одним из процессов *жестчения газа*. При катодном распылении поглощаются также и инертные газы, хотя поглощение последних происходит в гораздо меньшей степени. При этом аргон поглощается много сильнее неона.

§ 74. Анодные части тлеющего разряда. Анодные части тлеющего разряда не являются существенными для поддержания разряда и могут отсутствовать. В ряде случаев появление анодных частей разряда вызывается наличием на аноде плёнок адсорбированного газа. Чтобы наблюдать анодные части разряда, имеющие такое происхождение, приходится отклонять положительный столб от поверхности анода магнитным полем или же устранить положительный столб, пользуясь шарообразной разрядной трубкой.

Особенно большие размеры такое анодное свечение принимает в электроотрицательных газах.

Анодным падением потенциала называется разность потенциалов между концом положительного столба и анодом.

В связи с анодным падением потенциала стоит появление *анодных лучей*—пучков быстро движущихся положительных ионов

при покрытии металлического анода различными солями, способными испускать положительные ионы.

Согласно теории плазмы, ток на анод представляет собой беспорядочный ток электронов, поступающих из плазмы в слой пространственного заряда, окружающий всякий соприкасающийся с плазмой электрод, а следовательно, и анод. Обозначая через A площадь поверхности внешней границы этого слоя, находим, согласно кинетической теории газов, для электронного тока на анод I_a :

$$I_a = \frac{Ae}{4} n_e \bar{v}_e. \quad (74,1)$$

Если размеры анода малы, то A мало и I_a , определяемое по формуле (74,1), может оказаться меньше разрядного тока в цепи I . В этом случае от анода уходит в цепь большее число электронов, чем приходит к нему из плазмы. Анод заряжается положительно, движение электронов ускоряется, I_a возрастает, пока не сравняется с током в цепи I . В случае большого A ток I_a может оказаться больше I . Тогда анод заряжается отрицательно по отношению к плазме, движение электронов замедляется, I_a уменьшается пока опять не сравняется с I . Если $\frac{Ae}{4} n_e \bar{v}_e = I$, то анодное падение потенциала равно нулю.

Вопрос об анодном падении потенциала и о его зависимости от формы анода был подвергнут за последние годы обстоятельному исследованию советским физиком Б. Н. Клярфельдом и его учениками. Оказалось, что указанная выше теория не оправдывается на опыте. Согласно идее, положенной Клярфельдом в основу объяснения поведения анодного падения, роль анодных частей разряда заключается в том, что здесь происходит образование положительных ионов, обеспечивающее поступление этих ионов в область положительного столба со стороны анода, который сам ионов не эмиттирует. Ход распределения потенциала около анода оказался более сложным, чем это вытекает только из представлений о плазме. В некоторых случаях потенциал в конце положительного столба сперва падает, проходит через минимум и лишь затем повышается вплоть до анода.

Если неизвестен подробный ход потенциала в анодной области, то величину и знак анодного падения определяют путём экстраполяции до анода наклонной прямой, соответствующей ходу изменения потенциала в положительном столбе. За величину анодного падения в этом случае принимают разность между действительным потенциалом анода и тем его потенциалом, который имел бы место в случае прямолинейного хода кривой потенциала.

Ход кривых распределения потенциала и плотности беспорядочного электронного тока показывает, что на протяжении, при-

близительно равном диаметру разрядной трубки, около анода имеется область, существенным образом отличающаяся от положительного столба.

Процессы, которые способствуют накоплению положительных ионов в анодной области, например усиленная их генерация или замедление их удаления от анодной области полем и диффузией, ведут к появлению *отрицательного анодного падения потенциала*. Наоборот, процессы, понижающие концентрацию положительных ионов в анодной области, приводят к установлению *положительного анодного падения потенциала*. Это позволяет управлять величиной и знаком анодного падения потенциала.

§ 75. Остов тлеющего разряда и положительный столб. В то время как катодные и анодные части разряда имеют размеры, обуславливаемые природой и давлением газа и плотностью разрядного тока, *остов* тлеющего разряда заполняет остальное пространство трубки и при достаточно большой разности потенциалов между катодом и анодом может иметь любую длину. На явлениях, наблюдаемых в остовах, не сказываются ни природа, ни состояние электродов, и весь остов является лишь частью разряда, служащей для передачи тока через газы.

При тлеющем разряде в широких сосудах положительного столба не наблюдается и либо весь остов кажется совершенно тёмным (в He, Ne, H₂), либо в остовах видно лишь слабое свечение (O₂, пары воды). В некоторых газах видимое глазом свечение остова возникает лишь при больших давлениях. В тёмном остовах и в положительном столбе беспорядочное движение электронов преобладает над направленным. Развития электронных лавин здесь не происходит, и эта область тлеющего разряда представляет собой газ в состоянии плазмы, свойства которой будут описаны в следующей главе.

Экспериментально установлено, что в тёмном остовах существует для каждого газа определённое падение потенциала, пропорциональное давлению газа. Это падение, отнесённое к 1 см длины и давлению 1 мм рт. ст., называют *нормальным градиентом* для данного газа. В случаях, когда в разрядной трубке возникает светящийся положительный столб, продольный градиент потенциала при том же давлении всегда больше, чем нормальный градиент. Продольный градиент положительного столба и яркость свечения столба увеличиваются с уменьшением диаметра трубки. Эти явления объясняются следующим образом.

Благодаря беспорядочному тепловому движению электронов в плазме изолированные стенки, ограничивающие плазму, приобретают отрицательный заряд. На них образуется избыток электронов, попадающих на них раньше, чем положительные ионы, обладающие значительно меньшими скоростями. Поэтому потенциал стенки, граничащей с плазмой, всегда ниже потенциала

плазмы. Около стенки имеется налицо электрическое поле, ускоряющее положительные ионы и задерживающее движение электронов. В результате установившегося динамического равновесия на единицу поверхности стенки попадает в единицу времени одинаковое число положительно и отрицательно заряженных частиц. На стенке ионы и электроны рекомбинируют. Рекомбинация ведёт к обеднению непосредственно соприкасающегося со стеной слоя газа электронами и ионами и к установлению в плазме направленного к стенке градиента концентрации как электронов, так и ионов.

Вызванное этим градиентом движение заряженных частиц, задерживаемое полем в отношении электронов и ускоряемое в отношении ионов, называется *двуполярной диффузией*. Двуполярная диффузия имеет место как в случае положительного столба (цилиндрическая трубка), так и в случае тёмного остова тлеющего разряда. К происходящей, таким образом, убыли концентрации заряженных частиц в электроотрицательных газах прибавляется ещё убыль электронов за счёт образования отрицательных ионов, рекомбинирующих затем с положительными ионами в объёме газа или на стенках трубки. Число зараженных частиц, рекомбинирующих на стенках вследствие двуполярной диффузии, пропорционально площади поверхности стенок. В цилиндрических трубках это число пропорционально радиусу трубки.

Ионизация газа в положительном столбе происходит равномерно по всему его объёму. Поэтому число заряженных частиц, вновь образуемых соударениями быстрых электронов, пропорционально объёму положительного столба, т. е. пропорционально квадрату радиуса цилиндрической трубки. Таким образом, при переходе от широкой цилиндрической трубки к узкой при прочих равных условиях на каждом продольном сантиметре трубки число исчезающих на стенке заряженных частиц уменьшается пропорционально радиусу трубки, а число вновь образуемых ионизацией электронов и положительных ионов убывает пропорционально квадрату этого радиуса, т. е. много быстрее. Поэтому для поддержания стационарного режима положительного столба в узкой трубке требуется более интенсивная ионизация, чем в случае широкой трубки. Но число ионизаций, производимых электронами, зависит от скорости их беспорядочного движения. Те скорости беспорядочного движения, которыми обладает большинство электронов в положительном столбе, лежат в таком интервале, в котором вероятность ионизации ещё возрастает с увеличением энергии электронов. Следовательно, для стационарного режима в узкой трубке требуется большая средняя скорость электронов в плазме, чем в случае широкой трубки. Средняя скорость беспорядочного движения электронов согласно сказанному на стр. 160 гл. VI тем больше, чем больше напряжённость поля.

Поэтому в узкой трубке стационарному режиму соответствует больший продольный градиент, чем в широкой. В широком разрядном сосуде поле, создаваемое электродами, и область, в которой имеет место разряд, сосредоточены в основном в средней части разрядного промежутка. Поэтому дальнейшее увеличение поперечных размеров сосуда уже не приводит к уменьшению устанавливающегося при данных условиях продольного градиента потенциала. Увеличение градиента потенциала в узкой трубке по сравнению с широкой приводит к увеличению не только ионизации, но и свечения газа.

Описанные выше явления приводят к тому, что в положительном столбе всегда имеется налицо кроме продольного также и поперечный (радиальный) градиент потенциала. Поэтому в положительном столбе поверхности равного потенциала не плоские, а представляют собой поверхность тела вращения с выпуклостью, обращённой в сторону катода (рис. 111). В точках, лежащих на оси трубки, радиальный градиент потенциала равен нулю. Форма головки положительного столба соответствует форме эквипотенциальной поверхности.

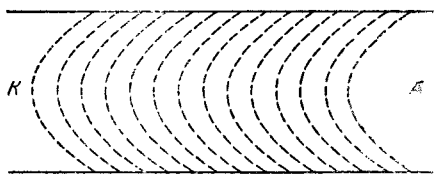


Рис. 111. Разрезы эквипотенциальных поверхностей в области положительного столба плоскостью, проходящей через ось столба.

При малых давлениях газа светящийся положительный столб заполняет собой всё сечение разрядной трубки. По мере увеличения давления, а также по мере увеличения силы тока, при давлениях порядка нескольких десятков миллиметров рт. ст., положительный столб суживается и отделяется от стенок трубки. При давлениях порядка одной атмосферы положительный столб представляет собой узкий ярко светящийся стержень (шнур), расположенный по оси трубки. При дальнейшем повышении давления диаметр такого *отшнурованного* положительного столба уменьшается ещё больше. Яркость шнура увеличивается.

Стягивание положительного столба разряда объясняется тем, что по оси цилиндрической трубки температура газа всегда выше, чем у стенок, вследствие потери тепла стенками в окружающее пространство. Поэтому плотность газа около оси меньше, а следовательно, свободный путь электронов больше и прохождение разряда облегчается. Стягивание разряда к оси трубки приводит к увеличению здесь плотности тока и к ещё большему разогреванию газа в центральных частях трубки. Это ускоряет процесс отшнуровывания. Когда вследствие стягивания разряда температура газа около оси трубки становится достаточно высокой, в

отшнурованном положительном столбе начинает происходить термическая ионизация. Это обстоятельство приводит к новому типу разряда, описанному ниже, в гл. XI.

Так как в положительном столбе направленное движение положительных ионов и электронов совершается в противоположных направлениях и знаки их зарядов противоположны, то магнитное поле отклоняет их в одну и ту же сторону. Поэтому положительный столб отклоняется магнитным полем как целое.

Продольный градиент потенциала остаётся постоянным по длине столба.

При увеличении давления газа продольный градиент поля в положительном столбе увеличивается вследствие уменьшения длины свободного пути. При увеличении плотности тока продольный градиент уменьшается, но это уменьшение не всегда является простым следствием увеличения плотности тока, а часто происходит от увеличения температуры газа в положительном столбе, вызывающего уменьшение плотности газа на пути разряда и увеличение средней длины свободного пробега. При прочих равных условиях увеличение плотности разрядного тока должно вести к уменьшению градиента потенциала в положительном столбе при наличии процесса ступенчатой ионизации, так как в этом случае концентрация электронов возрастает быстрее, чем пропорционально плотности тока.

Так как в положительном столбе от катода к аноду двигаются электроны, а от анода к катоду—положительные ионы газа, то естественно ожидать, что плотность газа у катода при прохождении разряда должна увеличиваться, а у анода—уменьшаться. При низких давлениях (порядка десятых миллиметра рт. ст. и ниже) это предположение оправдывается. При более высоких давлениях наблюдается обратное явление—увеличение плотности газа у анода. Предложенная по этому поводу теория говорит о передаче количества движения электронами нейтральным частицам газа.

К тому же роду явлений относится и изменение состава газовой смеси у катода и у анода.

Это явление носит название *электрофореза* и объясняется тем, что эффект изменения плотности газа у катода и у анода различен для различных компонентов смеси.

§ 76. **Слопстый положительный столб.** Положительный столб не всегда представляет собой однородный столб светящегося газа. При некоторых условиях, например в чистом Ne, при давлениях порядка нескольких миллиметров рт. ст. и ниже и при диаметре разрядной трубки 3,5 см, в положительном столбе на общем равномерном фоне наблюдаются отдельные более ярко светящиеся образования с округлыми расплывчатыми краями. Ещё более характерно распадение положительного столба на ряд отдельных равноотстоящих светящихся *слов* («страт») с тёмными промежутка-

ми между отдельными слоями. Граница катодного слоя, обращённая к катоду, где свечение слоя наиболее ярко, повторяет по своей форме форму головки положительного столба и соответствует эквипотенциальной поверхности. Расстояние l между слоями зависит от силы тока, от диаметра разрядной трубки и при прочих равных условиях тем больше, чем меньше давление газа. В некоторых случаях имеет место раздвоение слоёв и другие изменения их детального строения.

Наряду с так называемыми *незатухающими слоями*, в которых яркость и форма каждого последующего слоя в точности совпадают с яркостью и формой предыдущего слоя, наблюдаются также и «затухающие слои», постепенно сходящие на нет, в направлении от катода к аноду. Типичный пример затухающих страт приведён на рис. 112.

Измерения, произведённые при помощи метода зондовых характеристик (см. § 79 гл. X) показывают, что в начале каждого слоя со стороны катода продольный градиент напряжения и концентрация электронов имеют наибольшее значение. Продольный градиент, концентрация электронов и все другие параметры плазмы изменяются вдоль слоистого положительного столба периодически, с периодом, равным расстоянию между началом двух соседних слоёв l . Разница потенциалов $U_{сл}$ между соответствующими точками двух соседних слоёв постоянна на всём протяжении слоистого положительного столба. При увеличении силы тока $U_{сл}$ уменьшается, асимптотически стремясь к постоянному значению. При постоянной силе тока $U_{сл}$ увеличивается с увеличением давления.

Слоистый положительный столб наиболее легко возникает в электроотрицательных газах и при наличии электроотрицательных примесей в электроположительных газах.

При помощи вращающегося зеркала и других стробоскопических приспособлений в положительном столбе, кажущемся невооружённому глазу без этих приспособлений сплошным, в ряде случаев наблюдаются так называемые *бегающие слои*, быстро передвигающиеся по положительному столбу от анода к катоду, — *анодные бегающие слои*, а при определённых условиях, как показал А. А. Зайцев, и в противоположном направлении — *катодные бегающие слои*. При наличии бегающих слоёв параметры плазмы

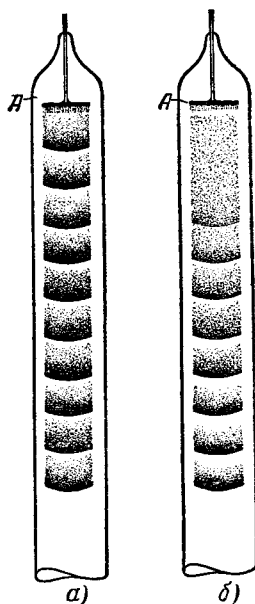


Рис. 112. Слои в положительном столбе разряда: а — незатухающие, б — затухающие. А — анод.

в каждой точке положительного столба периодически меняются во времени. Экспериментальное исследование явлений в слоистом положительном столбе значительно продвинуто вперёд в опубликованных в 1951—1952 годах работах советских физиков Б. Н. Клярфельда и А. А. Зайцева. Работы первого посвящены в основном стационарным слоям, работы второго — бегущим слоям. Результаты этих работ приведены ниже.

Явление как бегущих, так и стационарных слоёв долгое время не находило удовлетворительного объяснения. В настоящее время в теоретических работах А. А. Власова и его учеников и в экспериментальных работах А. А. Зайцева выяснено, что образование слоистого столба со стационарными и с бегущими слоями органически связано с вибрационными свойствами плазмы (см. § 84 гл. X), т. е. с возможностью возникновения в положительном столбе электронных и ионных колебаний, приводящих к колебаниям электрического поля в плазме. Дальнейшее развитие теории плазмы, на основе работ А. А. Власова, И. Базаровым, А. А. Логуновым, Ю. Л. Климантовичем, Г. В. Гордеевым и Г. Я. Мякишевым привело к новым выводам, также оправдывающимся на эксперименте в работах А. А. Зайцева. Работы последнего представляют собой значительный шаг вперёд в исследовании бегущих слоёв и вскрыли много новых сторон этого явления. Результаты, полученные Зайцевым к первой половине 1952 года, можно кратко резюмировать следующим образом:

а) Причиной возникновения бегущих страт являются колебательные процессы в плазме в какой-либо части разряда, возникающие спонтанно на основе вибрационных свойств плазмы или создаваемые искусственно. Это даёт возможность искусственно создавать бегущие страты и управлять их свойствами.

б) Вопреки укоренившемуся до того мнению, бегущие слои являются широко распространённым явлением в разряде и имеют место не только в одноатомных инертных газах (как это предполагалось), но и в молекулярных.

в) Подбирая частоту накладываемых извне на разряд колебаний, можно добиться такого режима, при котором бегущие слои усиливаются в определённых местах положительного столба и создают впечатление стационарных слоёв, представляющих собой в этом случае стробоскопическое явление. Такие слои Зайцев предлагает называть *квазистационарными*.

г) Квазистационарные слои могут возникать в положительном столбе и в естественных условиях: без наложения колебаний извне.

д) Стационарные и бегущие слои могут существовать в положительном столбе одновременно. Анодные и катодные бегущие слои также могут существовать одновременно. Возможно также одновременное существование двух групп анодных слоёв, двигающихся с различной скоростью.

е) Показано, что к явлению бегущих слоёв можно довольно просто подойти, решая в первом приближении задачу о малом периодическом возмущении квазинейтральной плазмы.

Работа Б. Н. Клярфельда, проведённая им независимо от работы Зайцева и одновременно с последней, привела к такому же выводу, как указанный выше пункт б), и подтверждает общность природы стационарных и бегущих слоёв, их взаимосвязь, возможность вызывать их появление искусственно, существование катодных бегущих слоёв, а также заключение, что присутствие отрицательных ионов не является необходимым фактором для образования слоёв. Б. Н. Клярфельд подчёркивает, что однородный столб, существующий при очень низких давлениях во всех без исключения газах, при более высоких давлениях является сравнительно редко встречающейся формой положительного столба, в то время как слои представляют собой наиболее распространённую форму существования положительного столба. Он указывает, что любой крутой подъём потенциала в пространстве между катодом и анодом, или местное повышение концентрации ионов и электронов, является местом зарождения слоёв.

§ 77. Приборы тлеющего разряда. В технике слабых токов применяется ряд приборов, использующих тлеющий разряд.

1) В *выпрямителях тлеющего разряда* асимметрия электродов осуществлена путём большой разницы в их размерах. Когда катодом служит электрод с большой площадью поверхности, нормальный тлеющий разряд не покрывает всей поверхности катода. Поэтому катодное падение потенциала и общее напряжение на трубке сравнительно малы и не изменяются заметно при увеличении силы тока. В обратный полупериод тока, когда катодом служит электрод с очень небольшой поверхностью, катодное падение потенциала и общее напряжение между электродами велики уже при сравнительно малой силе тока.

Поэтому в обратный полупериод напряжения разряд или совсем не возникает или же сила тока достигает лишь небольшого значения даже в момент прохождения напряжения через максимум.

2) То же свойство нормального тлеющего разряда—постоянство катодного падения потенциала—используется в так называемых *тлеющих стабилизаторах напряжения* («стабилизольтах»). Используемое напряжение ответвляется от катода и анода разрядного промежутка согласно схеме рис. 113. Чтобы увеличить стабилизуемое напряжение, в одной и той же трубке последовательно помещается несколько разрядных промежутков. Электроды прибора представляют собой несколько концентрических цилиндров. Разрез такого стабилизатора схематически представлен на рис. 114. Каждый из электродов имеет свой отдельный ввод и за исключением крайних цилиндров служит одновременно анодом одного разрядного промежутка и катодом другого. Можно ответвлять напря-

жения, кратные нормальному катодному падению в каждом из разрядных промежутков. Ответвляемый ток должен быть много меньше, чем ток через стабилизатор. Постоянство ответвляемого напряжения при изменении нагрузки до максимально допустимой лежит в пределах 1%.

3) *Тиратроны с холодным катодом* имеют металлический катод, сетку и анод и работают на том же принципе, как и тиратроны с горячим катодом (см. § 86 гл. X). Область их применения ограничена.

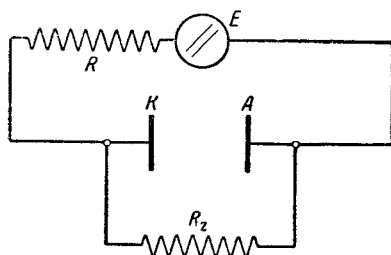


Рис. 113. Схема тлеющего стабилизатора напряжения. E —источник напряжения; K и A —катод и анод; R_z —сопротивление цепи, в которой используется стабилизованное напряжение; R —сопротивление, регулирующее силу тока через стабилизатор.

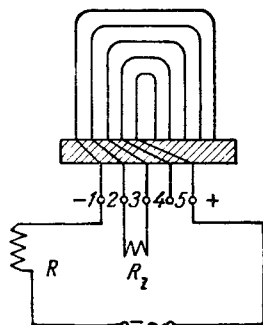


Рис. 114. Разрез электродов тлеющего стабилизатора. 1, 2, 3, 4, 5—выводы стабилизатора. Остальные обозначения те же, что на рис. 113.

4) *Сигнальные неоновые лампы* применяются в качестве индикаторов, показывающих, находится ли данная электрическая цепь под напряжением или нет. Катод и анод в этих лампах сближены настолько, что в них отсутствует положительный столб и свечение лампы является отрицательным тлеющим свечением. Напряжение зажигания сигнальной лампы должно быть ниже, чем напряжение цепи, для которой они изготовлены. Изготовление неоновых сигнальных ламп на напряжения ниже 200 в осуществляется путём понижения напряжения зажигания через прибавление к неону аргона (в количестве около 0,5%) и путём покрытия железного или никелевого катода плёнкой бария.

Для напряжений 40—50 в сигнальные лампы делаются со слегка окисленными никелевыми катодами, обработанными парами цезия.

Литература к гл. IX

1. Энгель А. и Штенбек М., Физика и техника электрического разряда в газах, т. II, ОНТИ, М.—Л, 1936, стр. 1—136, 198—223 и 259—268.

ГЛАВА X

ПЛАЗМА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

§ 78. Плазма. Плазма представляет собой состояние ионизованного газа, при котором беспорядочное движение электронов преобладает над их направленным движением. Газ в состоянии плазмы заполняет собой целые более или менее обширные области разрядного промежутка. К таким областям принадлежат: положительный столб в тлеющем разряде и в дуговом разряде, отпнурованный положительный столб в дуговом разряде при больших давлениях; светящаяся область высокочастотного разряда с внутренними и внешними электродами при малых давлениях газа, светящееся кольцо в безэлектродном кольцевом разряде; развившийся главный канал в искровом разряде и в молнии; почти всё пространство между электродами в дуговом разряде низкого давления с раскалённым катодом.

Характерный признак плазмы—высокая степень ионизации газа, в предельных случаях доходящая до полной ионизации всех нейтральных частиц газа. Второй характерный признак плазмы: концентрации положительных и отрицательных заряженных частиц в плазме почти равны между собой, и результирующий пространственный заряд практически равен нулю. Последнее обстоятельство приводит к тому, что для плазмы уравнение Пуассона превращается в уравнение Лапласа:

$$\Delta^2 V = 0, \quad (78,1)$$

как для среды без пространственных зарядов.

Большая концентрация заряженных частиц того и другого знака приводит к большой электропроводности плазмы, приближающей её свойствам к свойствам проводника. В предоставленной самой себе плазме все разности потенциалов и случайно возникающие разности концентраций заряженных частиц, не поддерживаемые извне, сглаживаются как в проводнике, к которому не приложена внешняя э.д.с.

Плазму нельзя рассматривать просто как механическую смесь нейтрального газа с электронным газом, ионным газом и газом, состоящим из возбуждённых частиц. Между положительно

и отрицательно заряженными частицами плазмы действуют кулоновы силы, между заряженными и незаряженными частицами—поляризационные силы. Поэтому плазма представляет собой среду, все частицы которой, как соседние, так и удалённые одна от другой, находятся в постоянном взаимодействии.

Согласно учению диалектического материализма хотя целое и состоит из отдельных частей, свойства целого не являются только суммой свойств отдельных его частей. Свойства совокупности большого числа частиц, а следовательно, и свойства среды, состоящей из совокупности частиц, не являются просто суммой свойств составляющих эту совокупность частиц. Среда в целом всегда обладает рядом новых свойств, не присущих составляющим её частицам, взятым каждая в отдельности. Так, например, любой нейтральный газ обладает определённой температурой, в то время как понятие о температуре неприменимо к каждому из составляющих его атомов. Всё это ещё в большей степени имеет место в плазме газового разряда. Свойства плазмы не только не являются лишь суммой свойств всех составляющих её частиц, но и не являются суммой свойств тех газов, смесь которых она собой представляет. В частности, как мы увидим ниже, газоразрядная плазма не является термодинамически равновесной даже при стационарном режиме, обладает вибрационными свойствами, которых нет ни у нейтрального газа, ни у электронного или ионного облака определённого знака, обладает совершенно иными свойствами по сравнению с нейтральной атмосферой в отношении распространения в ней радиоволн и т. д. Специфические свойства плазмы, не присущие составным её частям, являются, таким образом, одним из ярких проявлений диалектики природы.

Перейдём теперь к разбору параметров, характеризующих плазму.

Потенциал V и его градиент E (напряжённость поля) представляют собой удобные для расчёта макроскопических явлений разряда усреднённые величины.

При более детальном подходе к электронным процессам, имеющим место внутри плазмы, необходимо считаться с микрополями, непостоянными в пространстве и времени и являющимися следствием атомистического строения плазмы. Опыт показывает, что при соответствующих условиях в плазме возникают электрические колебания различных частот, начиная от акустических и до сверхвысоких, порядка 1000 мгц.

При достаточно высокой температуре термически ионизованный газ приобретает все свойства плазмы. В этом случае при условии термического равновесия с окружающим миром представленная самой себе плазма не исчезает. Убыль заряженных частиц, происходящая путем их рекомбинации, пополняется за счёт новых актов ионизации. Созданная таким образом плазма

находится в состоянии термодинамического равновесия. Средняя кинетическая энергия всех составляющих такую плазму разного рода частиц—положительных ионов, отрицательных ионов, электронов, нейтральных и возбуждённых частиц газа—одинакова. Энергия чёрного излучения, имеющего место в такой плазме, соответствует той же температуре. Все процессы обмена энергией между частицами являются равновесными процессами. Такая *изотермическая плазма* налицо в атмосфере звёзд, обладающих высокой температурой.

Другой вид плазмы—*газоразрядная плазма*—отличается от изотермической плазмы тем, что заряженные частицы, входящие в состав такой плазмы, постоянно находятся в ускоряющем электрическом поле, поддерживающем запас энергии их хаотического теплового движения.

Как уже было показано в главе о движении заряженных частиц в газе, приобретённая таким образом средняя кинетическая энергия электронов в газоразрядной плазме может принимать значения, во много раз превышающие среднюю энергию нейтральных частиц плазмы.

Пребывание газа в состоянии термически неравновесной плазмы поддерживается за счёт энергии проходящего через плазму разрядного тока. Если внешнее электрическое поле исчезает, то быстро исчезает и плазма. Исчезновение предоставленной самой себе газоразрядной плазмы называют *деионизацией газа*.

Средней кинетической энергии электронов в плазме сопоставляют температуру соответствующего максвелловского распределения и говорят о *температуре электронного газа* в плазме, несмотря на то, что в газоразрядной неизотермической плазме нет термодинамического равновесия. Таким образом, температура электронного газа в плазме имеет условный смысл. Делать из значений этой температуры какие-либо выводы, основанные на законах термодинамики, в случае неизотермической плазмы нельзя. Но вместе с тем температура электронного газа или соответствующая средняя кинетическая энергия электронов, выраженная в электрон-вольтах, является параметром, характеризующим энергетическое состояние электронов в плазме, даже в том случае, когда распределение энергии среди электронов плазмы не в точности максвелловское.

Другим внутренним параметром плазмы является *концентрация электронов* n_e .

Третий существенный параметр газоразрядной плазмы—количество происходящих в плазме актов ионизации, выражаемое, например, *числом ионизаций*, приходящихся на один электрон в течение одной секунды.

В плазме, ограниченной твёрдыми стенками, происходит двуполярная диффузия электронов и положительных ионов на эти

стенки. Плотность ионного тока на стенку (равную плотности электронного тока) принимают за четвёртый параметр газоразрядной плазмы. Пятым параметром плазмы является устанавливаемая в цилиндрической трубке продольная напряжённость поля E .

§ 79. Метод зондовых характеристик. Экспериментальное определение параметров плазмы производится при помощи метода зондовых характеристик.

Известный метод определения потенциала в данной точке какого-либо тела путём введения в него металлического «зонда», изолированного по всей длине, за исключением его кончика,

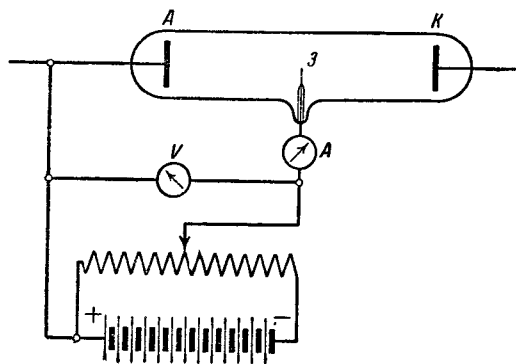


Рис. 115. Электрическая схема метода зондовых характеристик. З—зонд.

и соединённого с электростатическим вольтметром, второй зажим которого заземлён, оказался в применении к газоразрядной плазме очень неточным. Подобно стенкам разрядной трубки, введённый в ионизованный газ изолированный металлический электрод заряжается отрицательно или положительно по отношению к окружающему газу вследствие попадания на его поверхность электронов и ионов. Знак этого заряда и величина разности потенциалов между изолированным зондом и окружающим газом зависят от концентрации в газе заряженных частиц того и другого знака и от их распределения по скоростям. Вносимая этим явлением в показания такого «простого зонда» ошибка может достигать полутора десятков вольт и не поддаётся простому учёту. При применении метода зондовых характеристик на зонд накладывается потенциал U_z по отношению к аноду при помощи схемы, изображённой на рис. 115, и измеряется ток в цепи зонд—анод. Изменяя U_z , снимают вольтамперную характеристику тока на зонд. Общий ход полуамперной таким образом вольтамперной характеристики представлен на рис. 116. Ординаты кривой, направленные вниз, соответствуют

току положительных ионов на зонд, ординаты, направленные вверх,—току электронов из газа на зонд. Масштаб оси ординат для ветви кривой, лежащей ниже оси абсцисс, принят на рис. 116 во много раз больший, чем для верхней ветви кривой.

При сильно отрицательном зонде число попадающих на него быстрых электронов исчезающе мало по сравнению с числом попадающих на зонд положительных ионов. Большому отрицательному потенциалу зонда соответствует левая часть характеристики, представляющая прямую линию AB с небольшим наклоном. По мере уменьшения отрицательного потенциала зонда, на зонд начинают попадать в заметном количестве электроны. Электронный ток направлен противоположно ионному току и уменьшает общий ток на зонд. В точке K (рис. 116) ток на зонд меняет своё направление при всё ещё отрицательном потенциале зонда по отношению к газу.

Это происходит потому, что в газоразрядной плазме средняя кинетическая энергия электронов во много раз больше средней кинетической энергии положительных ионов и электронный ток на отрицательно заряженный по отношению к газу зонд имеет заметную величину, перекрывающую ток положительных ионов. На участке BC электронный ток увеличивается всё более и более. Участок CD соответствует насыщенному току электронов на зонд при потенциале зонда, более высоком, чем потенциал окружающего зонд газа. Ток положительных ионов на зонд при этом режиме исчезающе мал. При отрицательном потенциале зонда по отношению к окружающему газу зонд окружён слоем положительного пространственного заряда, образованного положительными ионами,двигающимися к отрицательному зонду. Ток положительных ионов на зонд обуславливается числом ионов, попадающих на наружную границу слоя вследствие их беспорядочного теплового движения. Это число, в свою очередь, пропорционально площади поверхности слоя. Наклон прямой AB к оси абсцисс показывает, что при увеличении отрицательного потенциала зонда размеры слоя положительного пространственного заряда растут.

Такие слои пространственного заряда всегда образуются при соприкосновении плазмы с любым электродом, отрицательно или положительно заряженным по отношению к плазме. Слой пространственного заряда экранирует лежащие за ним участки плазмы от поля, созданного зондом. На протяжении такого слоя

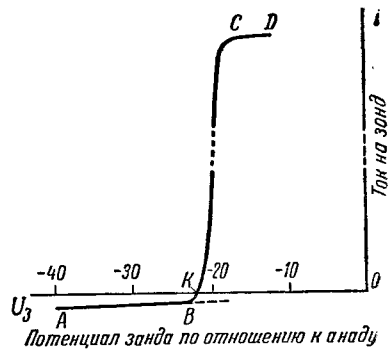


Рис. 116. Вольтамперная характеристика зонда.

потенциал постепенно переходит от значения потенциала электрода или зонда до значения, соответствующего невозмущённой плазме.

Электроны плазмы проникают более или менее глубоко внутрь слоя у отрицательно заряженного зонда в зависимости от кинетической энергии каждого из них. При максвелловском распределении скоростей электронов концентрация n электронов в любой точке тормозящего электроны поля по теореме Больцмана равна:

$$n = n_0 e^{\frac{eU}{kT}}, \quad (79,1)$$

где n_0 —концентрация электронов в невозмущённой плазме, U —разность потенциалов между зондом и невозмущённой плазмой, причём $U < 0$, T —температура электронного газа в плазме.

Число электронов N_1 , попадающих в течение 1 сек. на 1 $см^2$ поверхности зонда, равно:

$$N_1 = \frac{1}{4} n \bar{v}, \quad (79,2)$$

где n —концентрация электронов в непосредственной близости от поверхности зонда, \bar{v} —средняя арифметическая скорость электронов максвелловского распределения. Заменяя n его выражением через концентрацию n_0 электронов в невозмущённой плазме, находим выражение для плотности электронного тока на зонд при разности потенциалов между плазмой и зондом, равной U :

$$i_e = eN_1 = \frac{1}{4} e n \bar{v} = \frac{1}{4} e \bar{v} n_0 e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (79,3)$$

Логарифмируя это выражение, находим:

$$\ln i_e = \ln \left(\frac{1}{4} e \bar{v} n_0 \right) + \frac{e}{kT} U. \quad (79,4)$$

При $U > 0$ тормозящее электроны поле переходит в ускоряющее, и теорема Больцмана более не применима. Электроны образуют около положительно заряженного зонда слой отрицательного пространственного заряда.

Отсюда приходим к заключению, что логарифмическая характеристика электронного тока на зонд должна иметь вид, показанный на рис. 117. Пока потенциал на зонде U_3 ниже, чем потенциал окружающей плазмы, эта характеристика представляет собой прямую линию AB . Когда U_3 делается равным потенциалу плазмы, в ходе характеристики $\ln i_e = f(U_3)$ происходит изгиб и кривая быстро переходит в кривую насыщенного тока CD . Таким образом, по абсциссе точки изгиба кривой $\ln i_e = f(U_3)$ можно определить, при какой разности потенциалов U_3 значение $U=0$, т. е. потенциал на зонде равен потенциалу невозмущённой плазмы.

При $U=0$ плотность беспорядочного электронного тока на зонд равна плотности этого тока в невозмущённой плазме. Поэтому ордината точки изгиба кривой K даёт логарифм плотности хаотического электронного тока в плазме.

Разделив плотность тока i_e в точке изгиба кривой на заряд электрона e , находим число электронов N_1 , проходящих в течение одной секунды через площадку в 1 см^2 , помещённую в плазме в месте расположения зонда. В то же время согласно (79,4) тангенс угла φ наклона прямолинейной части AB характеристики $\ln i_e = f(U_a)$ равен $\frac{e}{kT}$.

Отсюда имеем:

$$T = \frac{e}{k \operatorname{tg} \varphi} \quad (79,5)$$

или, если при построении кривой U_a было выражено в вольтах:

$$T = \frac{e}{300k \operatorname{tg} \varphi} = \frac{11600}{\operatorname{tg} \varphi}. \quad (79,6)$$

При максвелловском распределении скоростей средняя арифметическая скорость теплового беспорядочного движения частиц связана с температурой соотношением

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (79,7)$$

где m —масса каждой частицы. Подставив это выражение вместо \bar{v} в (79,2) и заменив N_1 через $\frac{i_e}{e}$, найдём для n_0 выражение

$$n_0 = \frac{4N_1}{\bar{v}} = \frac{4i_e}{e \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}}, \quad (79,8)$$

где m —масса электрона, а i_e —плотность тока на зонд при $U=0$.

Таким образом, метод зондовых характеристик даёт возможность:

1) проверить по начальному ходу кривой $\ln i_e = f(U_a)$, существует ли при данных условиях в плазме максвелловское распределение скоростей, и если это имеет место, т. е. если характеристика $\ln i_e = f(U_a)$ действительно имеет прямолинейный ход, то, далее,

2) найти значение потенциала в той точке газа, в которой помещён зонд;

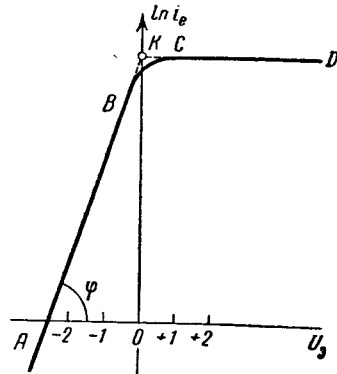


Рис. 117. Логарифмическая характеристика электронного тока на зонд. U_a —потенциал зонда по отношению к газу.

- 3) найти температуру электронного газа в плазме T ;
- 4) найти плотность беспорядочного тока электронов в данной точке плазмы i_e ;
- 5) найти концентрацию электронов в плазме n_0 .

Так как при $U < 0$ на зонд идёт не только электронный ток, но и противоположный по знаку ток положительных ионов, то для того, чтобы найти электронный ток, надо к значениям полного тока, соответствующего общей характеристике (рис. 116), прибавить абсолютную величину тока положительных ионов при данном U_3 . Эту величину легко получить, экстраполируя прямолинейную нижнюю часть характеристики в сторону возрастающего потенциала (пунктирная прямая на рис. 116).

Экстраполяция ионного тока по прямой несколько произвольна и не может быть правильной на большом протяжении, так как при потенциале зонда, равном потенциалу окружающего газа, ионный ток должен быть равен нулю. Профессор Д. А. Рожанский предложил производить экстраполяцию по параболе. Однако экстраполяция по параболе также произвольна, так как можно провести целый ряд парабол, одинаково хорошо совпадающих с экспериментальными точками кривой, в некотором интервале значений ионного тока на зонд. Пользоваться экстраполяцией по прямой проще, тем более, что поправка на ионный ток существенна только в самом начале кривой электронного тока, где этот ток одного порядка величины с ионным током. При снятии вольтамперной характеристики непосредственно определяется полный ток на зонд, а не плотность тока, входящая в соотношения (79,4) и (79,8). Поэтому для нахождения i_e и n_0 необходимо определить площадь свободной поверхности зонда, соприкасающейся с газом.

Излом кривой $\ln i_e = f(U_3)$ не всегда бывает достаточно резким для безошибочного определения потенциала газа. В то же время кривая насыщенного тока близка к прямой. В таких случаях, как показано на рис. 117, за точку K , соответствующую $U = 0$, принимают точку пересечения этой прямой DC и продолжения прямолинейной части характеристики AB . Точность определения потенциала в данной точке плазмы по методу зондовых характеристик оценивается в 1 σ и неодинакова для различных газов.

При применении этого метода обычно пользуются зондами плоскими или цилиндрическими, значительно реже сферическими зондами, представляющими собой маленький шарик на тонкой ножке. Плотность тока положительных ионов на стенку определяют при помощи плоского зонда, расположенного на внутренней стороне стенки. На этот зонд накладывают потенциал, более низкий, чем потенциал газа, и измеряют ионный ток. В таком случае при подсчёте плотности тока приходится учитывать не просто поверхность самого зонда, а поверхность слоя простран-

ственного заряда, обволакивающего зонд. Толщину этого слоя можно определить при помощи катетометра, так как в этот слой не залетают электроны, и он тёмный. Зная толщину слоя и геометрические размеры плоского зонда, оценивают площадь поверхности слоя (рис. 118).

Если допустить, что ионы имеют максвелловское распределение скоростей, то беспорядочный ток положительных ионов на отрицательно заряженный плоский зонд должен соответствовать выражению

$$I_p = A i_p = \frac{1}{4} e A n_p \bar{v}_p, \quad (79,9)$$

где A —площадь поверхности слоя положительного пространственного

заряда, n_p —концентрация и \bar{v}_p —средняя арифметическая скорость положительных ионов в плазме. В случае цилиндрического или сферического зонда надо ещё учитывать так называемое орбитальное движение заряженных частиц, попадающих в слой под некоторым углом. Частица, скорость которой велика и не направлена прямо на зонд, может описать вокруг цилиндрического или сферического зонда криволинейный путь ABC (рис. 119) и покинуть слой, не попав на поверхность зонда. Вносимая орбитальным движением ошибка ничтожно мала только в случае плоского зонда или в случае цилиндрического зонда большого диаметра, когда толщина слоя d много меньше этого диаметра. Положив $n_p = n_e$, причём n_e уже определено заранее, можно было бы определить из (79,9) n_p . Затем, написав аналогично (79,8):

$$n_p = \frac{4i_p}{e\bar{v}} = \frac{4i_p}{e \sqrt{\frac{8kT}{\pi M_p}}}, \quad (79,10)$$

Рис. 119. Траектория орбитального движения заряженной частицы в области слоя у тонкого цилиндрического зонда: r —радиус зонда, d —толщина слоя.

такое определение приводит к слишком большим значениям T_p , не соответствующим усиленному обмену энергией между ионами и нейтральными частицами газа, а именно к

$$T_p \approx \frac{1}{2} T_e.$$

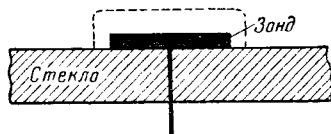
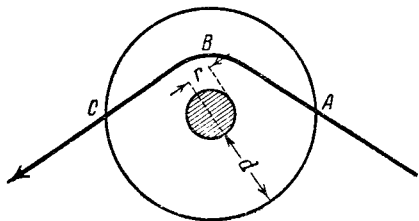


Рис. 118. Слой пространственного заряда около плоского зонда, расположенного на стенке разрядной трубки. Граница слоя изображена пунктиром.



Из этого делают вывод, что предположение о максвелловском распределении скоростей среди ионов газа разрядной плазмы не соответствует действительности.

Очень важен вопрос о пределах применимости теории зондов и об искажениях, вносимых в зондовые характеристики различными факторами. При очень низком давлении плотность пространственных зарядов слишком мала, чтобы защитить поверхность зонда от непосредственного электростатического действия катода или анода. При увеличении давления газа теория перестаёт быть применимой, если длина свободного пути электрона становится соизмеримой с толщиной слоя пространственного заряда около зонда. Внутри этого слоя начинают происходить не предусмотренные теорией неупругие соударения. Нельзя применять метод зондовых характеристик также и в случае слабых разрядных токов, так как в этом случае токи на зонд существенно нарушают режим разряда. Слишком большие размеры зонда вносят в исследуемый разряд искажения геометрического характера и также ведут к нежелательным перераспределениям тока между цепью разряда и цепью зонда. Значительные искажения может внести эмиссия электронов из зонда. При снятии зондовых характеристик для больших сил разрядного тока сильный разогрев зонда может привести к термоэлектронной эмиссии с него, а также к понижению плотности газа около зонда. Эмиссия электронов из зонда может происходить под действием метастабильных атомов инертных газов, а также под действием генерируемого в разряде коротковолнового излучения. Искажение зондовых характеристик может происходить вследствие отражения электронов и ионов от зонда и вторичной электронной эмиссии.

Приложение метода зондовых характеристик к различным частным случаям привело к следующему заключению. В положительном столбе разряда логарифмические характеристики электронного тока на зонд имеют хорошо выраженную прямолинейную часть. В этих частях разряда распределение скоростей среди электронов максвелловское или близкое к нему. Здесь удаётся легко определить V , T_e и n_e .

Ошибки, имеющие место при определении n_e , оказываются значительно больше, чем при определении V и T_e .

Из постоянства продольного градиента потенциала E в положительном столбе можно вывести заключение, что здесь концентрация положительных ионов равна концентрации электронов. В катодных частях разряда логарифмические характеристики электронного тока имеют сложный вид; здесь метод зондовых характеристик неприменим. Можно указать ряд промежуточных случаев, в которых искажение нормального хода зондовых характеристик расшифровывается, как влияние попадающих в плазму быстрых электронов. Такие явления имеют место вблизи раска-

лённого катода, соприкасающегося с плазмой, или в областях положительного столба, находящихся по соседству с сужениями разрядной трубки, вызывающими скачок потенциала и резкое ускорение электронов.

Определения температуры электронного газа в плазме по методу зондовых характеристик показали, что в пределах применимости этого метода T_e при прочих равных условиях понижается по мере увеличения давления газа p . Такое поведение T_e находится в полном соответствии с рассмотренным в § 42 гл. VI балансом энергии электронов, движущихся в газе под действием электрического поля напряжённости E ,

$$eEl = f \frac{mv^2}{2} \quad (79,11)$$

и с соотношением

$$\frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{3}{2} kT_e. \quad (79,12)$$

Из (79,11) и (79,12) следует

$$\frac{3}{2} kT_e = \frac{1}{f} eEl, \quad (79,13)$$

где f —доля энергии, теряемая электроном в среднем при каждом соударении, а l —среднее значение проекции длины свободного пробега электрона λ на направление поля, обратно пропорциональное p . Зависимость f от числа и характера неупругих соударений, зависимость λ от v_e и отступления распределения электронов в плазме от максвелловского приводят к тому, что закон зависимости T_e от p более сложен, чем обратная пропорциональность, и требует уточнения в каждом отдельном частном случае. Спектральные данные об интенсивности отдельных спектральных линий в плазме подтверждают, что и за пределами применимости метода зондовых характеристик T_e тем меньше, чем больше p , и приближается к температуре газа $T_{\text{газ}}$. В изотермической плазме $T_e = T_{\text{газ}}$.

Чтобы получить более точное представление о характере движения положительных ионов в плазме и об особенностях распределения скоростей среди них, необходимо было бы подробнее изучить ионные токи при потенциалах зонда, близких к потенциалу пространства. Эти точки, однако, перекрываются гораздо большими электронными токами. Попытка решить задачу, отключив электронные токи действием магнитного поля, потерпела неудачу, так как магнитное поле существенно нарушает режим плазмы. Г. В. Сливак и Э. М. Рейхрудель показали, что можно развить последовательную теорию электронных токов на зонд для того случая, когда электроны вблизи зонда подвержены не только электрическому полю, а и магнитному, но что, однако, и этот

метод не может дать определённых данных о поведении положительных ионов в плазме.

Эти работы привели в дальнейшем Г. В. Сливака, Э. М. Рейх-руделя, О. Н. Репкову, Х. М. Фаталиева и др. к исследованию влияния магнитного поля на плазму, и в частности, к исследованию поведения положительного столба разряда в цилиндрической трубке в аксиально-симметричном магнитном поле. Наложение магнитного поля, искривляя пути электронов, влечёт за собой увеличение числа соударений электронов с частицами газа и поэтому приводит к таким же изменениям режима разряда, как и увеличение давления газа. Указанными выше авторами установлено влияние магнитного поля на продольный и поперечный градиенты потенциала в положительном столбе и на возникновение анизотропии плазмы в отношении длины свободного пробега электронов. Установлено влияние аксиально-симметричного поля на распределение концентрации заряженных частиц в плазме; это приводит к возможности искусственно сужать область разряда и получать таким образом концентрированные источники положительных ионов, необходимые для некоторых целей. Установлено влияние магнитного поля на функцию распределения электронов плазмы по энергиям и на величину их средней энергии.

Начало нового направления в решении вопроса о характере движения положительных ионов в плазме положено работами ленинградских физиков Л. А. Сена, а также С. Э. Фриша и Ю. М. Кагана. Согласно теоретическим подсчётам Л. А. Сена эффективное поперечное сечение атомов инертного одноатомного газа в отношении процесса перезарядки много больше, чем их эффективное поперечное сечение при упругих соударениях. Поэтому, согласно представлению Сена, положительный ион в плазме движется в основном прямолинейно и равноускоренно в направлении поля, пока не передаст свой заряд нейтральному атому газа. Этот последний, превратившись в положительный ион, снова движется прямолинейно и равноускоренно.

Фриш и Каган исследовали при помощи интерференционной спектроскопии (эталон Фабри-Перро) расширение искровых спектральных линий в положительном столбе в неоне при попадании в щель спектрального аппарата в одном случае лучей, распространяющихся в ту или другую сторону вдоль оси цилиндрической трубки, и в другом случае лучей, выходящих из трубки перпендикулярно к её оси. Доплеровское расширение искровых спектральных линий вызывалось в первом случае слагающей движения ионов, параллельной продольному градиенту поля в положительном столбе, во втором—слагающей, поперечной по отношению к оси трубки и к разрядному полю. Расчёты скорости движения ионов, проведённые на основании измеренного расширения искровых спектральных линий, подтвердили для исследован-

ных газов гипотезу, высказанную Л. А. Сена. Расположение опытов Фриша и Кагана показано на рис. 120.

§ 80. **Время и расстояние релаксации плазмы.** Если вывести плазму из равновесного режима, например удалив наиболее быстрые электроны из какого-либо её участка при помощи отрицательно заряженного зонда, то нарушенное равновесие плазмы вновь восстанавливается под действием того же механизма, который создал плазму при её возникновении. Время, за которое вновь устанавливается нарушенный режим, называется *временем релаксации* плазмы. Нарушенное равновесие восстанавливается не только во времени, но и в пространстве: на некотором расстоянии влияние зонда, нарушающее равновесие, больше не чувствуется, это расстояние называется *расстоянием релаксации*. При подсчёте времени или расстояния релаксации задаются уменьшением в определённое число раз концентрации заряженных частиц в плазме по сравнению с невозмущённой плазмой.

Оценивая эффективность различных элементарных процессов обмена энергией в плазме, можно подсчитать теоретически как время, так и расстояние релаксации. Последнюю величину можно определить экспериментально, исследуя режим плазмы на разных расстояниях от возмущающего зонда при помощи других зондов. Уже первыми работами по исследованию газоразрядной плазмы, проведёнными по методу зондовых характеристик, было установлено, что экспериментальные значения расстояния релаксации во много раз меньше, чем вычисленные с учётом всех возможных процессов взаимодействия электронов с другими частицами плазмы и с фотонами. Соответствующие подсчёты вскоре показали, что и высокочастотными колебаниями плазмы нельзя количественно объяснить наблюдаемые на опыте малые значения времени и расстояния релаксации плазмы. Тогда пришли к мысли, что действующим механизмом здесь является взаимодействие электронов с микрополями плазмы, благодаря которому постоянно происходит изменение направления и скорости движения электрона. Длина свободного пути электрона в плазме становится очень

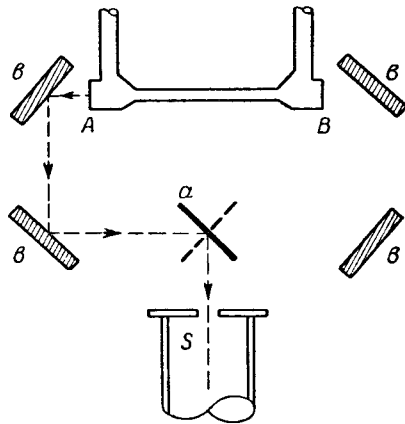


Рис. 120. Ход лучей в опытах Фриша и Кагана. *A* и *B*—концы разрядной трубки, *a*—зеркало в двух различных положениях, *б*—вспомогательные зеркала, *s*—щель спектрографа. Пунктиром показан ход лучей.

малой, и электрон как бы претерпевает очень большое число столкновений.

Но и разработанная на этой основе теория вызвала ряд возражений и в конечном итоге также оказалась недостаточной. В настоящее время количественное объяснение малого расстояния релаксации возможно на основе теории плазмы А. А. Власова (см. § 81 гл. X).

§ 81. Распределение электронов плазмы по энергиям. Первоначально было постулировано максвелловское распределение электронов плазмы по энергиям. Ход логарифмической характеристики электронного тока на зонд показал, что такое распределение действительно имеет место в большом числе случаев, а в ряде других представляет собой хорошее приближение. Но вопрос о законе распределения электронов по скоростям этим не был снят. Возникла необходимость в уточнении закона распределения, приведшая к ряду теоретических работ. Принципиально закон распределения электронов плазмы по скоростям может быть выведен из газокинетического уравнения Больцмана при условии правильного учёта взаимодействий электронов с нейтральными частицами газа, с положительными и отрицательными ионами, а также между собой. Газокинетическое уравнение выведено Больцманом ¹⁾ для нейтрального газа из рассмотрения баланса, в элементе объёма do , числа частиц, импульсы которых соответствуют элементарному объёму пространства моментов $d\omega$, и дано им для случайного наличия в газе родов частиц в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial x} + \eta \frac{\partial f}{\partial y} + \zeta \frac{\partial f}{\partial z} + X \frac{\partial f}{\partial x} + Y \frac{\partial f}{\partial y} + Z \frac{\partial f}{\partial z} = \\ & = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} (f' f'_1 - f f_1) g b d\omega_1 db d\varepsilon + \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} (f' F'_1 - f F_1) g b d\omega_1 db d\varepsilon. \end{aligned} \quad (81,1)$$

Здесь ξ , η , ζ —слагаемые скоростей по осям x , y и z ; X , Y , Z —компоненты приложенной к частицам газа извне силы по тем же осям; f (ξ , η , ζ , x , y , z) и F (ξ , η , ζ , x , y , z)—функции распределения частиц первого рода и частиц второго рода по скоростям и в пространстве. Индекс 1 характеризует состояние частицы до её вступления в элементы объёма do и $d\omega$; g —вектор относительной скорости соударяющихся частиц; b —«прицельное расстояние»; ε —угол между направлением движения налетающей частицы и прямой, проведённой через центры соударяющихся частиц. Предполагается, что все соударения упруги. Элемент объёма $d\omega_1 = d\xi_1 \cdot d\eta_1 \cdot d\zeta_1$.

¹⁾ Boltzmann L., Vorlesungen über Gastheorie, т. I, Лейпциг, 1895, стр. 114, уравнение (114).

Уравнение Больцмана может быть выведено из уравнения непрерывности и в случае отсутствия внешней силы может быть написано для частиц одного только рода в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}_v \mathbf{v}f = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{уд}}, \quad (81,2)$$

где \mathbf{v} — вектор скорости интересующих нас частиц, а член $\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{уд}}$ должен учитывать все упругие и неупругие взаимодействия этих частиц при их соударениях как между собой, так и с любыми частицами другого рода.

Профессор А. А. Власов показал, что газокINETическое уравнение Больцмана, учитывающее через члены правой части уравнения (81,1) взаимодействие частиц только в виде парных соударений или, другими словами, только в виде непосредственных «столкновений» частиц, должно быть дополнено в случае заряженных частиц членом, учитывающим дальние взаимодействия, т. е. взаимодействие каждой частицы со всеми окружающими её частицами. Это необходимо потому, что между заряженными частицами действуют электрические поля, сравнительно медленно убывающие с расстоянием.

В таком полном написании газокINETическое уравнение должно иметь вид¹⁾:

$$-\frac{\partial f}{\partial t} = \mathbf{v} \operatorname{grad}_r f + \frac{1}{m} F \operatorname{grad}_v f + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{уд}}, \quad (81,3)$$

где

$$F = \operatorname{grad}_r \int_{-\infty}^{+\infty} K(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|) \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\tau_1 d\omega, \quad (81,4)$$

а $K(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|)$ — потенциальная энергия взаимодействия двух частиц;

$$d\tau_1 = dx dy dz; \quad d\omega = d\xi d\eta d\zeta.$$

Таким образом, строгое решение задачи о функции распределения требует полной расфировки членов $\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{уд}}$ и $K(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|)$ и затем решения сложного интегродифференциального уравнения²⁾.

1) В л а с о в А. А., К проблеме многих тел, Уч. Зап. МГУ, вып. 77, стр. 4 (1945).

2) В развитой им теории А. А. Власов отбрасывает ударный член $\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{уд}}$, считая, что парные взаимодействия учтены в выражении для F . Однако против такого метода решения высказано большое число возражений.

Ввиду большого разнообразия возможных неупругих соударений электрона с частицами газа и ввиду того, что параметры этих взаимодействий специфичны для каждого рода атомов или молекул и, кроме того, не существует аналитических выражений для всех возможных функций возбуждения и ионизации, — задача нахождения функции распределения из полного газокинетического уравнения не может быть решена в общем виде. В частных случаях, например при учёте одних лишь упругих или одних неупругих соударений первого рода и при упрощающих предположениях, задача решается приближённо. При этом нередко исходят не непосредственно из газокинетического уравнения, а из различных исходных положений, имеющих более узкий характер и специфичных для данного частного случая. Известны решения задачи в двух различных направлениях:

1) распределение электронов по скоростям в плазме, когда беспорядочное движение электронов преобладает над направленным их движением и

2) распределение электронов по скоростям при прохождении через газ пучка быстрых электронов.

В литературе последних лет по вопросам электрических разрядов в газах чаще всего упоминаются и используются решения, данные Драйвестейном и советским физиком Б. И. Давыдовым. Кроме того, в связи с возросшим практическим значением высокочастотных разрядов появился ряд работ по распределению электронов по скоростям в плазме на высокой частоте.

Мы начнём с краткого изложения результатов, полученных Драйвестейном для случая установившегося режима в пучке быстрых электронов. Драйвестейн принимает, что электрическое поле равномерно и что скорость направленного движения во много раз больше средней скорости теплового движения. Он учитывает лишь упругие соударения электронов с частицами газа и пренебрегает влиянием неупругих соударений на движение электронов. Исходным положением служит равновесие между средним приростом энергии на длине одного свободного пробега электрона и средней потерей энергии при каждом соударении. Найденное Драйвестейном распределение по скоростям v имеет вид

$$f(v) dv = cv^2 e^{-\frac{3\delta}{8\lambda^2 \gamma^2} v^2}, \quad (81,5)$$

где δ — доля энергии, теряемая электроном в среднем при каждом упругом соударении, λ — длина свободного пробега электрона,

$\gamma = \frac{Ee}{m}$ — ускорение, сообщаемое электрону постоянным электрическим полем, c — постоянная.

В другой работе Драйвестейном приближённо подсчитано распределение электронов по энергиям в плазме положительного

столба. При этом он пренебрегает потерей энергии электронами при упругих соударениях и учитывает только неупругие соударения, приводящие к возбуждению и ионизации атомов газа. Полученное им решение приложимо лишь к одноатомным газам, в которых потери на возбуждение колебательных и вращательных уровней молекул отсутствуют.

В ходе своего решения Драйвестейн вводит величину ε , пропорциональную кинетической энергии электрона

$$\varepsilon = \frac{v^2}{2\gamma},$$

где v —скорость электрона, а γ —ускорение, равное $\frac{eE}{m}$. Пусть направление оси X совпадает с направлением электрического поля. Примем за начало координат точку, в которой $v = 0$. Из законов равноускоренного движения: $x = \frac{\gamma}{2}t^2$ и $v = \gamma t$ находим:

$$\varepsilon = \frac{v^2}{2\gamma} = x. \quad (81,6)$$

Драйвестейн вводит в свои формулы это условное значение x , пропорциональное, согласно (81,6), кинетической энергии электрона. В его формулах $\rho(x)$ представляет собой функцию распределения электронов по энергиям. Энергию ионизации eU_i и энергию возбуждения eU_a Драйвестейн учитывает через пропорциональные им величины ε_i и ε_a , аналогичные ε , причём $\varepsilon_i = \frac{eU_i}{m\gamma}$;
 $\varepsilon_a = \frac{eU_a}{m\gamma}$.

Драйвестейн исходит из баланса числа электронов, обладающих определённой величиной энергии, в тонком слое dx , учитывая изменение этого числа вследствие ионизации и возбуждения атомов в слое dx и вследствие двуполярной диффузии заряженных частиц на стенки.

Упрощающие решение задачи допущения Драйвестейна следующие:

1. Все потенциалы возбуждения он заменяет одним и полагает $\varepsilon_a = 0,8\varepsilon_i$ (что приближённо соответствует Ne).

2. Вероятность возбуждения w_a для $\varepsilon < \varepsilon_a$ равна нулю; для $\varepsilon > \varepsilon_a$ она постоянная и равна a .

3. Вероятность ионизации w_i может быть аппроксимирована выражением: $w_i = b(\varepsilon - \varepsilon_i)$ где b —постоянная величина.

4. Число электронов, обладающих энергией ε и уносимых двуполярной диффузией на стенки из какого-либо элемента объёма, равно числу ионизаций, производимых электронами с энергией ε в этом элементе объёма. Это—условие, дополнительно уточняющее баланс электронов, не вытекающее из общего их баланса и фактически не имеющее места.

5. Масштаб для x выбран так, что при $\varepsilon = \varepsilon_i$ значение $x = 1$. Приближённые решения задачи о функции распределения, найденные Драйвестейном при этих допущениях, имеют вид:

а) Для участка кривой распределения, на котором $\varepsilon > \varepsilon_i$ (и следовательно, $x > 1$):

$$\rho(\varepsilon) = i^{4/3} C V \sqrt{x-b} H_{1/3}^{(1)} \left\{ \frac{2i \sqrt{p}}{3} (x-b)^{3/2} \right\}, \quad (81,7)$$

где $H_{1/3}^{(1)}\{z\}$ —функция Гапкеля первого рода порядка $1/3$ от аргумента z , i —плотность электронного тока, C —постоянная, p —давление газа, a и b имеют значения, указанные выше.

б) Для участка кривой, на котором $\varepsilon_a < \varepsilon < \varepsilon_i$:

$$\rho(\varepsilon) = \sqrt{x} [A J_0(ix) + B N_0(ix)], \quad (81,8)$$

где $J_0(z)$ и $N_0(z)$ —функции Бесселя первого и второго рода нулевого порядка от аргумента z , $\alpha = \frac{3a}{\lambda^2}$, λ —длина свободного пробега электрона, A и B —постоянные.

в) Чтобы найти по методу Драйвестейна решение для участка кривой, на котором $\varepsilon < \varepsilon_a$, необходимо знать зависимость N —избытка числа электронов с энергией ε , проходящих в 1 сек. через единицу поверхности плоскости, перпендикулярной к направлению поля, в направлении от катода к аноду,—от величины энергии ε (и, следовательно, от x).

Для подсчёта N в зависимости от x Драйвестейн находит соотношение

$$dN(x) = -d_a N(x+0,8) - 2d_i N(2x+1). \quad (81,9)$$

Индексы a и i относятся здесь соответственно к изменению числа N вследствие возбуждения и ионизации атомов газа.

Функция распределения на этом участке, найденная Драйвестейном, имеет вид

$$\rho(\varepsilon) = \sqrt{x} \left(D - \frac{3}{\lambda \sqrt{2\gamma}} \right) \int_0^x \frac{N}{x} dx. \quad (81,10)$$

Постоянные A , B , C и D определяются из условия непрерывности значений функции ρ и её производной $\frac{d\rho}{dx}$ на стыках отдельных участков общей кривой распределения.

Общий ход функции распределения Драйвестейна для неона представлен на рис. 121 кривой II, проведённой через точки, для которых Драйвестейн произвёл расчёт; эти точки показаны на кривой. Кривая I соответствует функции распределения Макс-

велла. Как показывает ход этих кривых, максимум кривой распределения Драйвестейна несколько сдвинут в сторону больших энергий по сравнению с максвелловской кривой. На участке кривой II, лежащем непосредственно за максимумом, число электронов больше того, которое соответствует максвелловскому распределению. Число электронов, обладающих очень большими значениями энергии, по Драйвестейну значительно меньше, чем по Максвеллу, и для больших ϵ становится ничтожно малым значительно раньше, чем это имеет место для максвелловского распределения. В ряде случаев этими особенностями функции распределения можно объяснить те отступления полулогарифмической характеристики электронного тока на зонд в плазме положительного столба в инертных одноатомных газах, которые наблюдаются на опыте.

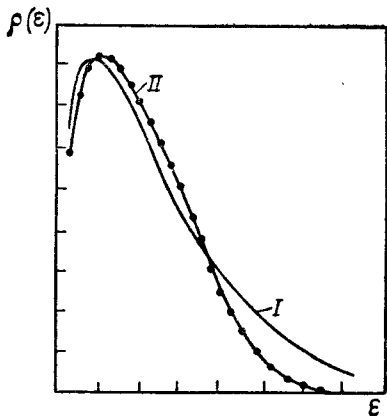


Рис. 121. Ход функции распределения электронов по энергиям в плазме для неона по Драйвестейну (кривая II) и по Максвеллу (кривая I).

Б. И. Давыдов в своих работах решает ту же задачу, исходя из газокинетического уравнения. Решение для стационарного случая, когда $\frac{df}{dt} = 0$, он получает в виде раз-

ложения в ряд по шаровым функциям и пренебрегает всеми членами разложения, кроме первых двух, вводя в некоторых случаях ещё одно малое слагаемое, учитывающее ошибку, происходящую от пренебрежения членами высших порядков. Таким образом, для функции распределения по импульсам при учёте одних только упругих потерь получается выражение

$$f(\vartheta, v) = \sum_n f_n(v) P_n \cos \vartheta = f_0(v) + f_1(v) \cos \vartheta + \dots \quad (81,11)$$

или

$$f(p) = f_0(p) + \frac{p}{p} f_1(p) + X(p). \quad (81,12)$$

P_n обозначает n -й член полинома Лежандра, угол ϑ характеризует направление движения электрона, а $X(p)$ учитывает ошибку, происходящую от пренебрежения членами высших порядков.

Первый член разложения $f_0(p)$ является симметричным и представляет собой решение для случая, когда направленным движением электронов можно полностью пренебречь. Общая задача сводится к определению вида функции f_0 и затем к

нахождению соотношений, позволяющих найти f_1 (или вообще f_n), когда известно f_0 . Давыдов находит:

$$f_1 = \frac{3}{\gamma M} (v k T f'_0 + m v^2 f_0). \quad (81,13)$$

Здесь $\gamma = \frac{eE}{m}$, k — постоянная Больцмана, T — температура электронного газа (если принять распределение за максвелловское), M — масса частицы газа. Для определения f_0 Давыдов получает уравнение

$$\left(v^2 k T + \frac{1}{3} \gamma^2 \lambda^2 M \right) f'_0 + m v^2 f_0 = 0 \quad (81,14)$$

и далее:

$$f_0 = \left\{ \frac{m v^2}{2 k T} + \frac{1}{6} \frac{M}{m} \left(\frac{e E \lambda}{k T} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{6}} \frac{M}{m} \left(\frac{e E \lambda}{k T} \right)^2 e^{-\frac{m v^2}{k T}}. \quad (81,15)$$

В случае слабого электрического поля, когда

$$e E \lambda \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} \ll k T, \quad (81,16)$$

выражения (81,15) и (81,13) упрощаются и принимают вид

$$f_0 = e^{-\frac{1}{3} \frac{M}{m} \left(\frac{e E \lambda}{k T} \right)^2} e^{-\frac{m v^2}{2 k T}} \quad (81,17)$$

и

$$f_1 = \frac{e E \lambda}{k T} f_0. \quad (81,18)$$

В случае, если показатель первого множителя правой части (81,17) $\ll 1$, функция f_0 соответствует максвелловскому распределению, а f_1 можно пренебречь по сравнению с f_0 .

Для очень сильных полей, когда энергия направленного движения электронов во много раз больше, чем средняя энергия их теплового движения, Давыдов приходит к выражениям:

$$f_0 = e^{-\frac{3}{4} \frac{m}{M} \left(\frac{m v^2}{e E \lambda} \right)^2}, \quad (81,19)$$

$$f_1 = 3 \frac{m}{M} \frac{m v^2}{e E \lambda} e^{-\frac{3}{4} \frac{m}{M} \left(\frac{m v^2}{e E \lambda} \right)^2}. \quad (81,20)$$

Выражение (81,19) даёт такую же кривую распределения по скоростям в пучке быстрых электронов, двигающихся через газ, как приведённая выше формула Драйвестейна (81,5); $f_1 \cos \vartheta$ в (81,14) представляет собой поправку, не поддающуюся учёту при решении задачи по методу Драйвестейна.

Развивая свою теорию дальше, Давыдов показывает, что при учёте зависимости λ от v уравнения (81,14) (81,18) и (81,13)

остаются в силе, и для f_0 и f_1 при интегрировании получаются выражения:

$$f_0 = e^{-\frac{mv^2}{2kT} + \frac{1}{3} \frac{M}{m} \left(\frac{eE}{kT}\right)^2} \int \frac{\lambda^2}{v} dv, \quad (81,21)$$

$$f_1 = 3 \frac{m}{M} \frac{mv^2}{eE\lambda} \frac{f_0}{1 + 3 \frac{m}{M} \frac{mv^2 kT}{(eE\lambda)^2}}. \quad (81,22)$$

В случае сильных полей:

$$f_0 = e^{-3 \frac{m^3}{e^2 E^2 M} \int \frac{v^3}{\lambda^2} dv}. \quad (81,23)$$

Давыдов анализирует роль различных членов газокINETического уравнения при подсчёте функции распределения. Наряду с рассмотрением взаимодействия электронов с частицами газа он оценивает также влияние на функцию распределения взаимодействия электронов между собой. При подсчёте эффективного поперечного сечения электрона при таком взаимодействии Давыдов исходит из формулы Резерфорда для частиц, взаимодействующих по закону Кулона:

$$q_\epsilon(\alpha) = \frac{e^4}{\epsilon^2} \sin^4 \frac{\alpha}{2}, \quad (81,24)$$

где $q_\epsilon(\alpha)$ —эффективное поперечное сечение при угле рассеяния α и кинетической энергии электрона ϵ . Давыдов вводит параметр

$$\mu = \frac{e^2 n_e}{E^2 \lambda} \ln \frac{\epsilon}{e^2 n_e^{1/3}} \quad (81,25)$$

и показывает, что при $\mu \ll 1$ взаимодействием между электронами можно пренебречь и распределение электронов по энергиям будет определяться другими членами газокINETического уравнения. Наоборот, при $\mu \gg 1$ можно пренебречь всеми членами уравнения по сравнению с двумя: членом, учитывающим изменение направления скорости при упругих соударениях с частицами газа (этот член по порядку величины всегда самый большой), и членом, учитывающим взаимодействия электронов между собой. В таком случае при решении задачи в первом приближении в уравнение не будут входить члены, которые могли бы привести в окончательном итоге к отклонению от максвелловского распределения. При большой плотности тока параметр μ много больше единицы. Таким образом теория Давыдова объясняет тот экспериментальный факт, что при большой плотности тока распределение электронов по скоростям переходит в максвелловское.

Далее Давыдов вводит в исходное уравнение члены, учитывающие действие внешних электрического и магнитного полей

и пишет газокинетическое уравнение в виде

$$\frac{df}{dt} + \mathbf{v} \text{grad} f + eE \text{grad}_p f - \frac{e}{mc} \mathbf{H} [\mathbf{p} \text{grad}_p] f + (a - b) f = 0, \quad (81,26)$$

где grad — градиент в обычном пространстве, grad_p — градиент в пространстве импульсов, член $(a - b) f$ учитывает все возможные «столкновения» электрона¹). Член $(a - b) f$ распадается на сумму четырёх членов:

$$(a - b)_0 f + (a - b)_a f + (a - b)_s f + (a - b)_i f, \quad (81,27)$$

из которых первый учитывает упругие соударения электронов с нейтральными частицами газа, второй — неупругие, третий — взаимодействие электронов между собой и четвёртый — взаимодействие электронов с ионами.

Из полученных Давыдовым на этом пути результатов приводим полученное им решение для распределения, однородного в пространстве и стационарного во времени:

$$f_1 = -\frac{e\lambda m}{p} \frac{\partial f_0}{\partial p} \frac{E + \frac{\lambda}{cp} [E, \mathbf{H}] + \left(\frac{e\lambda}{cp}\right)^2 \mathbf{H}(E\mathbf{H})}{1 + \left(\frac{e\lambda}{cp}\right)^2 H^2}, \quad (81,28)$$

$$f_0 = e^{-w + \int \left[1 + \frac{w}{\xi} \left(\frac{w + \eta}{w + \eta \cos^2 \beta}\right)\right]^{-1} dw}, \quad (81,29)$$

где c — скорость света, β — угол между \mathbf{E} и \mathbf{H} , p — импульс электрона,

$$w = \frac{p^2}{2mkT}; \quad \xi = \frac{1}{6} \frac{M}{m} \left(\frac{eE\lambda}{kT}\right)^2; \quad \eta = \frac{1}{2} \frac{(eH\lambda)^2}{mc^2 kT}. \quad (81,30)$$

Если сделать упрощающее допущение, что λ не зависит от скорости электрона v , то (81,29) принимает более простой вид:

$$f_0 = C e^{-w + \frac{\xi}{w_1 - w_2} [(w - \eta \cos^2 \beta) \ln(w + w_1) - (w_2 - \cos \beta) \ln(w + w_2)]}, \quad (81,31)$$

где

$$\left. \begin{aligned} w_1 &= \frac{1}{2} (\xi + \eta + \sqrt{(\xi + \eta)^2 - 4\xi\eta \cos^2 \beta}), \\ w_2 &= \frac{1}{2} (\xi + \eta - \sqrt{(\xi + \eta)^2 - 4\xi\eta \cos^2 \beta}). \end{aligned} \right\} \quad (81,32)$$

При наличии одного только электрического поля $\eta = 0$

$$\left. \begin{aligned} f_0 &= C e^{-w + \xi \ln(w + \xi)}, \\ f_1 &= C \frac{e\lambda}{kT} E e^{-w + (\xi - 1) \ln(w + \xi)}. \end{aligned} \right\} \quad (81,33)$$

¹) af и bf обозначают соответственно число электронов появляющихся и число электронов, исчезающих в элементе объёма фазового пространства $dx dy dz d\xi d\eta d\epsilon$, вследствие парных соударений электронов.

Следующий существенный шаг в вопросе о применении газокINETического уравнения к плазме был сделан А. А. Власовым. Введение в газокINETическое уравнение члена, учитывающего далёкие взаимодействия, приводит к объяснению вибрационных свойств плазмы и к объяснению возникновения в плазме пространственно-периодической структуры в виде стационарных и бегущих слоёв. В этом случае члены газокINETического уравнения, содержащие производные функции распределения f по пространственным координатам и по времени, играют существенную роль.

§ 82. Деионизация плазмы. Для работы выпрямителей и ряда других электровакуумных приборов существенное значение имеет вопрос о времени деионизации газа в плазме. Процессами, приводящими к деионизации, являются рекомбинация заряженных частиц в объёме газа, рекомбинация их на стенках и исчезновение их на электродах.

Первый из этих процессов может играть заметную роль лишь при сравнительно больших давлениях газа. Особенно медленно объёмная рекомбинация происходит в чистых электроположительных газах, не способных образовывать отрицательные ионы. Таковы применяемые в электровакуумных приборах Ar, Ne, He, Kr, Xe. В электроотрицательных газах, в которых образование нейтральных частиц происходит путём рекомбинации между собой положительных и отрицательных ионов, объёмная рекомбинация происходит быстрее на несколько порядков величины. Поэтому прибавление электроотрицательных примесей к чистым электроположительным газам значительно ускоряет деионизацию плазмы путём рекомбинации в объёме. При малых давлениях газа основную роль для деионизации плазмы играет рекомбинация заряженных частиц на поверхности твёрдых тел при дипольной диффузии к ним электронов и ионов. На этом основаны применение специальных сеток и металлических цилиндров около анодов в ртутных выпрямителях и другие приёмы изменения конфигурации разрядного промежутка. Малое расстояние между электродами также благоприятно для ускорения деионизации. Большое значение, как это показал В. Л. Грановский, имеют электрические поля, налагаемые на плазму извне, которые изменяют скорость передвижения ионов и электронов к электродам. В выпрямителях такие поля всегда имеются во время полупериода переменного напряжения, соответствующего обратному току, и должны учитываться при теоретической оценке времени деионизации. Экспериментальным методом определения хода изменения концентрации заряженных частиц при деионизации плазмы может служить осциллографирование проводимости плазмы после прохождения через плазму прямоугольного импульса тока. Поле, приложенное между двумя вспомогательными электродами, введёнными в плазму для измерения её электропроводности, должно

быть достаточно слабое, чтобы не исказить заметно ход деионизации плазмы.

Ввиду того, что электроны плазмы не только ионизуют, но и постоянно возбуждают нейтральные частицы газа, для определения скорости деионизации можно получать кривые спада интенсивности излучения плазмы при помощи осциллографа и фотоэлемента с усилителем или электронного умножителя. Для получения стабильной картины этого спада необходимо пользоваться периодически повторяющимися прямоугольными импульсами разрядного тока.

Проследить за быстрым изменением концентрации электронов в плазме можно также по изменению резонансной частоты полого резонатора. Эти измерения производятся в сантиметровом диапазоне. Резонансная частота полого резонатора зависит от концентрации электронов в плазме, полностью или частично заполняющей его полость. При помощи специальной схемы на экране осциллографа регистрируется «уход» частоты этой резонансной полости. В тех случаях, когда деионизация происходит путём образования отрицательных ионов с последующей их объёмной или поверхностной рекомбинацией с положительными ионами, этот метод позволяет найти кривую хода *деэлектронизации*, т. е. кривую, показывающую ход убывания концентрации свободных электронов в плазме.

§ 83. Теория газоразрядной плазмы. Задача полной теории плазмы заключается в том, чтобы установить количественные соотношения между макроскопическими параметрами разряда и внутренними параметрами плазмы. Решение этой задачи связано с вопросом о распределении электронов по энергиям и с вопросом о характере и деталях движения положительных ионов в плазме. Второй из этих вопросов в настоящее время ещё далеко не ясен, а первый, как мы видели в § 81, сам по себе достаточно сложен. Поэтому в современных теориях разряда пользуются в виде первого и во многих случаях хорошего приближения предположением о максвелловском распределении электронов в плазме по скоростям и энергиям, вводя в отдельных случаях поправки на лучше отвечающие действительности функции распределения. Но и в таком виде поставленная задача всё ещё очень сложна и на сегодня может быть решена более или менее до конца лишь в отдельных частных случаях. Мы остановимся только на общей схеме теории, в случае плазмы, заключённой в цилиндрической трубке. В этой теории наперёд заданными параметрами являются конфигурация и размеры разрядной трубки (например, цилиндрическая трубка радиуса a), давление газа p , температура стенок трубки $T_{ст}$, совпадающая (при длине свободного пробега, соизмеримой с радиусом) с температурой нейтрального газа T_g , и, наконец, сила разрядного тока I , регулируемая внешним сопротивлением.

Зависимыми переменными, которые теория стремится выразить через данные наперёд параметры разряда, являются: продольный градиент потенциала $E_{\text{пр}}$, концентрация электронов по оси трубки n_e , температура электронного газа T_e или соответствующая средняя скорость беспорядочного движения электронов \bar{v}_e , плотность тока положительных ионов на стенки i_p , суммарная мощность излучения плазмы (мощность излучения единицы длины трубки) \mathcal{E}_R . Вспомогательным параметром, необходимым для решения задачи, является ещё число ионизаций, приходящихся на один электрон в течение одной секунды. Излучаемая мощность, в свою очередь, связана с концентрацией возбуждённых атомов n_a . Ввиду практической невозможности решить задачу с учётом всех многочисленных возбуждаемых в разряде энергетических уровней атомов обычно делают упрощающее предположение о наличии одного усреднённого возбуждённого уровня. Для решения составляют уравнения, связывающие отдельные искомые параметры плазмы между собой и с наперёд заданными макроскопическими параметрами. Число уравнений должно быть равно числу параметров, которые желательно вычислить или необходимо ввести для решения задачи.

Приведём в качестве примера некоторые из подобного рода уравнений:

1) *Уравнение баланса энергии в плазме.* Мощность разрядного тока, отнесённая к одному продольному сантиметру трубки, должна быть равна количеству энергии \mathcal{E}_R , излучаемой в 1 сек. участком разрядной трубки длиной 1 см, плюс количество энергии $\mathcal{E}_{\text{ст}}$, выделяющееся при разряде в течение 1 сек. на продольном сантиметре стенок в виде тепла.

В свою очередь

$$\mathcal{E}_{\text{ст}} = i_{\text{ст}} 2\pi a \left[U_i + \frac{4}{3} V_0 + (V_a - V_{\text{ст}}) \right], \quad (83,1)$$

где $i_{\text{ст}}$ — плотность ионного тока на стенки (ток двуполярной диффузии), $V_a - V_{\text{ст}}$ — разность потенциалов между стенкой и прилегающей к ней плазмой, $\frac{4}{3} i_{\text{ст}} V_0$ — энергия теплового движения электронов, попадающих на 1 см² стенки, V_0 — средняя энергия электронов, выраженная в электрон-вольтах, U_i — ионизационный потенциал газа.

Дополнительный учёт нагревания газа путём упругих соударений электронов с частицами газа приводит к уравнению баланса энергии в виде

$$IE_{\text{пр}} = \mathcal{E}_R + i_{\text{ст}} 2\pi a \left[U_i + \frac{4}{3} V_0 + (V_a - V_{\text{ст}}) \right] + C \frac{n_e V_0^{3/2} a^2}{l_e}, \quad (83,2)$$

где C — постоянная, зависящая от природы газа, а l_e — длина свободного пробега электрона.

2) На основании уравнения Пуассона можно написать:

$$\Delta^2 V - 4\pi en_e e^{-\frac{eU}{kT_e}} + \frac{4\pi}{r} \int_0^z N_z z \frac{dz}{v_z} = 0. \quad (83,3)$$

Здесь N_z — число положительных ионов, образуемых в 1 сек. в 1 см³ в точке, координата которой (расстояние от оси положительного столба) равна z ; v_z — скорость в данной точке иона, образованного в точке $r = z$; U — разность потенциалов между данной точкой r и точкой $r = 0$. Второй член формулы (83,3) соответствует пространственному заряду свободных электронов, распределённых по закону Больцмана в тормозящем радиальном поле плазмы; третий член — пространственному заряду положительных ионов. В самой плазме вне пограничных слоёв результирующий пространственный заряд равен нулю и (83,3) превращается в *уравнение плазмы*:

$$en_e e^{-\frac{eU}{kT_e}} - \frac{1}{r} \int_0^z N_z z \frac{dz}{v_z} = 0. \quad (83,4)$$

3) Подсчёт плотности тока положительных ионов на стенку даёт соотношение, носящее название *уравнение тока положительных ионов*

$$ai_{ст} = \int_0^a eN_r r dr. \quad (83,5)$$

4) Средняя скорость беспорядочного движения электронов \bar{v}_e (а следовательно, и T_e) связывается с плотностью разрядного тока i через уравнение подвижности Ланжевена:

$$K_e = 0,75 \frac{el_e}{mv_e} \quad (83,6)$$

и через очевидное соотношение

$$i = n_e e K_e E. \quad (83,7)$$

5) Большие трудности представляет отыскание выражения для числа ξ ионизаций в течение 1 сек., приходящегося на один электрон. Это число тесно связано с эффективным поперечным сечением частиц газа для ионизации электронами. В каждом отдельном случае приходится выбрать соответствующую аппроксимацию функции ионизации. Необходимо также правильно учесть распределение электронов по скоростям.

Ленгмюр и Тонкс, полагая вероятность ионизации при отдельном столкновении пропорциональной разности между потенциалом,

эквивалентным скорости сталкивающегося электрона, и ионизационным потенциалом газа, пишут для ξ выражение

$$\xi = 6,70 \cdot 10^7 \beta_1 \frac{p}{T_r} \left(\frac{kT_e}{e} \right)^{3/2} \left(\frac{2}{3} + \frac{eU_i}{kT_e} \right) e^{-\frac{eU_i}{kT_e}}, \quad (83,8)$$

где p и T_r — давление и температура нейтрального газа, а β_1 — множитель, зависящий от природы газа и определяемый экспериментально.

Драйвестейн, учитывая также и процессы ступенчатой ионизации, пишет для числа ξ_p ионов, образуемых в 1 сек. в отрезке трубки в 1 см длиной, выражение

$$\frac{\xi_p}{a^2} = A \frac{n}{\sqrt{V_0}} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{V_0}{U_i} \right) e^{-\frac{3}{2} \frac{U_i}{V_0}} + B \frac{n}{\sqrt{V_0}} \left(1 + \frac{4V_0}{3(U_i - U_a)} \right) e^{-\frac{3}{2} \frac{(U_i - U_a)}{U_i}}, \quad (83,9)$$

где A и B — постоянные.

6) Ещё труднее написать для каждого данного случая уравнение, выражающее зависимость мощности, излучаемой одним продольным сантиметром трубки, от концентрации возбуждённых и нейтральных частиц газа n_a и n .

7) То же следует сказать и об уравнении, которое должно связывать концентрацию возбуждённых атомов n_a с n_e и со средней кинетической энергией электронов в плазме V_e (в электрон-вольтах).

В тех случаях, когда можно пренебречь излучением плазмы, задача сводится к составлению и решению системы первых пяти указанных выше уравнений. Такое решение было проведено до конца советским физиком Б. Н. Клярфельдом для случая очень малой плотности газа.

Картину процессов, имеющих место в плазме, в общих чертах даёт сравнительно простая теория положительного столба Шоттки, приводящая к некоторым выводам общего характера, которые качественно подтверждаются экспериментом. Эта теория предполагает, что исчезновение свободных электронов и ионов происходит лишь путём их взаимной нейтрализации на стенках трубки при отсутствии какой бы то ни было рекомбинации в объёме газа. Дальнейшее упрощающее предположение заключается в том, что число q ионов, вновь образуемых в каждом см³ газа в одну секунду, пропорционально концентрации электронов, так что

$$q = \beta n_e. \quad (83,10)$$

Обозначим числа ионов и электронов, проходящих при двуполярной диффузии через 1 см² в направлении к стенке в течение одной секунды, через N_p и N_e , коэффициенты диффузии ионов и электронов — через D_p и D_e , подвижности их — через

K_p и K_e и допустим ещё, чтобы упростить решение задачи, что скорости движения ионов и электронов в поле одинаково зависят от напряжённости поля, так что

$$v_p = K_p f(E) \text{ и } v_e = K_e f(E), \quad (83,11)$$

где $f(E)$ — одна и та же функция. В таком случае

$$\left. \begin{aligned} N_p &= -D_p \frac{\partial n_p}{\partial r} + n_p K_p f(E), \\ N_e &= -D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} - n_e K_e f(E). \end{aligned} \right\} \quad (83,12)$$

В случае установившегося режима разряда концентрация ионов и электронов в какой-либо данной точке не меняется. Кроме того, в положительном столбе при отсутствии отрицательных ионов $n_p = n_e = n$. Так как плотность электронного тока на стенку равна плотности ионного тока, то $N_p = N_e = N$. Из равенства n_p и n_e следует, что

$$\frac{\partial n_p}{\partial r} = \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (83,13)$$

Отсюда

$$nK_p f(E) = N + D_p \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (83,14)$$

$$-nK_e f(E) = N + D_e \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (83,15)$$

Деля почленно (83,14) на (83,15), получаем:

$$\frac{K_p}{K_e} = \frac{D_p \frac{\partial n}{\partial r} + N}{D_e \frac{\partial n}{\partial r} + N}. \quad (83,16)$$

Решая это уравнение относительно N , находим:

$$N = -\frac{D_p K_e + D_e K_p}{K_e + K_p} \frac{\partial n}{\partial r} = -D_a \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (83,17)$$

Сравнивая (83,17) с обычным законом диффузии:

$$N = -D \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (83,18)$$

закключаем, что двуполярную диффузию можно описать уравнением (83,18), полагая коэффициент двуполярной диффузии равным

$$D_a = \frac{D_p K_e + D_e K_p}{K_e + K_p}. \quad (83,19)$$

Напишем условие стационарности тока двуполярной диффузии для случая круглой цилиндрической трубки. Расстояние от

оси трубки будем обозначать через r . В цилиндрический слой высоты 1 см, толщины dr и внутреннего радиуса r со стороны оси входит $2\pi r N_r$ заряженных частиц какого-либо знака, где N_r — значение N на расстоянии r от оси. Из того же слоя выходит в сторону стенок трубки $2\pi(r+dr)N_{r+dr}$ частиц. Внутри слоя (объем $2\pi r dr$) образуется благодаря ионизации

$$\beta n 2\pi r dr \quad (83,20)$$

новых свободных электронов. Число электронов, входящих в слой, плюс число свободных электронов, вновь образованных путём ионизации, в случае стационарного режима должно быть равно числу выходящих из слоя электронов. Поэтому можно написать:

$$2\pi r N_r + \beta n 2\pi r dr = 2\pi(r+dr)N_{r+dr}. \quad (83,21)$$

Пользуясь тем, что с точностью до величин высшего порядка малости

$$N_{r+dr} = N_r + \frac{\partial N_r}{\partial r} dr, \quad (83,22)$$

заменяя N_r согласно (83,17) и производя соответствующие сокращения, получим:

$$\beta n r = -(r+dr) D_a \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - D_a \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (83,23)$$

Пренебрегая dr по сравнению с r , находим в дифференциальной форме зависимость концентрации n от расстояния r :

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{\beta}{D_a} n = 0. \quad (83,24)$$

Решением уравнения (83,24) служит бесселева функция нулевого порядка от аргумента $\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} r$, а именно:

$$n = n_0 J_0 \left(\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} r \right). \quad (83,25)$$

Постоянная интегрирования n_0 равна концентрации ионов на оси трубки, так как $J_0(0) = 1$. При возрастании аргумента x , начиная от нуля, функция $J_0(x)$ убывает и при $x = 2,405$ переходит через нуль. Допустим, что около поверхности стенок концентрация n электронов или ионов равна нулю. Приравнявая нулю

$$J_0 \left(\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} R \right).$$

где R — радиус трубки, находим в качестве соотношения, связывающего β , D_a и R :

$$\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} R = 2,405. \quad (83,26)$$

Мощность разрядного тока, отнесённая к 1 см длины трубки, равна iE_z , где i — разрядный ток, а E_z — продольный градиент в положительном столбе. Обозначая через α ту долю энергии тока, которая затрачивается на поддержание ионизации газа, можем написать:

$$\alpha i E_z = q e U_i. \quad (83,27)$$

Полагая скорость передвижения ионов и электронов вдоль трубки пропорциональными E_z , напишем:

$$i = en(K_p + K_e) E_z. \quad (83,28)$$

Подставляя это значение i в (83,27) и решая относительно q , находим:

$$q = \alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2 n. \quad (83,29)$$

Из (83,10) и (83,29) следует:

$$\beta = \alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2. \quad (83,30)$$

Решая (83,26) относительно β и вставляя вместо β его выражение (83,30), находим:

$$\alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2 = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 D_a \quad (83,31)$$

или

$$E_z = \frac{2,405}{R} \sqrt{\frac{D_a U_i}{\alpha (K_p + K_e)}}. \quad (83,32)$$

Выражение (83,32) приводит к правильному выводу, что продольный градиент поля в положительном столбе тем больше, чем меньше диаметр трубки и чем меньше подвижности ионов и электронов. Однако опыт показывает, что E_z в точности обратно пропорционально R лишь в некоторых отдельных случаях. Другой вывод теории, что концентрация электронов в положительном столбе убывает вдоль радиуса трубки от оси к стенкам по бесселевой функции нулевого порядка по (83,25), также оправдывается на опыте в ряде случаев. Далее можно ещё показать, что распределение потенциала вдоль радиуса трубки, согласно приведённой теории, должно соответствовать выражению

$$V - V_0 = D_a \ln \frac{n}{n_0}, \quad (83,33)$$

где V_0 — потенциал, n_0 — концентрация ионов или электронов при $r=0$, а n — концентрация в данной точке. Как всякая диффузионная теория, вся эта теория применима лишь в том случае, если длины свободных пробегов электронов и ионов много меньше, чем диаметр трубки.

§ 84. Электрические колебания в плазме. Возможность возбуждения в плазме электрических колебаний была впервые экспериментально установлена в 1929 году. Колебания были обнаружены путём соединения одного из основных электродов и внешней металлической обкладки трубки или специально введённого внутрь трубки электрода с системой лехеровских проводов.

Для элементарного объяснения возникновения колебаний в плазме и подсчёта частоты этих колебаний проводят следующее грубое вычисление. Пусть электроны в плазме смещены на некоторое расстояние в направлении оси X , причём смещение отдельных электронов является функцией $\xi(x)$ координаты x , и на двух граничных плоскостях $\xi(x) = 0$, так что вне этих границ смещения нет. Ионы рассматриваем как неподвижные по сравнению с электронами. Тогда, подсчитав изменение числа электронов в тонком слое dx , конечное изменение концентрации электронов n в данной точке Δn можно выразить так:

$$\Delta n = n \frac{d\xi}{dx}. \quad (84,1)$$

Вызванное этим изменением поле определяется уравнением Пуассона

$$\Delta^2 V = -4\pi\rho \quad (84,2)$$

или

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e \Delta n = 4\pi en \frac{d\xi}{dx}, \quad (84,3)$$

где E — напряжённость поля, а $e \Delta n$ — избыток концентрации положительного заряда.

Умножение правой и левой частей выражения (84,3) на dx и простое интегрирование его приводят к равенству

$$E = 4\pi ne\xi \quad (84,4)$$

и далее к уравнению движения электрона

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} + 4\pi ne^2\xi = 0, \quad (84,5)$$

которое соответствует колебательному процессу с частотой:

$$\nu_e = \left(\frac{ne^2}{\pi m} \right)^{1/2} = 8980 n^{1/2} \text{ в.сек.} \quad (84,6)$$

¹⁾ Переход от (84,3) к (84,4) путём непосредственного интегрирования не совсем законен, так как смещение различных электронов, согласно предположению, положенному в основу расчёта, неодинаково (разное x), а напряжённость поля создаётся смещением не одного электрона, а всей их совокупности.

Если положить $\frac{d\xi}{dt} = f(x)$, то вместо (84,4) будем иметь $E = 4\pi ne^2 F(x)$, а урав-

Для обычно встречающихся на опыте значений концентрации электронов n частота колебаний ν_e , даваемая равенством (84,6), соответствует дециметровым волнам ($\nu_e \approx 10^9 - 10^8$). Опытом установлено наличие в плазме газового разряда колебаний в этом диапазоне частот.

Теория приводит также к возможности колебаний в плазме, вызванных смещением положительных ионов. Частота этих колебаний может лежать в широких пределах, от порядка нескольких мегагерц до звуковой частоты. Теоретически исследованы также колебания электронного газа под влиянием изменения давления этого газа в какой-либо части занимаемого им объёма. Ионные колебания плазмы обладают малой амплитудой, и их трудно выделить в чистом виде на фоне флюктуаций, всегда имеющих место в разряде. Всё это показывает наличие широкого спектра электронных и ионных колебаний плазмы.

За последние годы вопрос о вибрационных свойствах плазмы получил новое освещение на основе предложенного А. А. Власовым метода учёта в газокинетическом уравнении сил дальнего взаимодействия. В результате вибрационных свойств плазма газового разряда обладает рядом собственных частот колебания. Эти частоты приводят к явлениям резонанса при прохождении через плазму электромагнитных волн. В литературе описан ряд попыток, предпринятых с целью использовать вибрационные свойства плазмы для генерации ультракоротких радиоволн. К практически приемлемым результатам эти попытки не привели.

§ 85. Разряд с искусственно раскалённым катодом. В разряде с искусственно раскалённым катодом мы имеем дело с плазмой, заполняющей при давлениях газа в несколько миллиметров рт. ст. и ниже весь разрядный промежуток, и со слоями пространственного заряда около каждого из электродов. В этих слоях сосредоточены катодное и анодное падения потенциала. Градиент потенциала, устанавливающийся в остальном объёме разрядной трубки, обуславливается плотностью тока в плазме, геометрической конфигурацией и размерами электродов и разрядной трубки, а также природой и давлением газа. Катодное падение потенциала в этом виде разряда имеет порядок величины ионизационного потенциала. Электроны покидают раскалённый катод с распределением ско-

нение движения электрона напишется в виде

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + 4\pi ne^2 F(x) = 0,$$

где $F(x) = \int f(x) dx$ — некоторая функция, зависящая от того режима поля и внутренних параметров плазмы, которым определяется вид функции $f(x)$. Поэтому выражение (84,6) даёт лишь грубо ориентировочно порядок величины частоты электронных колебаний плазмы. В общем случае эти колебания будут **нелинейны**.

ростей, соответствующим температуре катода, затем ускоряются в узкой области катодного падения и покидают эту область с большей преобладанием направленной компоненты скорости над скоростью хаотического движения. Поэтому вольтамперная логарифмическая характеристика электронного тока на зонд имеет на близких расстояниях от катода неправильный изломанный ход. По мере удаления от катодного слоя происходит постепенное рассеяние быстрых электронов и распределение электронов по скоростям всё более и более приближается к распределению, типичному для плазмы. Логарифмическая характеристика становится прямолинейной, как показали опыты М. И. Родина с зондами, расположенными в цилиндрической трубке на различных расстояниях от катода.

Различают два режима разряда с искусственно накалённым катодом. В том случае, когда сила тока, ограничиваемая сопротивлением внешней цепи, меньше, чем ток насыщения термоэлектронной эмиссии с катода, выход электронов из катода происходит исключительно за счёт термоэлектронной эмиссии. Около самого катода налицо скопление отрицательного пространственного заряда. Мы будем называть такой режим разряда *свободным режимом*. Сила тока низковольтной дуги при свободном режиме равна сумме термоэлектронного тока с катода I_e , ограниченного отрицательным пространственным зарядом около катода, и направленного тока положительных ионов в плазме I_p . Точное определение

отношения $\frac{I_p}{I_e}$ представляет собой ещё полностью не решённую задачу. Однако все исследователи, занимавшиеся этим вопросом, приходят к заключению, что I_p мало по сравнению с I_e .

Отношение $\frac{I_p}{I_e}$ в плазме лежит, по грубой оценке, вытекающей из имеющихся в литературе данных, в пределах от $\frac{1}{400}$ до $\frac{1}{50}$.

Другой режим разряда с раскалённым катодом имеет место в том случае, когда ток во внешней цепи больше, чем сумма тока насыщения термоэлектронной эмиссии катода и тока положительных ионов в плазме. Разность между этими величинами восполняется за счёт возросшего падения потенциала в катодном слое, приводящего к возникновению γ -процессов на катоде. Появление такого *несвободного режима* работы катода приводит к разрушению катода вследствие усиленной бомбардировки его положительными ионами. Поэтому при работе электровакуумных приборов с искусственно раскалённым катодом необходимо избегать появления несвободного режима разряда.

В цепи дуги с раскалённым катодом наблюдается возникновение специфических колебаний, не имеющих отношения к

описанным выше электронным и ионным колебаниям плазмы. При случайном, вызванном флюктуациями увеличении концентрации положительных ионов увеличивается рассеяние отрицательных пространственного заряда у катода под действием положительных ионов. Это вызывает временное увеличение анодного тока. Увеличение тока увеличивает падение потенциала во внешней цепи разряда. В результате напряжение на трубке уменьшается, вместе с тем уменьшается и ионизация газа. Тогда вновь увеличивается отрицательный пространственный заряд около катода, ток на анод уменьшается, потенциал анода возрастает, ионизация вновь возрастает, и весь процесс повторяется.

В этом случае имеют место колебания релаксационного типа. Их частота определяется в первую очередь режимом дуги, а не L и C катодного контура. Частота уменьшается с повышением накала катода и с повышением давления газа.

В дуге с раскалённым катодом разряд может поддерживаться при разности потенциалов между анодом и катодом U , меньшей, чем потенциал ионизации газа.

Если потенциал горения ниже не только ионизационного потенциала газа, но и его первого потенциала возбуждения, то это — случай *аномальной низковольтной дуги*. Для иллюстрации приводим в табл. 6 числа, характеризующие явления низковольтной дуги в различных газах.

Таблица 6

Газ	Наименьший наблюдённый потенциал горения дуги $U, \text{ в}$	Ионизационный потенциал газа $U_i, \text{ в}$	Наименьший потенциал возбуждения газа $U_a, \text{ в}$
Гелий	3,5	24,5	19,8
Аргон	3	15,7	11,5
Неон	7,5	21,5	16,6
Ртуть	1,7	10,4	4,7
Калий	0,5	4,3	1,6
Натрий	0,5	5,1	2,1

Возможность существования низковольтных дуг, при которых $U_a < U < U_i$, может быть объяснена явлением ступенчатой ионизации, а также способом измерения U_a в колебательном режиме дуги. Дело в том, что прибор постоянного тока, которым при этих опытах определяется разность потенциалов между анодом и катодом, показывает в случае колебательного режима лишь некоторое среднее, а не мгновенное значение потенциала анода по отношению к катоду.

При аномальной низковольтной дуге переменное напряжение на аноде не достигает величины ионизационного потенциала, но в некоторые фазы колебания бывает больше наименьшего потенциала возбуждения газа. Точно так же случай аномальной дуги сводится к случаю нормальной, если в дуге существует специфическое распределение потенциала, при котором на некотором расстоянии от катода потенциал выше не только потенциала катода, но и потенциала анода.

Вид характеристики дуги с раскалённым катодом (рис. 122) сильно зависит от условий внешнего контура разрядной трубки. Характеристика имеет резко выраженную падающую часть BC и далее неустойчивую, соответствующую колебательному режиму разряда часть D .

Под напряжением зажигания U_3 дуги с раскалённым катодом следует понимать напряжение, соответствующее началу быстрого возрастания тока.

§ 86. Газотроны и тиратроны. Дуга с искусственно раскалённым катодом используется в газотронах и тиратронах. Газотроны представляют собой двухэлектродный газонаполненный прибор, служащий для выпрямления тока. Преимущество газотронов по сравнению с вакуумными приборами, выполняющими те же функции, — кенотронами, заключается в том, что рабочее напряжение газотрона значительно ниже, чем рабочее напряжение кенотрона. Это происходит потому, что в газотроне пространственный заряд, создаваемый электронами, рассеивается полем положительных ионов,двигающихся к катоду со скоростью, малой по сравнению со скоростью электронов. При одинаковой термоэлектронной эмиссии с катода сила тока в газотроне несколько больше, чем сила тока в кенотроне, так как ток в газотроне I равен сумме электронного тока I_e и ионного тока I_p .

При прохождении через газотрон тока, сила которого больше, чем сила тока термоэлектронной эмиссии плюс ток положительных ионов (несвободный режим), разряд теряет характер дугового. Возникает переходная форма между тлеющим и дуговым разрядами, сопровождаемая повышением катодного падения потенциала. В результате катод начинает разрушаться и газотрон выходит из строя.

Ток термоэлектронной эмиссии в свою очередь зависит от температуры катода, а температурный режим катода благодаря тепловой инерции последнего устанавливается только по прошествии некоторого промежутка времени, оцениваемого небольшим числом минут (от 0,5 минуты) для малых катодов и до 120 минут в случае мощных газотронов. Поэтому при пользовании газотро-

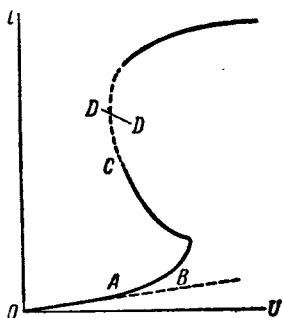


Рис. 122. Вольт-амперная характеристика дуги с раскалённым катодом.

нами и другими газоразрядными приборами с накаливаемыми катодами необходимо сначала включить ток накала катода, после этого выждать определённое, указанное для каждого данного прибора время и лишь после этого замкнуть основную цепь прибора, включив напряжение на аноде.

Наряду с максимально допустимой мгновенной силой тока и с максимально допустимой средней силой тока ¹⁾ другим существенным параметром, определяющим условия работы газотрона, является *напряжение обратного зажигания*—та разпица потенциалов, при которой в газотроне возникает во второй половине периода переменного тока самостоятельный разряд в обратном направлении, нарушающий выпрямление. Это в равной мере относится к любому газоразрядному выпрямителю и к тиратронам.

Вопрос о величине напряжения обратного зажигания тесно связан с вопросом о деионизации разрядного промежутка, а также с сохранением малой эмиссионной способности (большой работы выхода) поверхности анода.

В газотронах пользуются в основном оксидными катодами, снабжёнными тепловыми защитными экранами (см. § 9 гл. II). Газотроны, в которых используются катоды из торированного вольфрама или молибдена, носят название *«тунгары»*.

Чтобы избежать жестчения газа в разряде, в газотронах пользуются инертными газами или парами ртути. В последнем случае большое значение приобретает вопрос о тепловом режиме отдельных частей колбы прибора, обуславливающим давление паров ртути.

Введение сетки (третьего электрода) превращает газотрон в *тиратрон*. Между тиратроном и трёхэлектродной электронной лампой существенная разница в управлении током при помощи наложенного на сетку потенциала. На рис. 123 приведены вольт-амперные характеристики тока на анод в зависимости от напряжения на сетке U_c для электронной лампы и для тиратрона.

Изменяя U_c в тиратроне, можно плавно изменить I_a в ту или другую сторону только в пределах несамостоятельного разряда, пока $U_c < U_a$ (где U_a —потенциал зажигания самостоятельного разряда). Сетка имеет при этом отрицательное или лишь небольшое положительное напряжение по отношению к катоду. Потенциал её ниже, чем потенциал окружающего газа. Поэтому только часть электронов, эмиттируемых катодом, проходит мимо сетки. Напряжение на сетке обуславливает силу создаваемого ими тока (рис. 124, а). При достаточно большом (алгебраически) потенциале сетки ионизация газа увеличивается в такой мере и концентрация положительных ионов,двигающихся к сетке, возрастает настолько,

¹⁾ Подсчёт усреднённого тока необходимо производить за промежутки времени не более 20 сек.

что плазма разряда оказывается полностью экранированной от катода слоем положительного пространственного заряда S (рис. 124, б). Все электроны, эмитируемые катодом, проходят

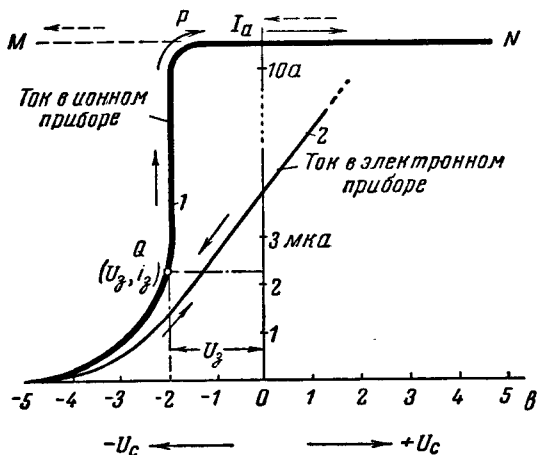


Рис. 123. Характеристика $I_a = f(U_c)$ в электронной лампе и в тиратроне.

на анод, так как существующее внутри слоя поле выталкивает их из слоя. Разряд развивается до стадии, соответствующей току насыщения (прямая PN на рис. 123). Начиная с этого момента вре-

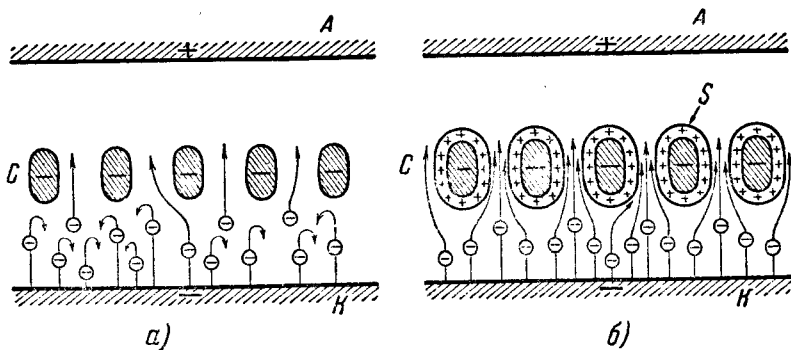


Рис. 124. Образование слоёв пространственного заряда около элементов сетки тиратрона. K —катод, A —анод, C —сетка.

мени, потенциал на сетке практически более не влияет на ток через тиратрон. При уменьшении U_c получается прямая PM (рис. 123). Ток I при достаточно высоком потенциале анода и нормальном режиме работы тиратрона определяется исключительно

током термоэлектронной эмиссии с катода и сопротивлением внешней цепи. Прервать ток можно, понизив напряжение анод-катод до величины, меньшей, чем напряжение горения низковольтной дуги.

Большое значение тиратрона, как прибора для управления током, заключается в том, что при режиме, соответствующем точке Q характеристики рис. 123, очень малое изменение потенциала

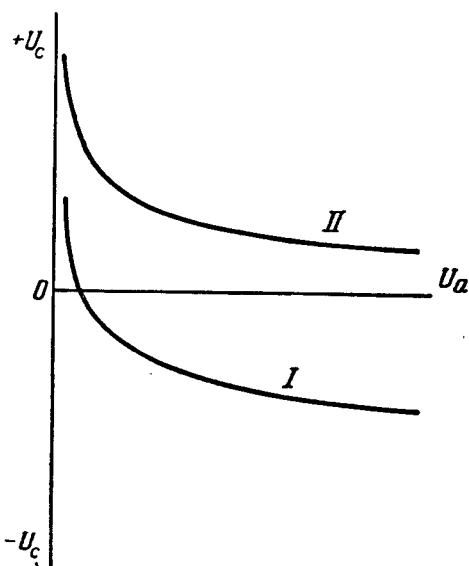


Рис. 125. Пусковые характеристики тиратрона.

сетки вызывает переход слабого тока, которым практически можно пренебречь, в ток, сила которого ограничена лишь параметрами данного тиратрона и условиями внешней цепи. Тиратрон представляет собой, таким образом, чрезвычайно чувствительное реле со сравнительно малой инерцией, определяемой только временем развития разряда.

Пусковая характеристика тиратрона показывает напряжение катод-сетка U_c , вызывающее зажигание разряда в тиратроне, как функцию напряжения катод-анод U_a . Примеры двух таких характеристик приведены на рис. 125, где I соответствует большой, а II — малой проницаемости сетки.

При переменном напряжении на аноде U_a и постоянном напряжении на сетке U_c разряд в тиратроне прекращается при переходе U_a через нуль и зажигается вновь лишь через полупериод. Варьируя постоянное напряжение на сетке или накладывая на сетку переменное U_c и изменяя разницу фаз между U_a и U_c , добиваются того, что в каждый положительный полупериод напряжения на аноде разряд в тиратроне зажигается раньше или позднее и длится в течение большей или меньшей части этого полупериода. Это приводит к большему или меньшему среднему значению выпрямленного тока. Тиратрон превращается в выпрямитель, позволяющий управлять силой выпрямленного тока.

Характеристики рис. 125 соответствуют зажиганию тиратрона на постоянном токе при неизменном режиме. На переменном токе при каждом повторном зажигании разряда в цепи сетки ещё имеет место ток, созданный ионами, оставшимися от предыдущего

периода горения тиратрона. Сеточный ток приводит к добавочному падению напряжения в цепи сетки $I_c R_c$, изменяющему потенциал U_c , в момент зажигания. В случае ртутного тиратрона давление паров ртути меняется в некоторых пределах с изменением тока, несмотря на меры, принимаемые для тепловой защиты горловины колбы тиратрона, содержащей ртуть. Концентрация остаточных ионов зависит, кроме того, от частоты переменного тока и от схемы выпрямления последнего (однофазное, двухфазное и т. д.). В результате динамическая пусковая характеристика тиратрона отличается от статической, и положение её зависит от всех указанных выше условий. Поэтому при неуточнённом динамическом режиме приходится говорить вместо пусковой характеристики о *пусковой области* на плоскости (U_a , U_c). В пределах этой более или менее широкой области лежат пусковые характеристики, соответствующие различным режимам использования данного тиратрона.

Тиратроны нашли широкое применение в импульсной технике. Опыт показал, что при многократном прохождении мощных импульсов тока обычно применяемые в тиратронах газы жестятся много быстрее, чем при работе в стационарном режиме. Это привело к замене инертных газов в импульсных тиратронах водородом при условии постоянной его регенерации.

Литература к гл. X

1. Ромпе Р. и Штенбек М., Газы в состоянии плазмы, УФН 25, 190—229, 310—339 и 466—498 (1941).
2. Тимофеев П. В., Электронные и ионные приборы, Госэнергоиздат, М.—Л., 1940, стр. 165—235 (статья Б. Н. Клярфельда).
3. Лёб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, Гостехиздат, М.—Л., 1950, гл. VII.
4. Грановский В. Л., Электрический ток в газах, Гостехиздат, М.—Л., 1952, т. I, гл. I и VIII.

ГЛАВА XI

ДУГОВОЙ РАЗРЯД

§ 87. Открытие электрической дуги В. В. Петровым. Характерные признаки и виды дугового разряда. Дуговой разряд в виде так называемой *электрической* (или *вольтовой*) *дуги* был впервые обнаружен в 1802 году русским учёным профессором физики Военно-медико-хирургической академии в Петербурге, а впоследствии академиком Петербургской Академии наук Василием Владимировичем Петровым. Петров следующими словами описывает в одной из изданных им книг свои первые наблюдения над электрической дугой:

«Если на стеклянную плитку или на скамеечку со стеклянными ножками будут положены два или три древесных угля... и если металлическими изолированными направлятелями... сообщёнными с обоими полюсами огромной батареи, приблизить оные один к другому на расстояние от одной до трёх линий¹⁾, то является между ними весьма яркий белого цвета свет или пламя, от которого оные угли скорее или медлительнее загораются и от которого тёмный покой довольно ясно освещён быть может...».

В 1905 году В. Ф. Миткевич установил, что в дуге Петрова на катоде имеет место термоэлектронная эмиссия.

Дуговой разряд отличается от тлеющего разряда процессами, происходящими на катоде и обуславливающими усиленную эмиссию электронов из последнего. Дуга представляет собой вид разряда, имеющий место при большой плотности разрядного тока и при катодном падении потенциала всего в несколько десятков вольт. В настоящее время экспериментально установлено, что существуют дуги с холодным катодом. Поэтому причину усиленного выделения электронов приходится искать не только в термоэлектронной эмиссии, но и в других явлениях. В связи с таким двойным характером процессов на катоде естественно вытекает разделение всех случаев дугового разряда на *термоэлектронную дугу* и на *дугу с холодным катодом*.

¹⁾ «Линия» — мера длины, равная 0,1 дюйма, т. е. около 0,25 см.

Независимо от процессов на катоде, электрическая дуга имеет весьма разнообразный характер в зависимости от давления и отчасти от природы газа. Отличают дугу при высоком давлении (порядка атмосферного) и дуговой разряд в разреженном газе. Мы будем называть вместо старого термина «вольтова дуга» *дугой Петрова* дуговой разряд между угольными или металлическими электродами в открытом воздухе.

В дуге Петрова имеет место ряд химических процессов как между составными частями воздуха и электродами, так и в объёме воздуха. Таково, например, образование циана и окислов азота. Химическим процессам в электрической дуге приписывали большое значение для протекания этого явления сам В. В. Петров, П. Н. Яблочков и Д. И. Менделеев.

Другая характерная особенность, присущая не только дуге Петрова, но и всем видам дугового разряда при больших давлениях газа,—это образование положительного столба в виде более или менее тонкого ярко светящегося шнура и очень высокая температура газа по оси этого шнура.

При низком давлении газа дуговой разряд отличается от тлеющего разряда своими катодными частями и плотностью тока; положительный столб и анодные части разряда те же, что и в тлеющем разряде. Дуга, образованная в парах тех веществ, из которых состоят электроды, при тщательном удалении других газов из разрядной трубки, носит название *дуги в вакууме*. К этому виду дугового разряда относится разряд в ртутных выпрямителях.

К дальнейшим подразделениям видов дугового разряда следует отнести в случае дуги Петрова *короткую дугу* и *длинную дугу*.

В короткой дуге тепловое излучение анода, находящегося при очень высокой температуре, оказывает сильное влияние на тепловой баланс катода, температура которого, как правило, значительно ниже температуры анода. В длинной дуге непосредственного влияния каждого электрода на тепловой режим другого нет. В дуге Петрова в случае угольного анода в воздухе наблюдается появление двух различных видов дуги: *спокойной дуги* и *шипящей дуги*.

При переходе к шипящей дуге напряжение между электродами дуги падает примерно на 10 в. При металлическом аноде явление шипящей дуги не наблюдается.

По металлическому катоду дуга может свободно скользить под действием конвекционных потоков воздуха, не задерживаясь в одной точке, как на поверхности угольного катода. Дуга может перемещаться по поверхности металлического катода со скоростью, исключающей возможность достаточного для термоэлектронной эмиссии прогрева катода.

Точно так же не поддаётся объяснению как термоэлектронная дуга дуга с жидким ртутным катодом в ртутных выпрямителях.

На катоде из вольфрама или другого тугоплавкого металла можно получить дугу как с горячим, так и с холодным катодом (при охлаждении катода водой, протекающей по внутреннему каналу, проточенному в катоде).

В случае дуги с холодным катодом падение потенциала при прочих равных условиях иное, чем в случае термоэлектронной дуги. Дугу с холодным катодом можно объяснить холодной эмиссией. Ширина того пространства, на котором сосредоточено катодное падение потенциала в дуге, немногим отличается от длины свободного пробега электрона. Катодное падение всего около 10 в даёт в этом случае градиент потенциала у катода, достаточный для холодной эмиссии.

Другое предположение, сделанное для объяснения дуги с холодным катодом, состоит в том, что температура самого газа в шнуре дуги настолько велика, что в газе происходит термическая ионизация, и выделение свободных электронов с катода необязательно должно иметь место.

§ 88. Образование дуги. Если в тлеющем разряде увеличивать силу тока, уменьшая внешнее сопротивление, то при большой силе тока напряжение на зажимах трубки начинает падать, разряд быстро развивается и превращается в дуговой. В большинстве случаев переход совершается скачком и практически нередко ведёт к короткому замыканию. При подборе сопротивления внешнего контура удаётся стабилизировать переходную форму разряда и наблюдать при определённых давлениях непрерывный переход тлеющего разряда в дугу. Параллельно с падением напряжения между электродами трубки идёт возрастание температуры катода и постепенное уменьшение катодного падения.

Применение обычного способа зажигания дуги путём раздвижения электродов вызвано тем, что дуга горит при сравнительно низких напряжениях в десятки вольт, тогда как для зажигания тлеющего разряда нужно при атмосферном давлении напряжение порядка десятков киловольт. Процесс зажигания при раздвижении электродов объясняется местным нагреванием электродов вследствие образования между ними плохого контакта в момент разрыва цепи.

Вопрос о развитии дуги при разрыве цепи технически важен не только с точки зрения получения «полезных» дуг, но также и с точки зрения борьбы с «вредными» дугами, например с образованием дуги при размыкании рубильника. Пусть L —самоиндукция контура, W —его сопротивление, \mathcal{E} —э.д.с. источника тока, $U(I)$ —функция вольтамперной характеристики дуги. Тогда мы должны иметь:

$$\mathcal{E} = L \frac{dI}{dt} + WI + U(I) \quad (88,1)$$

или

$$L \frac{dI}{dt} = (\mathcal{E} - WI) - U(I) = \Delta. \quad (88,2)$$

Разность $(\mathcal{E} - WI)$ есть не что иное, как ордината прямой сопротивления AB (рис. 126), а $U(I)$ — ордината характеристики дуги при данном I . Чтобы $\frac{dI}{dt}$ было отрицательно, т. е. чтобы ток I непременно уменьшался со временем и между электродами рубильника не образовалось стойкой дуги, надо, чтобы

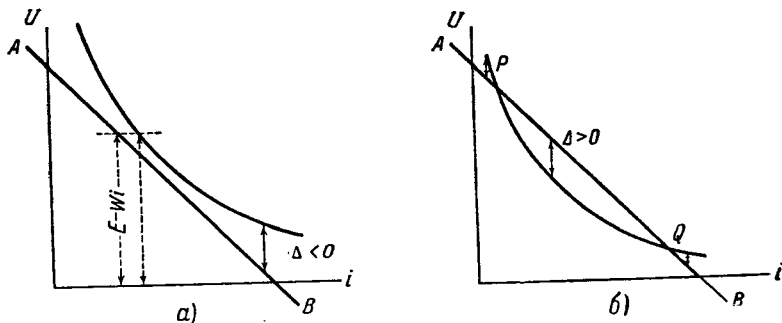


Рис. 126. Относительное положение прямой сопротивления и кривой вольтамперной характеристики установившейся дуги для случаев: а) когда дуга не может возникнуть при разрыве цепи; б) когда дуга возникает при разрыве в интервале силы тока, соответствующем точкам P и Q .

имело место $\Delta < 0$, т. е. надо, чтобы во всех точках характеристики соблюдалось неравенство

$$U(I) > \mathcal{E} - WI. \quad (88,3)$$

Для этого характеристика всеми своими точками должна лежать выше прямой сопротивления (рис. 126, а). Это простое заключение не учитывает ёмкости в цепи и относится лишь к постоянному току.

Точка пересечения прямой сопротивления с кривой вольтамперной характеристики установившейся дуги соответствует низшему пределу силы постоянного тока, при котором может возникнуть дуга при разрыве цепи (рис. 126, б). В случае размыкания рубильником дуги переменного тока, потухающей при каждом переходе напряжения через нуль, существенно, чтобы условия, имеющиеся налицо в разрядном промежутке при размыкании, не допускали нового зажигания дуги при последующем возрастании напряжения источника тока. Для этого требуется, чтобы при возрастании напряжения разрядный промежуток был достаточно деионизован. В выключателях сильных переменных токов искус-

ственно добиваются усиленной деионизации путём введения специальных электродов, отсасывающих заряженные частицы газа благодаря дипольной диффузии, а также путём применения механического дутья или путём воздействия на разряд магнитным полем. При высоких напряжениях применяют масляные выключатели.

§ 89. Катодное пятно. Внешний вид и отдельные части дугового разряда. Катодное пятно, неподвижное на угольном катоде, на поверхности жидкой ртути находится в непрерывном быстром движении. Положение катодного пятна на поверхности жидкой ртути может быть закреплено при помощи металлического штпфта, погружённого в ртуть и немного высовывающегося из неё.

В случае небольшого расстояния между анодом и катодом тепловое излучение анода сильно влияет на свойства катодного пятна. При достаточно большом расстоянии анода от угольного катода размеры катодного пятна стремятся к некоторому постоянному предельному значению, и площадь, занимаемая катодным пятном на угольном электроде в воздухе, пропорциональна силе тока и соответствует при атмосферном давлении 470 а/см^2 . Для ртутной дуги в вакууме найдено 4000 а/см^2 .

При уменьшении давления площадь, занимаемая катодным пятном на угольном катоде, при постоянной силе тока увеличивается.

Резкость видимой границы катодного пятна объясняется тем, что сравнительно медленному уменьшению температуры с удалением от центра пятна соответствует быстрое падение как светового излучения, так и термоэлектронной эмиссии, а это равносильно резкой «оптической» и «электрической» границам пятна.

Угольный катод при горении дуги в воздухе заостряется, тогда как на угольном аноде, если разряд не перекрывает всю переднюю площадь анода, образуется круглое углубление—*положительный кратер дуги*.

Образование катодного пятна объясняется следующим образом. Распределение пространственных зарядов в тонком слое у катода таково, что здесь разряд требует для своего поддержания тем меньшей разницы потенциалов, чем меньше поперечное сечение канала разряда. Поэтому разряд на катоде должен стягиваться.

Непосредственно к катодному пятну прилегает часть разряда, называемая *отрицательной* или *катодной кистью* или *отрицательным пламенем*. Длина катодной кисти в дуге при низком давлении определяется тем расстоянием, на которое залетают быстрые первичные электроны, получившие свои скорости в области катодного падения потенциала.

Между отрицательной кистью и положительным столбом расположена область, аналогичная фарадееву тёмному пространству

тлеющего разряда. В дуге Петрова в воздухе, кроме отрицательной кисти, имеется *положительное пламя* и ряд *ореолов*. Спектральный анализ указывает на наличие в этих пламенах и ореолах ряда химических соединений (циана и окислов азота).

При горизонтальном расположении электродов и большом давлении газа положительный столб дугового разряда изгибается кверху под действием конвекционных токов нагретого разрядом газа. Отсюда произошло самое название *дуговой разряд*.

§ 90. Распределение потенциала и вольтамперная характеристика при дуговом разряде. В дуге Петрова высокая температура и высокое давление не дают возможности использовать для измерения распределения потенциала метод зондов.

Падение потенциала между электродами дуги складывается из катодного падения U_k , анодного падения U_a и падения в положительном столбе. Сумму катодного и анодного падений потенциала можно определить, сближая анод и катод до исчезновения положительного столба и измеряя напряжение между электродами. В случае дуги при низком давлении можно определить значения потенциала в двух точках столба дуги, пользуясь методом зондовых характеристик, вычислить отсюда продольный градиент потенциала и далее подсчитать как анодное, так и катодное падение потенциала.

Установлено, что в дуговом разряде при атмосферном давлении сумма катодного и анодного падений примерно той же величины, что и ионизационный потенциал газа или пара, в котором происходит разряд.

В технике применения дуги Петрова с угольными электродами обычно пользуются эмпирической формулой Айртона:

$$U = a + bl + \frac{c + dl}{I}. \quad (90,1)$$

Здесь U —напряжение между электродами, I —сила тока в дуге, l —длина дуги, a , b , c и d —четыре постоянных. Формула характеристики (90,1) установлена для дуги между угольными электродами в воздухе. Под l подразумевается расстояние между катодом и плоскостью, проведенной через края положительного кратера.

Перепишем формулу (90,1) в виде

$$U = a + \frac{c}{I} + l \left(b + \frac{d}{I} \right). \quad (90,2)$$

В (90,2) члены, содержащие множитель l , соответствуют падению потенциала в положительном столбе; первые два члена представляют собой сумму катодного и анодного падений $U_k + U_a$. Постоянные в (90,1) зависят от давления воздуха и от условий охлаждения электродов, а следовательно, от размеров и формы углей.

В случае дугового разряда в откачанном сосуде, заполненном парами металла (например, ртути), давление пара зависит от температуры наиболее холодных частей сосуда и поэтому ход характеристики сильно зависит от условий охлаждения всей трубки.

Динамическая характеристика дугового разряда сильно отличается от статической. Вид динамической характеристики зависит от быстроты изменения режима дуги. Практически наиболее интересна характеристика дуги при питании переменным током. Одновременное осциллографирование тока и напряжения даёт картину, изображённую на рис. 127. Начерченная по этим кривым характеристика дуги за целый период имеет

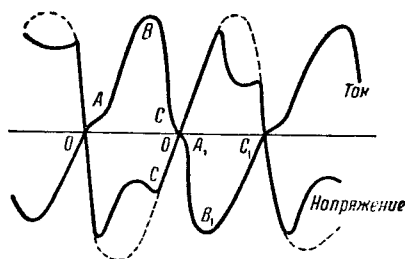


Рис. 127. Осциллограмма тока и напряжения дугового разряда на переменном токе низкой частоты. Точки A, B, C и т. д. соответствуют точкам, обозначенным теми же буквами на рис. 128.

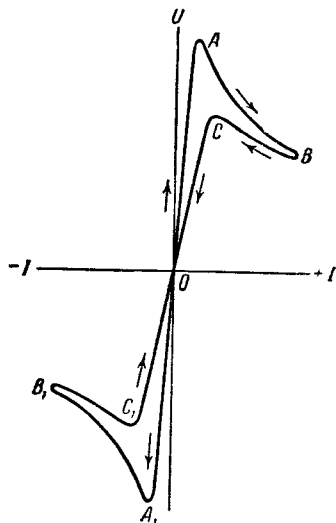


Рис. 128. Динамическая характеристика дугового разряда на переменном токе низкой частоты.

вид, представленный на рис. 128. Пунктиром показан ход напряжения при отсутствии разряда.

Катод, не успевший ещё охладиться после разряда, имевшего место в предыдущем полупериоде тока, с самого начала полупериода, когда внешняя э.д.с. проходит через нуль, эмиттирует электроны. От точки O до точки A характеристика соответствует несамостоятельному разряду, источником которого являются эмиттируемые катодом электроны. В точке A происходит зажигание дуги. После точки A разрядный ток быстро увеличивается. При наличии сопротивления во внешней цепи напряжение между электродами дуги падает, хотя э.д.с. источника тока (пунктир на рис. 127), пробегая синусоиду, ещё увеличивается. С уменьшением напряжения и тока, даваемого внешним источником, разрядный ток начинает уменьшаться.

С уменьшением тока в дуге напряжение между её электродами может вновь возрасти в зависимости от внешнего сопротивления, но часть *BC* характеристики на рис. 128 может быть и горизонтальной или иметь противоположный наклон. В точке *C* имеет место потухание дуги.

После точки *C* ток несамостоятельного разряда уменьшается до нуля вместе с уменьшением напряжения между электродами. После перехода напряжения через нуль роль катода начинает играть прежний анод и картина повторяется при обратных знаках тока и напряжения.

На вид динамической характеристики оказывают влияние все условия, определяющие режим дуги: расстояние между электродами, величина внешнего сопротивления, самоиндукция и ёмкость внешней цепи, частота переменного тока, питающего дугу, и т. д.

Если на электроды дуги, питаемой постоянным током, наложить переменное напряжение амплитуды, меньшей, чем напряжение питающего дугу постоянного тока, то характеристика имеет вид замкнутой петли, охватывающей статическую характеристику *BC* с двух сторон. При увеличении частоты переменного тока ось этой петли поворачивается, сама петля сплющивается и, наконец, стремится принять вид отрезка прямой *OA*, проходящей через начало координат (рис. 129). При очень малой частоте петля динамической характеристики превращается в отрезок статической характеристики *BC*, так как все внутренние параметры разряда, в частности концентрация ионов и электронов, успевают в каждой точке характеристики принимать значения, соответствующие стационарному разряду при данных *U* и *I*. Наоборот, при очень быстром изменении *U* параметры разряда совершенно не успевают изменяться, поэтому *I* оказывается пропорциональным *U*, что соответствует прямой *OA*, проходящей через начало координат. Таким образом, при увеличении частоты переменного тока петля характеристики (рис. 129) становится во всех своих точках возрастающей.

Так как во всех схемах, служащих для генерации колебаний, существенными являются элементы схемы, имеющие падающую характеристику, то это видоизменение характеристики дугового разряда с увеличением частоты кладёт предел применению дуги для генерации высокочастотных колебаний, описанному ниже, в § 92 гл. XI.

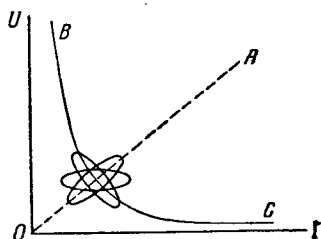


Рис. 129. Изменение динамической характеристики при повышении частоты переменного тока, наложенного на постоянный.

В связи с возможностью полной ионизации газа в дуговом разряде стоит вопрос об обрыве дуги при малом давлении газа и очень сильных токах. В явлении *обрыва дуги* существенную роль играет значительное уменьшение плотности газа вследствие электрофореза и отсоса ионов к стенкам, особенно в таких местах, где разрядный промежуток сильно сужен. Практически это приводит к необходимости избегать чрезмерных сужений при постройке ртутных выпрямителей на очень большие силы тока.

Электрики, имевшие впервые дело с электрической дугой, пытались применить закон Ома также и в этом случае. Для получения результатов расчёта по закону Ома, согласных с действительностью, им пришлось ввести представление об *обратной электродвижущей силе дуги*. По аналогии с явлениями в гальванических элементах, предполагаемое появление этой э.д.с. назвали *поляризацией дуги*. Вопросу об обратной э.д.с. дуги посвящены работы русских учёных Д. А. Лачинова и В. Ф. Миткевича. Дальнейшее развитие представлений об электрических разрядах в газах показало, что такая постановка вопроса является чисто формальной и может быть с успехом заменена представлением о падающей характеристике дуги. Справедливость этой точки зрения подтверждается неудачей всех попыток непосредственно обнаружить экспериментально обратную э.д.с. электрической дуги.

§ 91. Температура и излучение отдельных частей дугового разряда. В случае дуги в воздухе между угольными электродами преобладает излучение раскалённых электродов, главным образом, положительного кратера.

Излучение анода, как излучение твёрдого тела, обладает сплошным спектром. Интенсивность его определяется температурой анода. Последняя является характерной величиной для дуги в атмосферном воздухе при аноде из какого-либо данного материала, так как температура анода от силы тока не зависит и определяется исключительно температурой плавления или возгонки материала анода. Температура плавления или возгонки зависит от давления, под которым находится плавящееся или возгоняемое тело. Поэтому температура анода, а следовательно, и интенсивность излучения положительного кратера зависят от давления, при котором горит дуга. В этом отношении известны классические опыты с угольной дугой под давлением, приведшие к получению очень высоких температур.

Об изменении температуры положительного кратера с давлением даёт понятие кривая рис. 130. Прямая линия, на которую на этом чертеже укладываются точки для давлений от 1 *атм* и выше, служит подтверждением предположения, что температура положительного кратера определяется температурой плавления или возгонки вещества анода, так как в этом случае должна существовать линейная зависимость между $\ln p$ и $1/T$. Отступление от

линейной зависимости при более низких давлениях объясняется тем, что при давлении ниже 1 атм количество тепла, выделяющееся на аноде, недостаточно для нагревания анода до температуры плавления или возгонки.

Температура катодного пятна дуги Петрова всегда на несколько сот градусов ниже температуры положительного кратера.

Высокие температуры шнура дуги не могут быть определены при помощи термоэлемента или болометра. В настоящее время для определения температуры в дуге применяют спектральные методы.

При больших силах тока температура газа в дуге Петрова может быть выше температуры анода и достигает 6000° К. Такие

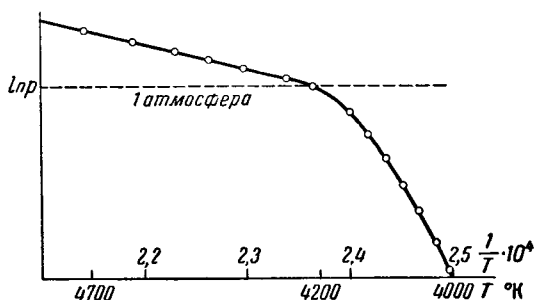


Рис. 130. Изменение температуры угольного анода электрической дуги в воздухе при изменении давления. Шкала по оси ординат логарифмическая.

высокие температуры газа характерны для всех случаев дугового разряда при атмосферном давлении. В случае очень больших давлений (десятки и сотни атмосфер) температура в центральных частях отшнуровавшегося положительного столба дуги доходит до 10 000° К. В дуговом разряде при низких давлениях температура газа в положительном столбе того же порядка, как и в положительном столбе тлеющего разряда.

Температура положительного кратера дуги выше, чем температура катода, потому что на аноде весь ток переносится электронами, бомбардирующими и нагревающими анод. Электроны отдают аноду не только всю приобретенную в области анодного падения кинетическую энергию, но ещё и работу выхода («скрытую теплоту испарения» электронов). Напротив, на катод попадает и его бомбардирует и нагревает малое число положительных ионов по сравнению с числом электронов, попадающих на анод при той же силе тока. Остальная часть тока на катоде осуществляется электронами, при выходе которых в случае

термоэлектронной дуги на работу выхода затрачивается тепловая энергия катода.

На электроды дуги действуют механические силы подобно тому, как это имеет место на катоде тлеющего разряда (см. § 71 гл. IX).

§ 92. Генерация незатухающих колебаний при помощи электрической дуги. Благодаря тому, что дуга имеет падающую характеристику, она может быть использована в качестве генератора незатухающих колебаний. Схема такого дугового генератора представлена на рис. 131. Условия генерации колебаний в этой схеме можно вывести из рассмотрения условий устойчивости стационарного разряда при заданных параметрах внешней цепи.

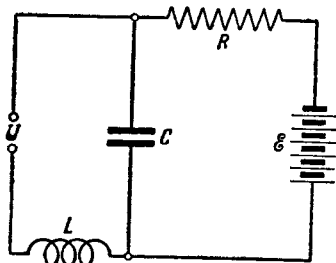


Рис. 131. Принципиальная электрическая схема дугового генератора.

Пусть электродвижущая сила источника постоянного тока, питающего разряд (рис. 131), равна \mathcal{E} , напряжение между электродами трубки U , сила стационарного тока через разрядную трубку при данном режиме равна I , ёмкость катод-анод трубки плюс ёмкость всех подводящих проводов C , самоиндукция в цепи L , сопротивление

внешней цепи R . При установившемся режиме постоянного тока будем иметь:

$$\mathcal{E} = U_0 + IR. \quad (92,1)$$

Допустим, что этот стационарный режим нарушен. Разрядный ток в какой-либо данный момент времени равен $I + i$, где i — малая величина, а разность потенциалов между электродами равна U .

Введём обозначение

$$U' = \frac{dU}{di}.$$

$\left(\frac{dU}{di}\right)_{i=0}$ равно тангенсу угла наклона касательной к вольтамперной характеристике в рабочей точке, соответствующей выбранному нами первоначально режиму (ток I). Посмотрим, как будет дальше изменяться i . Если i будет возрастать, то данный режим разряда неустойчив; если, наоборот, i беспрестанно убывает, то режим разряда устойчивый.

Обратимся к вольтамперной характеристике рассматриваемого разрядного промежутка $U = f(I + i)$. Через трубку идёт ток $I + i$ и ёмкость C заряжается (или разряжается). Разность потенциалов на ёмкости C уравнивается в этом случае не только напряжением на разрядном промежутке, но и э.д.с.

самоиндукции цепи. Пусть $I + i_2$ — общий ток через сопротивление R . Обозначим ток, заряжающий ёмкость C , через i_1 ; мгновенное значение разности потенциалов на ёмкости C — через U_1 . Разность потенциалов между электродами дуги будет $U_0 + iU'$.

Имеем:

$$\mathcal{E} = U_1 + (i + I_2)R, \quad (92,2)$$

$$U_1 - U_0 = U'i + L \frac{di}{dt}, \quad (92,3)$$

$$i_2 = i_1 + i. \quad (92,4)$$

Добавочный заряд Q на ёмкости C по сравнению со стационарным режимом:

$$Q = \int i_1 dt = (U_1 - U_0)C. \quad (92,5)$$

Вычитая (92,1) из (92,2), находим:

$$U_1 - U_0 = -i_2R. \quad (92,6)$$

Выражения (92,3), (92,4) и (92,6) дают:

$$U'i + L \frac{di}{dt} = -R(i + i_1). \quad (92,7)$$

Выражения (92,3) и (92,5) дают:

$$\frac{1}{C} \int i_1 dt = U'i + L \frac{di}{dt}. \quad (92,8)$$

Дифференцируя (92,8) по t и вставляя результат в (92,7), находим:

$$U'i + L \frac{di}{dt} = -iR - RCU' \frac{di}{dt} - RLC \frac{d^2i}{dt^2}, \quad (92,9)$$

или

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right) \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} \left(\frac{U'}{R} + 1 \right) i = 0. \quad (92,10)$$

Формула (92,10) представляет собой дифференциальное уравнение, которому подчиняется добавочный ток i .

Как известно, полный интеграл уравнения (92,10) имеет вид:

$$i = A_1 e^{r_1 t} + A_2 e^{r_2 t}, \quad (92,11)$$

где r_1 и r_2 — корни характеристического уравнения, определяемые формулой

$$r = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left(\frac{U'}{R} + 1 \right)}. \quad (92,12)$$

Если подкоренная величина в (92,12) больше нуля, то r_1 и r_2 оба действительны, i изменяется аperiодически по экспоненциальному закону и решение (92,11) соответствует аperiодическому

изменению тока. Для того чтобы в рассматриваемой нами схеме возникли колебания тока, необходимо, чтобы r_1 и r_2 были комплексными величинами, т. е. чтобы

$$\frac{1}{LC} \left(\frac{U'}{R} + 1 \right) > \frac{1}{4} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right)^2. \quad (92,13)$$

В этом случае (92,11) можно представить в виде

$$i = A_1 e^{-\delta t + j\omega t} + A_2 e^{-\delta t - j\omega t}, \quad (92,14)$$

где

$$\delta = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right); \quad j = \sqrt{-1}.$$

При $\delta < 0$ колебания, возникшие в рассматриваемой цепи, будут раскачиваться. При $\delta > 0$ они быстро затухают, и разряд на постоянном токе будет устойчив.

Таким образом, для того чтобы в рассматриваемой схеме в конечном итоге могли установиться незатухающие колебания, надо, чтобы

$$\left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right) < 0. \quad (92,15)$$

Так как R , L и C существенно положительные величины, то неравенство (92,15) может быть соблюдено только при условии:

$$\frac{dU}{di} = U' < 0. \quad (92,16)$$

Отсюда заключаем, что колебания в рассматриваемом контуре могут возникнуть только при падающей вольтамперной характеристике разряда.

Исследование условий, при которых r_1 и r_2 действительны и оба меньше нуля, приводит к условиям устойчивости разряда постоянного тока:

$$\left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} \right) > 0 \quad (92,17)$$

и

$$\frac{U'}{R} + 1 > 0. \quad (92,18)$$

Условия (92,17) и (92,18) представляют собой общие условия устойчивости разряда, питаемого постоянным напряжением. Из (92,17) следует, что при возрастающей вольтамперной характеристике разряд всегда устойчив.

Объединяя это требование с условием (92,18), находим, что при падающей характеристике разряд может быть устойчивым только при

$$|U'| < R < \frac{L}{CU'}. \quad (92,19)$$

При непосредственном применении формул этого параграфа к вопросу о генерации колебаний при помощи дуги приходится брать U' из «средней характеристики», построенной на основании восходящей и нисходящей ветвей динамической характеристики.

При периодическом изменении силы тока в дуге Петрова изменяются температура и плотность соответствующего режима эти изменения приводят к возникновению акустических колебаний в окружающем воздухе. В результате получается так называемая *поющая дуга*, воспроизводящая чистые музыкальные тона.

§ 93. Положительный столб дугового разряда при высоком и сверхвысоком давлении. С увеличением давления газа и с увеличением плотности тока температура по оси положительного столба, отпнуравшегося от стенок разрядной трубки, поднимается всё больше и больше. Процессы ионизации начинают принимать характер, всё более и более соответствующий чисто термической ионизации. Средняя кинетическая энергия электронов плазмы приближается к средней кинетической энергии частиц нейтрального газа. Плазма становится близкой по своим свойствам к изотермической плазме. Всё это позволяет решать задачу о нахождении различных параметров разряда, в том числе продольного градиента поля в зависимости от плотности разрядного тока, на основании термодинамических соотношений.

Исходными положениями теории положительного столба дугового разряда при высоком и сверхвысоком давлении служит уравнение Сага для термической ионизации в виде

$$\alpha^2 p = AT^{5/2} e^{-\frac{eU_i}{kT}} \quad (93,1)$$

и теорема Больцмана в виде соотношения

$$n_a = n g e^{-\frac{eU_a}{kT}}. \quad (93,2)$$

Здесь α —степень ионизации, p —давление газа, A —постоянная, T —температура газа, U_i —потенциал ионизации, k —постоянная Больцмана, n_a —концентрация возбуждённых атомов, n —концентрация нормальных атомов, U_a —потенциал возбуждения, g —отношение статистических весов g_a/g_n возбуждённого и нормального состояния атома. Температура электронного газа принимается равной температуре нейтрального газа. Для упрощения задача учитывает лишь один «усреднённый» уровень возбуждения. Разрядная трубка предполагается расположенной вертикально. В любом другом положении конвекционные потоки газа искажают осевую симметрию режима газа.

Обозначим внутренний радиус разрядной трубки через R_1 , расстояние какой-либо точки от оси трубки—через r . Проведём

на расстоянии одного сантиметра один от другого два сечения, перпендикулярные к оси трубки, и выделим между ними элементарный объём при помощи двух concentрических цилиндров с радиусами r и $r + dr$ (рис. 132). Обозначим количество энергии, выделяемой разрядом в единицу времени, приходящееся на единицу длины трубки, через N_1 , а количество энергии, приходящееся на рассматриваемый нами элементарный объём, — через dN_1 . Количество энергии, излучаемой в единицу времени газом, заключённым

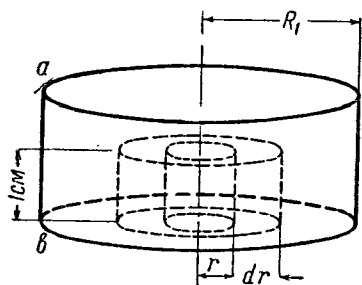


Рис. 132. Элемент объёма в аксиально-симметрическом разряде.

в единице длины всей трубки и в рассматриваемом элементарном объёме, обозначим через S_1 и dS_1 .

Внутри трубки существует непрерывный радиальный поток тепла через газ по направлению от оси к стенке. Обозначим через dL_1 избыток количества тепла, покидающего в единицу времени рассматриваемый элемент объёма через его внешнюю границу, над количеством тепла, проникающего в тот же объём в единицу времени через его внутреннюю границу со стороны оси трубки.

Допустим, что конвекционные потоки газа строго вертикальны и не нарушают теплового режима газа.

Условие теплового баланса рассматриваемого элементарного объёма напишется в общем виде так:

$$dN_1 = dL_1 + dS_1. \quad (93,3)$$

Вследствие наличия осевой симметрии все величины, характеризующие состояние газа и режим разряда, одинаковы для точек, находящихся на одном и том же расстоянии r от оси. Так как площадь основания рассматриваемого элементарного объёма равна $2\pi r \cdot dr$, то для мощности, выделяемой в этом объёме, можем написать:

$$dN_1 = 2\pi r i_r E_z dr, \quad (93,4)$$

где i_r — плотность тока на расстоянии r от оси, а E_z — продольный градиент поля, одинаковый по всему поперечному сечению трубки. Обозначая коэффициент теплопроводности газа при температуре T через λ_T , напишем для dL_1 , пренебрегая членами высшего порядка малости:

$$\begin{aligned} dL_1 &= 2\pi(r + dr) \left(\lambda_T \frac{dT}{dr} \right)_{r+dr} - 2\pi r \left(\lambda_T \frac{dT}{dr} \right)_r = \\ &= 2\pi \frac{d}{dr} \left(r \lambda_T \frac{dT}{dr} \right) dr. \end{aligned} \quad (93,5)$$

Допустим, что излучаемая газом энергия целиком покидает разрядный промежуток без заметной реабсорбции в газе. Такое допущение можно сделать потому, что абсорбируемое газом резонансное излучение составляет при большом давлении лишь незначительную долю общего излучения газа. Так как излучаемая за единицу времени энергия пропорциональна концентрации возбуждённых атомов n_a , то для dS_1 можем написать:

$$dS_1 = 2\pi r C n_a dr, \quad (93,6)$$

где C — постоянный множитель, не зависящий от T . Подстановка значений (93,6) и (93,5) в (93,3) даёт:

$$2\pi r i_r E_z dr = 2\pi \frac{d}{dr} \left(r \lambda_T \frac{dT}{dr} \right) dr + 2\pi r C n_a dr. \quad (93,7)$$

Пренебрегая малой долей тока, приходящейся на долю положительных ионов, и обозначая подвижность электронов через K_e , можем написать:

$$i = n_e e K_e E_z. \quad (93,8)$$

Если обозначим правую часть уравнения Сага (93,1) через $f_1(T)$, а p в левой части заменим через nkT , где n — концентрация нейтральных частиц газа, то найдём:

$$\alpha^2 = \frac{f_1(T)}{nkT}. \quad (93,9)$$

n пропорционально массе газа, заключённого в единице длины трубки, g_1 и обратно пропорционально квадрату радиуса трубки R_1 и температуре газа в данной точке:

$$n = C_1 \frac{g_1}{T R_1^2}. \quad (93,10)$$

Поэтому вместо (93,9) можем написать:

$$\alpha = \frac{R_1}{\sqrt{g_1}} \left(\frac{f_1(T)}{C_1 k} \right)^{1/2} = \frac{R_1}{\sqrt{g_1}} f_2(T). \quad (93,11)$$

Согласно уравнению Ланжевена! скорость движения электрона в газе в поле напряжённости E_z равна:

$$u = K_e E_z = a \frac{e \lambda_e}{m v} E_z, \quad (93,12)$$

где \bar{v} — средняя арифметическая скорость теплового движения электронов, прямо пропорциональная квадратному корню из температуры электронного газа, в то время как λ_e обратно пропорционально n . Следовательно,

$$K_e = \frac{C_2}{n \sqrt{T}}. \quad (93,13)$$

Согласно определению величины α :

$$n_e = \alpha n. \quad (93,14)$$

Из (93,8), (93,11), (93,14) и (93,13) следует:

$$i_r = \frac{E_z R_i}{g_1^{1/2}} C_2 \frac{f_2(T)}{T^{1/2}}, \quad (93,15)$$

где T — температура газа на расстоянии r от оси. Из (93,15) и (93,4) следует:

$$dN_1 = 2\pi r \frac{E_z^2 R_1}{g_1^{1/2}} \frac{C_2 f_2(T)}{T^{1/2}} dr = 2\pi r \frac{E_z^2 R_1}{g_1^{1/2}} f_3(T) dr, \quad (93,16)$$

где

$$f_3(T) = \frac{C_2 f_2(T)}{T^{1/2}}. \quad (93,17)$$

Согласно уравнению Больцмана (93,2):

$$n_a = n g e^{-\frac{eU_a}{kT}} = C_1 g \frac{g_1}{T R_1^2} e^{-\frac{eU_a}{kT}} = \frac{g_1}{R_1^2} f_4(T), \quad (93,18)$$

где

$$f_4(T) = \frac{C_1 g}{T} e^{-\frac{eU_a}{kT}}. \quad (93,19)$$

Вставляя это значение n_a в (93,6) и заменяя $C f_4(T)$ через $f_5(T)$, находим:

$$dS_1 = \frac{g_1}{R_1^2} 2\pi r f_5(T) dr. \quad (93,20)$$

Подстановка (93,16), (93,5) и (93,20) в (93,3) даёт

$$\frac{E_z^2 R_1}{g_1^{1/2}} f_3(T) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda_T \frac{dT}{dr} \right) + \frac{g_1}{R_1^2} f_5(T). \quad (93,21)$$

В уравнении (93,21) $f_3(T)$ и $f_5(T)$, а также λ_T — функции одного только переменного T . Поэтому (93,21) представляет собой дифференциальное уравнение, связывающее переменные T и r . Граничными условиями, которым должно удовлетворять решение этого уравнения, являются: а) при $r = R$ условие $T = T_{ст}$, где $T_{ст}$ — температура стенки разрядной трубки; б) при $r = 0$ условие $\frac{dT}{dr} = 0$, так как на оси трубки температура газа имеет максимальное значение.

Все величины, характеризующие разряд, являются функциями от одного только T . Поэтому решение уравнения (93,21) могло бы дать полное решение всех количественных вопросов, связанных с данным типом разряда. Однако значение уравнения (93,21) заключается главным образом в том, что путём перехода к без-

размерным величинам оно приводит к характерным для данного типа разряда *законам подобия*¹⁾, позволяющим переносить количественные результаты, установленные экспериментально для одних значений N_1 , R_1 и g_1 , на режим разряда при других значениях этих величин. Этот приём аналогичен тому, который применяется для решения некоторых задач гидродинамики также лишь на основании анализа дифференциального уравнения и экспериментальных измерений на моделях, построенных в соответствии с законами подобия гидродинамики. В данном случае подобными являются два разряда, в которых в соответственных точках, характеризующихся одной и той же величиной отношения r/R_1 , температура газа одна и та же.

Практически наиболее существенными являются следующие два закона подобия:

Первый закон подобия отшнурованного дугового разряда высокого давления. Два дуговых разряда высокого давления в цилиндрических трубках различного диаметра ($2R_1 \neq 2R'_1$), но наполненных газом так, что на один сантиметр длины той и другой трубки приходится одно и то же количество газа ($g_1 = g'_1$), являются подобными в том случае, если $N_1 = N'_1$, т. е. если расходуемые мощности на единицу длины трубки в обоих случаях одинаковы.

Второй закон подобия отшнурованного дугового разряда высокого давления. Два дуговых разряда высокого давления в парах ртути в цилиндрических трубках различного диаметра ($2R_1 \neq 2R'_1$), наполненных парами ртути так, что на один сантиметр длины каждой из трубок приходится различные количества паров ртути ($g_1 \neq g'_1$), являются подобными, если расходуемые на единицу длины каждой трубки мощности N_1 и N'_1 удовлетворяют соотношению

$$\frac{N_1}{N'_1} = \frac{8,5 + 5,75g_1}{8,5 + 5,75g'_1} \quad (93,22)$$

При этом предполагается, что ртуть в разряде полностью перешла в парообразное состояние. Коэффициенты 8,5 и 5,75 определены экспериментально.

К описанному в этой главе типу разряда принадлежит также и положительный столб (пламя) дуги Петрова, представляющий собой шнур изотермической плазмы. В этом случае граничные условия на стенках трубки отпадают и должны быть заменены условиями в пограничном слое шнура.

В настоящее время, кроме дугового разряда в парах ртути сверхвысокого давления (до 100 атм и более), исследован и нашёл техническое применение также и дуговой разряд в инертных газах Ne, Ar, Kr и Xe при давлениях до 20 атм и выше.

¹⁾ Не смешивать с законом подобия газового разряда, изложенным на стр. 239.

Этот разряд получают в более или менее толстостенных кварцевых шарообразных колбах с впаянными в них вольфрамовыми электродами (рис. 133, лампа СВД). Третий электрод служит для зажигания разряда при помощи источника высокочастотного напряжения. Инертный газ вводится в колбу из баллона, где газ находится под большим давлением, или (в случае Ag, Kг и Хе) путём конденсации требуемого количества этих газов внутри колбы при температуре жидкого азота с последующей отпайкой холодной колбы от насосной аппаратуры.

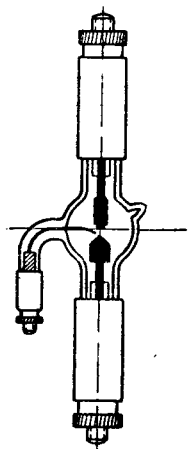


Рис. 133. Шаровая лампа СВД с инертными газами.

§ 94. Стабилизация шнура дугового разряда. В литературе указывается три фактора, обуславливающих стабилизацию шнура дуги:

1) При дуговом разряде, имеющем место в более или менее узкой цилиндрической трубке, фактором, обуславливающим форму и стабилизацию шнура, является влияние стенок.

2) В случае более или менее длинного шнура (т. е. более или менее большого расстояния между электродами) в широком сосуде или в открытой атмосфере основную роль играют конвекционные потоки газа, окружающего светящийся шнур дуги. Вследствие колебания этих потоков, изменяющих режим дугового разряда, стабилизация в строгом смысле слова места не имеет: шнур *дуги*, *определяемой конвекцией*, либо колеблется туда и сюда, либо движется в соответствии с турбулентным движением потоков газа, либо ведёт себя подобно пламени.

3) В случае малого расстояния между электродами форма шнура дуги определяется сужением шнура как около катода, так и около анода. Это сужение, как и в случае катодного пятна дуги в воздухе между угольными электродами, определяется энергетическим балансом катодных и анодных областей дуги. Форма шнура дуги в этом случае приближается к эллипсоиду вращения.

§ 95. Свеча Яблочкова. Первым техническим применением дугового разряда, получившим широкое применение, было использование электрической дуги в воздухе в качестве источника света. Такое использование дуги в воздухе с угольными электродами возможно потому, что цветность излучения угольного анода дуги близка к цветности солнечного света. Кроме того, изменение цветности дугового фонаря возможно путём помещения солей различных веществ в цилиндрическом канале, просверленном по оси угольного анода. При температуре анода эти соли разлагаются и испаряются. Разряд происходит в парах соответствующих метал-

лов, придающих свечению положительного столба дуги тот или иной оттенок.

При горении дуги угольные электроды постоянно испаряются и укорачиваются. Между тем, дуга может гореть стабильно только при неизменной длине. Задачу о сохранении неизменного расстояния между концами углей дуги блестяще решил в 1875 году Павел Николаевич Яблочков, изобретатель знаменитой «свечи Яблочкова».

В свече Яблочкова (рис. 134) оба угля помещены параллельно. Пространство между ними заполнено тугоплавким изолирующим веществом, испаряющимся по мере горения углей. Длина дуги остаётся неизменной. Чтобы иметь возможность питать большое число световых точек от одного и того же источника электрического тока, Яблочков предложил последовательное включение в цепь первичных обмоток нескольких катушек Румкорфа и питание такого же числа отдельных самостоятельных цепей тока от вторичных обмоток этих катушек с несколькими последовательно соединёнными «свечами» в каждой. Таким образом, П. Н. Яблочкову принадлежит широко используемая теперь идея применения принципа трансформатора при распределении электрического тока. По способу Яблочкова в короткий срок был освещён ряд главных улиц в столицах европейских государств, порт в Гавре, Дворцовый мост через Неву в тогдашнем Петербурге и т. д. «Русский свет», «Северный свет» одержал блестящую победу над освещением при помощи газовых горелок и всюду пользовался большой славой.

Другой способ использования дуги Петрова для освещения заключается в применении для поддержания постоянного расстояния между углями так называемых дифференциальных регуляторов, первый практически приемлемый тип которых был построен в 1879 году другим русским инженером-электриком Владимиром Николаевичем Чиколевым. В дифференциальных регуляторах расстояние между углями регулируется двумя электромагнитами, из которых один, включённый в цепь параллельно дуге, отзывается только на колебания напряжения в питающей дугу цепи, а второй—на изменение расстояния между углями.



Рис. 134. Свеча Яблочкова. C_1 и C_2 —два параллельно расположенных угля; A —изолирующее их друг от друга вещество, испаряющееся по мере укорочения углей. Дуга горит между верхними концами углей в парах испаряющегося вещества A .

В настоящее время электрическая дуга применяется как источник света в прожекторах в тех случаях, когда нужен источник небольших размеров и очень большой яркости.

Другой тип электрической дуги, который применяется для той же цели, представляет собой дугу между вольфрамовыми электродами в парах ртути при давлении последних в несколько десятков атмосфер. Такая дуга осуществляется в шаровых лампах сверхвысокого давления (СВД-шар). В холодном состоянии эти лампы содержат аргон при давлении в несколько миллиметров рт. ст. и капельку ртути. Дуговой разряд возникает первоначально в аргоне. Разряд разогревает колбу лампы. Давление паров ртути

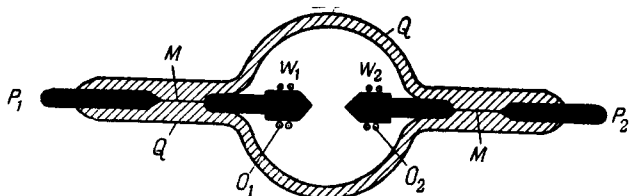


Рис. 135. Ртутная лампа СВД-шар. Q —кварцевая оболочка лампы; W_1 и W_2 —вольфрамовые электроды; O_1 и O_2 —вольфрамовые спирали, покрытые оксидным слоем; M —молибденовая фольга; P_1 и P_2 —молибденовые стерженьки.

возрастает, пока не испарится вся жидкая ртуть. Благодаря высокому давлению шнур разряда стягивается в очень узкий и яркий светящийся столбик. Колба лампы имеет форму шара и делается из плавленого кварца (кварцевое стекло). От отношения внешнего радиуса колбы к её внутреннему радиусу зависит то давление, которое колба может выдержать, не разрываясь. Расстояние между вольфрамовыми электродами несколько миллиметров. Герметический ввод проводов в колбу осуществлён путём запайки в кварцевое стекло тонкой полоски молибденовой фольги с заострёнными краями. Общий вид лампы СВД-шар представлен на рис. 135.

Дальнейшим шагом в применении дугового разряда сверхвысокого давления в источниках света явилось создание ламп СВД-шар, наполненных аргонем, криптоном и ксеноном до давления порядка 10—15 атмосфер (в холодной лампе). Цвет излучения этих ламп очень близок к белому и получаемая при их применении «цветопередача» очень хорошая (см. § 123 гл. XV). Для зажигания разряда в этих лампах требуется дополнительный электрод (рис. 133).

§ 96. Дуговые печи и дуговая сварка. Высокая температура положительного кратера дуги Петрова и ещё более высокая температура в шнуре положительного столба этой дуги дают возможность использовать дуговой разряд как источник очень высокой

температуры—дуговые печи. Возможность сблизить электроды дуги на малое расстояние позволяет сделать этот источник сильно концентрированным. В настоящее время в ряде областей промышленности применяются дуговые печи, питаемые током очень большой силы.

Широкое применение тепловые свойства дуги получили при электрической резке и сварке металлов. Инициаторами такого применения и пионерами внедрения этих новых методов в производство были в восьмидесятых годах XIX века русские электрики—горный инженер Николай Гаврилович Славянов и инженер Николай Николаевич Бенардос. Предложенные ими технические приёмы нашли тогда же применение как на отечественных, так и на зарубежных металлообрабатывающих заводах.

По методу Бенардоса электрическая дуга между угольным неподвижным электродом и металлом нагревает место соединения двух металлических листов или пластин и производит их сварку. Этот же метод был применён Бенардосом и для разрезки металлических пластин или листов, для получения в них отверстий, а также для перевода одной модификации чугуна в другую. По методу Славянова вместо угольного электрода используется металлический стержень. Этот стержень плавится под действием дуги. Металл стекает в виде жидкой массы на обрабатываемый предмет, служащий вторым электродом.

В настоящее время методы резки металлов, их сварки и наварки, введённые Славяновым и Бенардосом, получили широкое распространение и развитие.

Уже в 1940 году металлообрабатывающая промышленность СССР занимала первое место в мире по числу находящихся в работе сварочных аппаратов. Академиком В. Н. Никитиным в 1924—1935 годах были проведены широкие исследования процессов, имеющих место в электрических машинах и аппаратах для дуговой сварки. Им проведено исследование физических свойств сварочной дуги, определены параметры статической характеристики дуги, определено влияние электрических параметров источника тока на режим сварочной дуги. На основе этих исследований созданы теория сварочных машин и аппаратов и новые их типы, в том числе и для сварки на переменном токе как низкой, так и повышенной частоты (Е. В. Нитусов, Ф. И. Кислюк, В. П. Вологдин, С. Т. Назаров). Существенным усовершенствованием методов сварки явилось применение специальных обмазок электродов (флюсов). Химическое разложение обмазки в дуге создаёт благоприятную атмосферу для горения дуги и для процессов плавления и сварки, улучшает качество шва и химический состав и структуру наплавленного металла. В связи с этим исследовались физико-химические процессы, имеющие место при сварке (Е. О. Патон, К. К. Хренов, М. В. Поппавко, Г. М. Тиходеев и др.). Благодаря

этим исследованиям в настоящее время возможна высококачественная сварка всех марок углеродистых и легированных сталей.

Сварочная дуга является короткой дугой. Вопросы теплообмена между её электродами, а также между последними и газом играют существенную роль для всего режима дуги. Тепловые процессы в сварочной дуге за последние годы подвергнуты теоретической разработке Н. Н. Рыкалиным. Результаты этих исследований позволяют подойти к расчёту производительности и теплового режима процесса сварки, а также к изучению напряжений и деформаций, возникающих при сварке.

В процессе сварки имеет значение влияние магнитного поля подводящих проводов на положение и режим

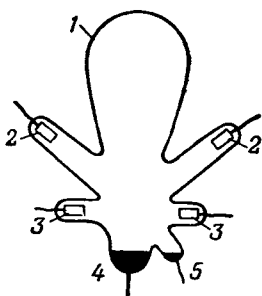


Рис. 136. Схема стеклянного ртутного выпрямителя. 1—стеклянная оболочка, 2 и 3—рабочие аноды, 4—катод, 5—пусковой анод.

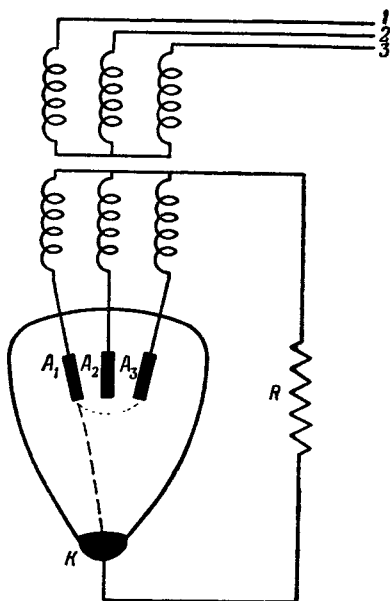


Рис. 137. Схема включения трёхфазного ртутного выпрямителя. К—катод, A_1 , A_2 и A_3 —аноды, R—нагрузка.

дуги, особенно при тех сильных токах, которые находят применение при сварке в настоящее время.

Методы сварки и резки при помощи электрической дуги, горячей под водой, разработаны и в широком масштабе внедрены на практике К. К. Хреновым.

§ 97. Ртутные выпрямители. Дуговой разряд в парах ртути низкого давления с ртутным катодом используется в широко распространённых *ртутных выпрямителях*. Катодом в ртутном выпрямителе служит ртуть, налитая в нижней части стеклянной колбы выпрямителя. Выпрямляющее действие ртутного выпрямителя основано на поддержании около катода постоянного мало-

мощного разряда между последним и так называемым дежурным анодом. В течение каждого периода тока разряд постоянно перескакивает на тот анод, который имеет в данный момент наиболее высокий потенциал. Потенциал катода в каждый момент времени ниже потенциала действующего анода на величину

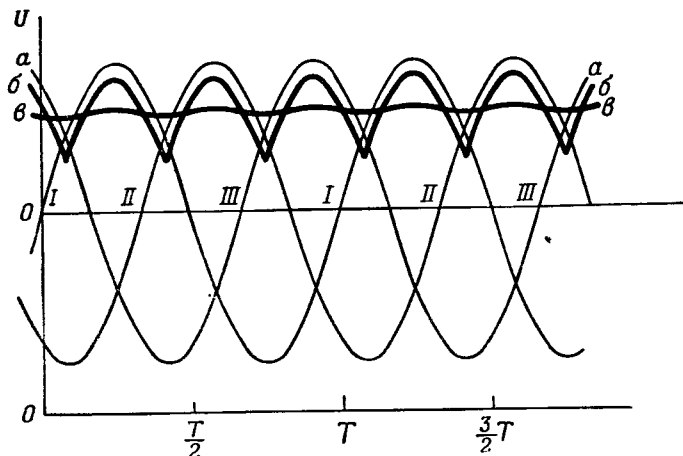


Рис. 138. Ход напряжения $U = f(t)$, выпрямленного при помощи трёхфазного ртутного выпрямителя. Кривые I, II и III — напряжение, подаваемое соответственно на каждый из трёх анодов; $a-a$ — напряжение на аноде, действующем в каждый данный момент времени; $б-б$ — напряжение в цепи нагрузки с учётом падения напряжения внутри выпрямителя между анодом и катодом; $в-в$ — выпрямленное напряжение на нагрузке выпрямителя, сглаженное введением дросселя и ёмкости.

падения напряжения в разряде (не более 20 в) и выше потенциала каждого из не действующих в данное время анодов.

Схема стеклянного ртутного выпрямителя дана на рис. 136.

Каждый рабочий анод помещён в отдельном рукаве так, чтобы на него не могли попадать капли ртути, разбрызгиваемые бегающим по поверхности ртути катодным пятном. Куполообразная часть стеклянной колбы выпрямителя, имеющая большую поверхность, служит для усиленного охлаждения и конденсации паров ртути, постоянно образующихся в области катодного пятна. Оседая на внутренней поверхности купола, капельки ртути стекают вниз в резервуар со ртутью. Первоначальное зажигание разряда производится путём разрыва столбика ртути в боковой трубочке при наклонении колбы выпрямителя на бок и её возвращении в вертикальное положение. Около анодов устраиваются сетки, ускоряющие деионизацию паров ртути.

Ртутные выпрямители строятся с двумя анодами для выпрямления однофазного переменного тока или с числом анодов, кратным

трём (3, 6 и т. д. до 24), для преобразования трёхфазного тока в постоянный. Схема включения трёханодного выпрямителя показана на рис. 137. Ход изменения напряжения на каждом

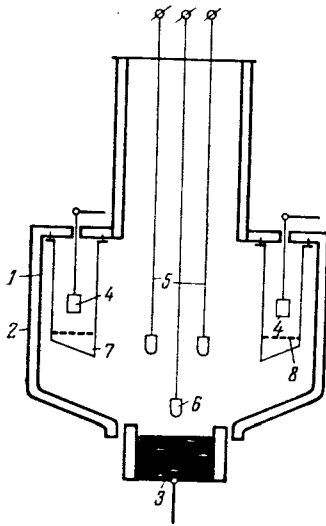


Рис. 139. Схема металлического ртутного выпрямителя. 1—железный герметически уплотнённый коробок выпрямителя, 2—водяное охлаждение. 3—ртутный катод, 4—рабочие аноды, 5—дежурные аноды, 6—штифт зажигания, 7—манжета, защищающая анод от оседания на нём ртути, 8—дионизационная сетка.

из анодов по времени (тонкие кривые) и ход выпрямленного напряжения (жирные кривые) показаны на рис. 138. Разница ординат кривых I и II представляет собой разность потенциалов внутри выпрямителя между действующим в данный момент анодом и катодом. R—прибор или устройство, в котором используется выпрямленный ток. Дальнейшее сглаживание выпрямленного напряжения достигается путём включения в цепь ёмкости параллельно R и дросселя последовательно с R.

На большие мощности ртутные выпрямители изготовляются в железных коробках. Разрез такого выпрямителя схематически показан на рис. 139.

Теоретические вопросы, связанные с работой ртутных выпрямителей,—это вопросы о деионизации и о зависимости обратных токов с анода в его нерабочий период и напряжения обратного зажигания от различных условий, вопросы теплового баланса различных частей выпрямителя и вопрос о разрыве дуги при больших токах.

Разновидность ртутных выпрямителей представляют собой *игнитроны*.

В игнитроне зажигание дугового разряда производится при помощи специального электрода из плохо проводящего материала (карборунда, силита, карбида бора). Когда к этому электроду подведено напряжение, между ним и близко прилегающей к его поверхности частью выпуклого ртутного мениска возникает сильное поле, приводящее к холодной эмиссии из поверхности ртути и к зажиганию разряда, перебрасывающегося затем на главный анод. Поэтому в игнитроне не требуется поддерживать разряд при помощи дежурных анодов.

Литература к гл. XI

1. Энгель А. и Штенбек М., Физика и техника электрического разряда в газах, т. II, ОНТИ, М.—Л., 1936, стр. 137—191 и 281—326.

ГЛАВА XII

ИСКРОВОЙ И КОРОННЫЙ РАЗРЯДЫ

§ 98. **Общая картина и отдельные типы искрового разряда.** По внешнему виду *искровой разряд* представляет собой пучок ярких зигзагообразных разветвляющихся тонких полосок, мгновенно пронизывающих разрядный промежуток, тотчас же гаснущих и постоянно сменяющих одна другую. Светящиеся полоски искрового канала нередко обрываются где-то в разрядном промежутке, не достигая противоположного электрода. Таким образом, разрядный промежуток при искровом разряде уже не представляет собой в отношении электрического режима такой более или менее однородной среды по всему её поперечному сечению, как, например, тлеющее свечение или сплошной положительный столб.

Для фиксирования отдельных стадий искрового разряда применяют затвор в виде ячейки Керра, управляемой высокочастотными токами. Другой метод исследования заключается в фотографировании искровых каналов при помощи камеры с быстро движущимся объективом (камера Бойса) или с быстро движущейся плёнкой. В этом случае изображения отдельных искровых каналов, следующих друг за другом через короткие промежутки времени, получаются на различных местах фотографической плёнки. Их не только можно отличить один от другого, но и проследить развитие каждого из них во времени. Особенно широко и успешно метод камеры Бойса был применён к исследованию наиболее мощного искрового разряда—молнии. Все эти методы исследования показали, что каналы искрового разряда начинают расти иногда от отрицательного, иногда от положительного электрода, а иногда и начиная от какой-либо случайной точки между электродами.

Искровой разряд возникает при большом давлении газа. При этом условии имеет место высокое напряжение зажигания разряда, но после того, как разрядный промежуток пробит искровым каналом, сопротивление этого промежутка делается очень малым, в цепи возникает сильный ток, приводящий к такому перераспределению потенциала, что на разрядный промежуток приходится лишь незначительное напряжение. Если источник тока имеет не очень большую мощность, то после кратковременного импульса

тока большой силы в канале искры разряд прекращается. Напряжение между электродами вновь возрастает до прежнего значения, и картина искрового пробоя повторяется вновь. Время нарастания напряжения тем больше, чем больше ёмкости между электродами искрового промежутка. С увеличением ёмкости увеличивается интенсивность отдельной искры и все производимые ею эффекты, а также длительность импульса тока. Этот случай называется *конденсированным* искровым разрядом.

Когда между электродами в газе находится препятствие в виде не слишком толстой твёрдой непроводящей стенки (лист картона или эбонита, стеклянная пластинка и т. п.), искровой разряд не всегда выбирает обходный путь вокруг этого препятствия. Искра пробивает не только газовый промежуток, но и твёрдое препятствие, образуя в нём отверстие.

Измерения яркости канала искры и подсчёт энергии, выделяющейся в канале, показывают, что здесь имеет место высокая температура газа, достигающая до $10\,000^\circ$ и приводящая к термической ионизации. Давление в канале искры в короткий промежуток времени возрастает до очень больших значений. Быстрое образование областей высокого давления в газе представляет собой явление взрывного характера и является причиной звуковых эффектов, сопровождающих искровой разряд. Эти эффекты ощущаются ухом в виде характерного для искрового разряда потрескивания. При конденсированном искровом разряде звуковой эффект напоминает ряд следующих друг за другом резких ударов или небольших взрывов. В случае молнии тот же эффект превращается в мощные раскаты грома.

Каналы искрового разряда, развивающиеся от положительного или от отрицательного электрода, имеют различный вид: в первом случае наблюдаются резкие и яркие очертания каналов, во втором—более мелкое разветвление их и размытые, диффузные края.

Электрической искрой называют также форму прохождения электрического тока через газ при высокочастотном разряде конденсатора через короткий разрядный промежуток и контур, содержащий самоиндукцию. В этом случае в течение значительной доли полупериода высокочастотного тока разряд представляет собой дуговой разряд переменного режима. Параметры этого разряда, в частности ход его динамической вольтамперной характеристики, существенны при генерации затухающих электрических колебаний при помощи разряда конденсатора, как это показал в 1916 году русский физик Д. А. Рожанский.

Особый вид искрового разряда представляет собой *скользящий искровой разряд*, происходящий вдоль поверхности раздела какого-либо твёрдого диэлектрика (стекло, эбонит) и газа. Электродами в этом случае служит заострённый или закруглённый

стержень, опирающийся на пластинку из диэлектрика, и металлическая обкладка на противоположной её стороне; разряд обтекает пластинку. Области разряда с преобладающими зарядами одного какого-либо знака индуцируют на поверхности диэлектрика заряды противоположного знака и притягиваются ими. Вследствие этого искровые каналы стелются по поверхности диэлектрика и заряжают её вдоль своего пути. Высокое давление и высокая температура, имеющие место в каналах искрового разряда, деформируют поверхность диэлектрика и также фиксируют на ней картину разряда. Эту картину можно сделать видимой для глаза, насыпая на поверхности диэлектрика после прекращения разряда лёгкий порошок или заставляя скользящий разряд возникнуть на светочувствительной поверхности фотографической пластинки и проявляя затем последнюю.

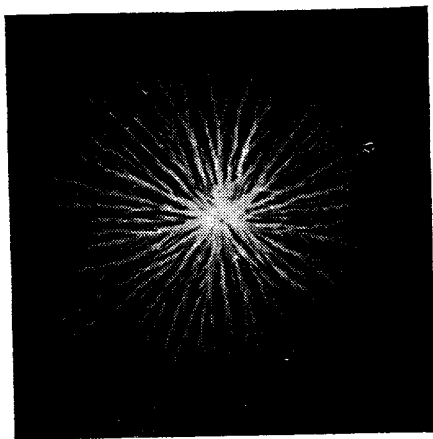


Рис. 140. Скользящий искровой разряд у положительного электрода.

Очертания, получаемые при помощи скользящего искрового разряда на поверхности диэлектрика, называют *фигурами Лихтенберга*. Эти фигуры могут служить для определения полярности разряда, так как

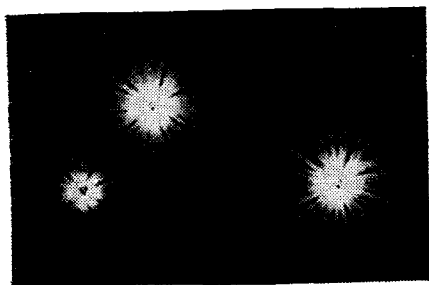


Рис. 141. Скользящий искровой разряд у отрицательного электрода.

между видом скользящего искрового разряда у положительного или у отрицательного электрода существует заметное различие (рис. 140 и 141).

При помощи фигур скользящего разряда определяется максимальное значение напряжения разрядного импульса, так как от этого напряжения зависит радиус той площади, которую занимает фигура.

Приборы, в которых используются скользящий искровой разряд и оставляемые им следы на диэлектрике, называются *клидонографами* и находят применение при массовом статистическом исследовании грозových разрядов и молний.

При атмосферном давлении, при конфигурации разрядного промежутка, не допускающей возникновения коронного разряда, и при мощности источника тока, недостаточной для возникновения и поддержания стационарного дугового разряда, искровой разряд является конечной стадией развития при переходе из несамоостоятельного разряда в самостоятельный. В этом случае напряжение зажигания искрового разряда, или *искровой потенциал*, равно напряжению зажигания самостоятельного разряда и при прочих равных условиях однозначно зависит от расстояния между электродами. Поэтому измерение того расстояния между двумя шаровыми электродами, при котором между ними проскакивает искра в атмосферном воздухе, служит для измерения высокого напряжения в высоковольтной технике.

При больших напряжениях и большом расстоянии между шарами разрядника на точность измерения начинает сильно влиять искажение геометрической конфигурации поля предметами, находящимися поблизости от шарового разрядника.

Искровой потенциал не равен напряжению зажигания самостоятельного разряда, а больше его в тех случаях, когда при большой неравномерности поля у электродов при переходе несамоостоятельного разряда в самостоятельный пробой завершается не сразу и возникает форма самостоятельного разряда, называемая коронным разрядом, о котором речь будет ниже.

В случае искрового разряда при малой длине разрядного промежутка происходит специфическое разрушение металла анода, называемое *эрозией*. Эрозия имеет место на узком участке поверхности анода. На основе этого явления советскими инженерами, лауреатами Сталинской премии Б. Р. и Н. И. Лазаренко разработан электроискровой метод резки, сверления и других видов точной обработки металлов, находящий широкое применение.

§ 99. Элементарные процессы в искровом разряде и теория стримеров. Напряжение зажигания искрового разряда между плоскими электродами при значениях $pd > 200$ мм рт. ст. · см отличается от значений, подсчитанных по теории лавинных разрядов. Многочисленный ряд наблюдений над искровым разрядом и твердо установленные экспериментальные факты приводят к ряду других не только количественных, но и качественных расхождений с этой теорией:

1) Расхождение между вычисленным и наблюденным временем завершения пробоя, о котором уже была речь в § 63 гл. IX.

2) Согласно теории лавинных разрядов природа катода должна играть существенную роль в процессе пробоя. Между тем оказалось, что при атмосферном давлении напряжение зажигания искрового разряда не зависит от материала катода в пределах ошибок измерения.

3) Время завершения пробоя должно быть тем короче, чем больше фототок с катода, вызываемый посторонним облучением. Наблюдения при атмосферном давлении показывают лишь незначительные изменения во времени развития искрового пробоя в чрезвычайно большом диапазоне изменения интенсивности постороннего облучения.

4) Наиболее существенное расхождение теории лавинных разрядов с действительностью в случае искрового разряда заключается в самом характере этой теории как теории непрерывного сплошного разряда, описываемого уравнениями стационарного процесса в однородной сплошной среде.

Экспериментальные исследования ранних стадий развития искрового разряда при помощи ячейки Керра, а также при помощи камеры Вильсона показали, что несамостоятельный разряд, предшествующий искровому, имеет такое же прерывистое строение, как и последний. Экспериментальная аппаратура исследований с помощью камеры Вильсона описана нами в главе об объёмной фотоионизации (см. рис. 39, стр. 122). В опытах, о которых идёт речь сейчас, камера никаких боковых отверстий не имела. Ультрафиолетовое излучение от вспомогательного искрового промежутка падало на катод через закрытое кварцем отверстие в аноде. Прямоугольный импульс напряжения накладывался на анод на промежуток времени, меньший, чем требовалось для полного завершения пробоя.

Образцы полученных в этих условиях снимков представлены на рис. 142. На них отчётливо видны следы лавин, созданных отдельными электронами. В картине ионизации, имевшей место при дальнейших стадиях, можно было разобратся, только уменьшив

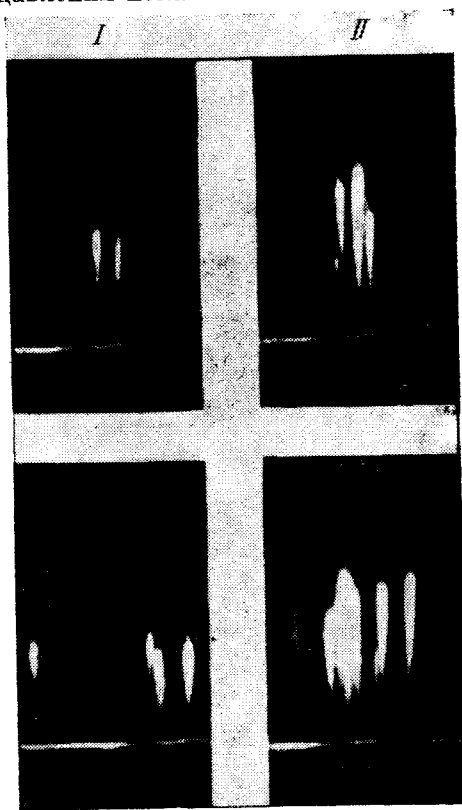


Рис. 142. Следы, оставленные в камере Ретера лавинами электронов в воздухе. Анодом служит верхний электрод; расстояние между электродами 2,6 см; давление 270 мм рт. ст.

чувствительность прибора путём уменьшения отношения расширенного и первоначального объёма паров спирта, применявшегося для получения насыщенных паров. На соответствующих снимках (рис. 143) видны скопления ионизованных частиц, сильно превосходящие лавины по степени ионизации. Эти образования названы *стримерами* и растут от анода к катоду, после того как головка лавины-родоначальницы достигла анода. В то время как лавины распространяются прямолинейно по силовым линиям рав-

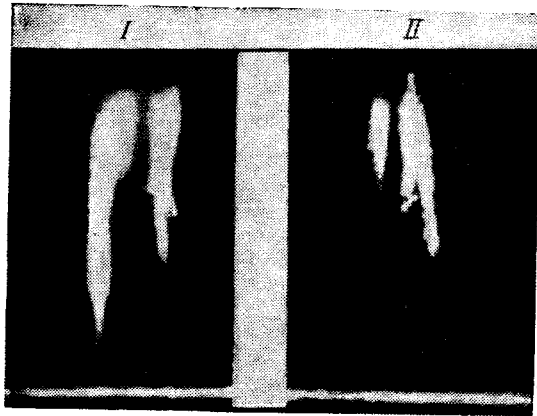


Рис. 143. Следы, оставленные в камере Ретера стримерами, распространяющимися от анода к катоду. На снимке *I* налево виден стример, распространившийся почти до самого катода; на снимке *II* хорошо видно разветвление стримера.

номерного поля, положительные стримеры, идущие от анода, растут по зигзагообразным, нередко разветвлённым путям.

В результате сравнения длины лавин на нескольких снимках, сделанных при строго одинаковых условиях через разное время после того момента, когда волна напряжения достигла электродов, скорость распространения электронных лавин оказалась равной $1,25 \cdot 10^7$ см/сек. Это соответствует подвижности электронов в условиях опыта. Скорость распространения положительных стримеров оказалась большей, чем скорость роста электронных лавин и чем возможная скорость передвижения электронов в газе при данных условиях, а именно $3-4 \cdot 10^8$ см/сек. Когда положительный стример достигает катода и связывает катод и анод непрерывным проводящим каналом, на катоде образуется катодное пятно в том месте, где канал ионизованного газа соприкасается с катодом и по этому каналу с очень большой скоростью (10^9-10^{10} см/сек) пробегает импульс тока, превращающий канал

стримера, заполненный положительными ионами, в ярко светящийся главный канал искрового разряда, завершающий пробой разрядного промежутка.

Распространение стримера не обязательно начинается от анода и не обязательно совершается в направлении к катоду (*положительный стример*). Имеет место также и распространение стримеров, возникающих в какой-либо точке разрядного промежутка между катодом и анодом. Стримеры, распространяющиеся в сторону анода, называют *отрицательными стримерами*. Так же как и положительные стримеры, они растут быстрее, чем простая лавина электронов.

В противоположность лавинной теории пробоя, пользующейся представлением о постепенном раскачивании лавин путём γ -про-

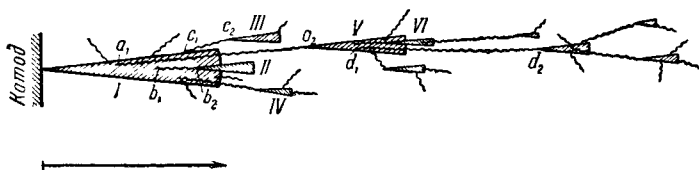


Рис. 144. Схема распространения отрицательного стримера. I—основная лавина, распространяющаяся от катода; II, III, IV и т. д.—лавины, образованные фотоэлектронами; волнистыми линиями условно изображено распространение фотонов по прямым a_1a_2 , b_1b_2 , c_1c_2 , d_1d_2 и т. д.

цессов на катоде, теория стримеров представляет собой теорию *однолавинового пробоя*. Через разрядный промежуток, согласно этой теории, при пробое пробегает только одна лавина, вызывающая появление стримера, быстро распространяющегося через разрядный промежуток.

Объяснение механизма отрицательных стримеров основано на объёмной фотоионизации газа и на создании усиленного поля перед головкой лавины. На рис. 144 показана схема образования отрицательного стримера. Свободные электроны, образуемые фотоионизацией впереди основной лавины, являются родоначальниками новых лавин, сливающихся в один мощный отрицательный стример, быстро продвигающийся к аноду. Подобные же схемы можно построить и для объяснения механизма положительных стримеров (рис. 145, а, б); А, В, С, D и т. д.—общеизвестная схема лавин. Волнистыми чёрточками изображено распространение в газе фотонов. Схема D изображает положение дел в тот момент, когда отрицательная головка лавины только что коснулась анода, F—события, имеющие место в последующие моменты времени, когда отрицательные заряды лавины ушли на анод, а образованные

фотоионизацией вторичные лавины устремились по направлению к головке первоначальной лавины под действием поля, создан-

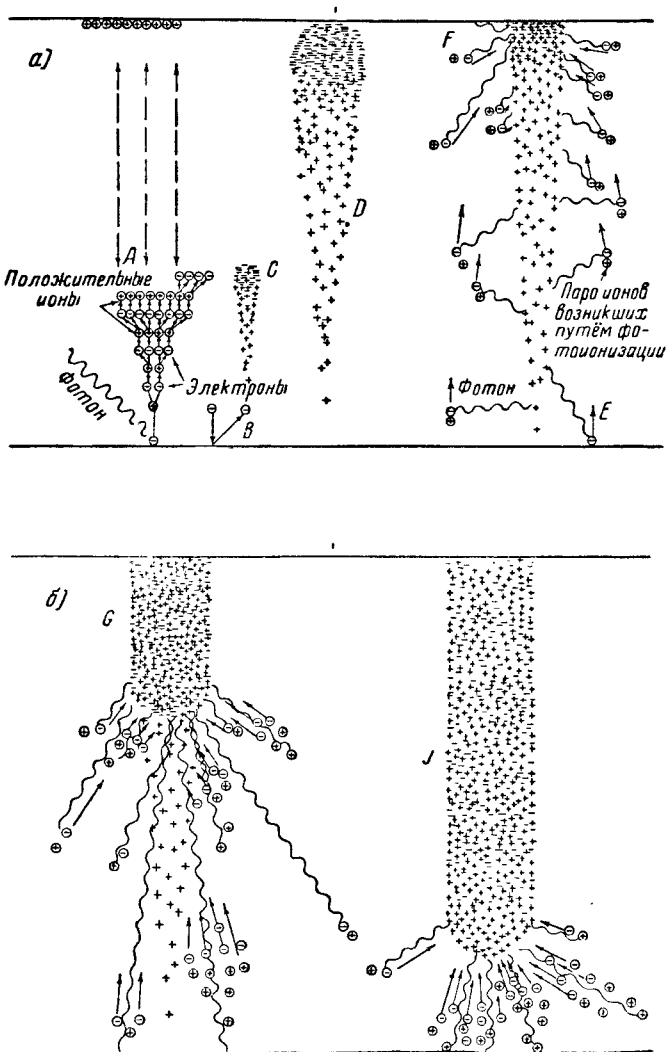


Рис. 145, а и б. Схемы развития положительного стримера.

ного положительными зарядами этой лавины; G и J рисуют постепенный рост положительного стримера.

На рис. 146 показана схема разветвляющегося стримера M , N и развитие встречного стримера R , бегущего навстречу положительному стримеру S .

Для того чтобы построить количественную теорию искрового пробоя, надо найти законы и условия образования стримеров. Если в точке, где появился свободный электрон, поле, созданное зарядами данной лавины, много слабее, чем поле разряда, то

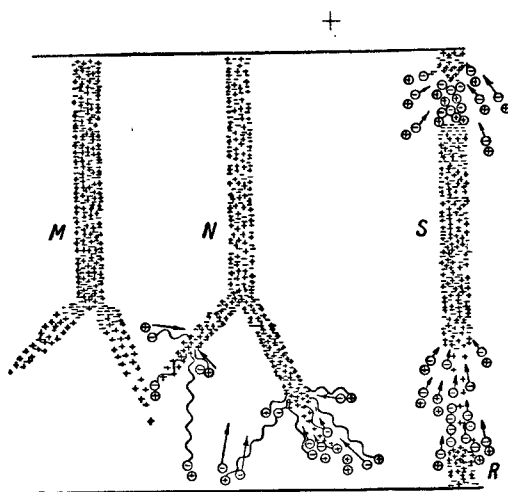


Рис. 146. Схема разветвляющегося стримера и развитие встречного стримера.

электрон попадает непосредственно на анод, образовав на своём пути лишь незначительную новую лавину электронов. Чтобы фотоэлектроны вместе с образуемыми ими лавинами вливались в канал основной лавины, надо, чтобы *существовало определённое соотношение между полем лавины и полем разряда, созданным электродами*. Это—первое условие образования стримера. Второе условие заключается в том, чтобы *головка лавины излучала количество фотонов, достаточное для поддержания и распространения стримера*.

Чтобы облечь первое условие в количественную форму, подсчитывают поле, создаваемое положительными ионами в непосредственном соседстве головки лавины и приравнивают напряжённость этого поля напряжённости поля между электродами E , т. е. полагают

$$E = E_1. \quad (99, 1)$$

Лавина при движении от катода к аноду расширяется вследствие диффузии электронов из канала лавины в стороны. Расширение происходит по закону

$$r = (2Dt)^{1/2}, \quad (99,2)$$

где r — радиус, а t — время продвижения лавины. Примем электроды за плоские, поле — за равномерное. При этих условиях и при ряде упрощающих допущений и предположений, вводимых в ходе решения задачи, приходят к выводу, что первое условие стримерного пробоя соблюдено, если

$$\frac{\alpha}{p} e^{\frac{\alpha}{p} pd} = \frac{1}{5,27} 10^7 \frac{E}{p} \left(\frac{1}{pd} \right)^{1/2} d, \quad (99,3)$$

где α — коэффициент объёмной ионизации, p — давление газа, d — расстояние между электродами, E — напряжённость поля между электродами. Численный коэффициент $\frac{1}{5,27}$ вытекает из некоторых экспериментальных данных, относящихся к ионизации воздуха.

Логарифмируя правую и левую части (99,3), получаем уравнение

$$\frac{\alpha}{p} (pd) + \ln \frac{\alpha}{p} = 14,46 + \ln \frac{E}{p} - \frac{1}{2} \ln (pd) + \ln d. \quad (99,4)$$

Выражение (99,4) позволяет подсчитать пробойную напряжённость поля E_3 , а затем пробойное напряжение

$$U_3 = E_3 \cdot d, \quad (99,5)$$

если известно $\frac{\alpha}{p}$ как функция $\frac{E}{p}$, совершенно так же, как в теории лавинных разрядов U_3 подсчитывается из условия перехода разряда из самостоятельного в самостоятельный:

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (99,6)$$

Результаты сопоставления теории с опытом представлены на рис. 147. Здесь по оси абсцисс отложено произведение pd в мм рт. ст. · см, по оси ординат U_3 — пробойное напряжение в вольтах, то и другое в логарифмическом масштабе. Сплошная линия — теоретическая кривая, пунктирная кривая соответствует экспериментальным данным, средним из наблюдений различных исследователей. При $pd > 200$ экспериментальная и теоретическая кривые совпадают. При меньших значениях pd начинают проявлять себя процессы на катоде; при ещё меньших значениях pd механизм лавинных разрядов играет роль, преобладающую над механизмом стримерного пробоя.

В (99,4) a , p , d и E входят только в виде $\frac{a}{p}$, $\frac{E}{p}$ pd за исключением последнего члена этого выражения. Поэтому, согласно теории стримерного пробоя, при искровом пробое закон Пашена должен соблюдаться, но не строго.

Обратимся ко второму условию, соблюдение которого необходимо для того, чтобы мог образоваться и расти положительный стример. Основываясь на грубом параллелизме, имеющем место в разряде между явлениями ионизации и возбуждения газа, один из авторов излагаемой теории Лёб формулирует это условие так: для образования положительного стримера необходимо наличие в головке лавины концентрации ионов N_i , не меньшей некоторой предельной концентрации N_{i_0} , соответствующей выходу из головки лавины коротковолновых фотонов в числе, достаточном для поддержания роста стримера. При $pd=200$ мм рт. ст. · см, т. е. в той области, где механизм теории стримеров начинает уступать место процессам, лежащим в основе лавинной теории, подсчёт N_i даёт $6,9 \cdot 10^{11}$ ионов в 1 см^3 . При $p=760$ мм рт. ст. и $d=10$ см—область, в которой теория стримеров даёт результаты, согласные с опытом,—тот же подсчёт даёт $8,8 \cdot 10^{11}$ ионов в 1 см^3 . На основании этих данных принимают за предельное значение N_{i_0} число $7 \cdot 10^{11}$ ион/см³ и в первом приближении считают это значение постоянным.

Для сравнительно коротких искровых промежутков при соблюдении первого условия второе условие

$$N_i \geq N_{i_0} = 7 \cdot 10^{11} \text{ ион/см}^3 \quad (99,7)$$

всегда соблюдено. Иное имеет место при более длинных искровых промежутках. Подсчёт показывает, что при равномерном поле, даже при сравнительно малых значениях напряжённости поля E всегда можно подобрать расстояние от катода x достаточно большое для того, чтобы на этом расстоянии условие (99,1) было соблюдено. Однако это вовсе не обозначает, что на расстоянии x будет соблюдено условие (99,7) и в сторону катода от головки лавины начнёт распространяться положительный стример.

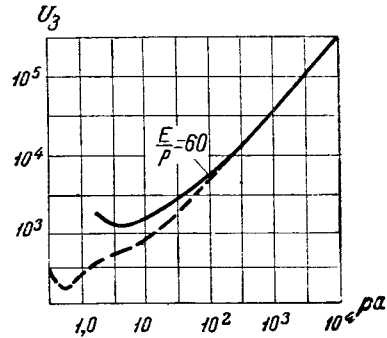


Рис. 147. Сравнение кривой зависимости пробойного напряжения U_3 от произведения pd по теории стримерного пробоя с опытом. Сплошная кривая—теоретическая, пунктирная — экспериментальная.

Пробойная напряжённость поля E_3 в случае длинных искровых промежутков может быть найдена так. Пользуясь соотношением $\alpha = pf \left(\frac{E}{p} \right)$, определим значение напряжённости поля E , приводящее к осуществлению условия пробоя (99,1), как функцию расстояния x от катода. Подсчитаем N_i , соответствующее найденным таким образом парам значений x и E . Выберем такое значение x , при котором $N_i = N_{i0}$. Это значение обозначим через x_0 , соответствующее значение E — через E_{30} . Если $x_0 > d$ — расстояния между электродами, то при $E = E_{30}$ пробоя не может быть, и расчёт приходится повторять для больших значений E , пока не будет получено $x_0 = d$. При $x_0 = d$ положительный стример распространяется через весь зарядный промежуток от анода до катода. В случае $x_0 < d$ положительный стример начинает своё распространение в точке, лежащей между анодом и катодом.

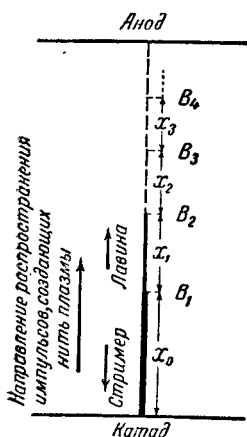


Рис. 148. Схема ступенчатого распространения лавины и стримеров в длинном искровом промежутке.

Когда положительный стример достигает катода, в созданный им канал устремляются с катода электроны, освобождаемые γ -процессами. Эти электроны нейтрализуют положительные объёмные заряды канала и превращают последний в ниточку плазмы с большой электропроводностью. Катод как бы передвигается внутрь разрядного промежутка в точку B_1 (рис. 148). В области разрядного промежутка, лежащей за этой точкой ближе к аноду, идёт рост новой лавины электронов. В некоторой точке B_2 при $x = x_0 + x_1$ напряжённость E_1 снова достигает значения E_{30} и от точки B_2 по направлению к катоду побежит новый положительный стример. Когда этот новый стример вольётся в точку B_1 в русло первого стримера, от точки B_1 до точки B_2 пробежит новый импульс тока и ниточка проводящей плазмы вырастет до точки B_2 . Ступенчатое распространение стримера будет происходить так же и дальше (точки B_3, B_4 и т. д.), пока анод и катод не окажутся соединёнными непрерывной нитью плазмы.

При длинном искровом промежутке первоначальная лавина нередко начинает распространяться не непосредственно от катода, а из какой-либо точки разрядного промежутка между катодом и анодом. После того, как в поле напряжённости E_{30} такая лавина пробежала путь x_0 , первая ступень положительного стримера распространяется от головки лавины до самого катода, как это показывают наблюдения, проведённые при помощи ячейки Керра.

Как показывает опыт, в случае неравномерного поля (остриё—плоскость, два острия, два маленьких шара и т. п.) средняя напряжённость поля при искровом пробое в воздухе, при $p = 760$ мм рт. ст., много меньше пробойной напряжённости поля в случае равномерного поля между плоскими электродами, находящимися на том же расстоянии один от другого. Так, в случае отрицательного электрода малого радиуса кривизны искровой пробой наблюдался при средней напряжённости поля 9000 в/см, а в случае положительного электрода малого радиуса кривизны—при средней напряжённости всего в 5500 в/см.

Так как минимальная напряжённость поля, имеющая место в этих случаях, меньше, чем средняя, то отсюда следует, что в неравномерных полях стримеры могут распространяться через области с ещё более низкой напряжённостью поля. На основании экспериментальных данных оценивают напряжённость поля, минимальную для возможности распространения положительного стримера, в 4400 в/см.

В неравномерном поле стример возникает в области, где напряжённость поля для этого достаточно велика, и затем лишь распространяется по всему искровому промежутку через области с меньшей напряжённостью поля.

Между областями разрядного промежутка, лежащими около конца положительного и отрицательного острия, имеется существенное различие, на основании которого легко объясняется указанная выше разница в минимальной напряжённости поля, необходимой для распространения стримера у положительного и у отрицательного острия, а также различный внешний вид искровых каналов, идущих от положительного и отрицательного электродов.

У положительного острия лавина электронов бежит из области малой напряжённости поля в область большой напряжённости поля, и поэтому нарастание лавины электронов очень эффективно. Электроны тут же уходят на анод, и в пространстве перед остриём остаётся лишь заряд положительных ионов, значительно усиливающий здесь поле и как бы удлиняющий остриё. То же повторяется и дальше при пробеге новых лавин из разрядного промежутка по направлению к уже образовавшемуся каналу—острию. Иная картина имеет место у отрицательного острия. Лавина, распространяющаяся от такого острия, пробегает сперва область большей напряжённости поля, затем меньшей. Поэтому рост лавины гораздо менее интенсивен, чем в случае положительного острия. Положительный заряд около самого острия возрастает. Этот заряд усиливает поле около отрицательного острия, но только на небольшом протяжении между остриём и той областью, где сосредоточен положительный заряд. Дальше заряд положительных ионов ослабляет напряжённость поля. Таким образом

у положительного острия условия для образования и развития искровых каналов много благоприятнее, чем у отрицательного. Отсюда разница во внешнем виде каналов и в минимально необходимой для их образования напряжённости поля, созданного электродами.

Наиболее существенный недостаток теории стримеров—эмпирически установленное условие $N_{i_0} = 7 \cdot 10^{11}$ ионов/см³, не учитывающее реального хода процесса фотоионизации газа в объёме. Поэтому в статьях, опубликованных в 1948 году, Лёб возвращается к основному условию, которому должны удовлетворять последовательные процессы, имеющие место при любом явлении пробоя. *каждый цикл разрядных первичных и вторичных процессов должен привести к появлению в соответствующем месте искрового промежутка такого же числа электронов, как то, которое привело к возникновению первичного процесса этого цикла.*

Условие лавинно-стримерного пробоя будет иметь вид

$$K f e^{ax} = 1. \quad (99,8)$$

Здесь f —отношение числа могущих ионизовать газ фотонов коротковолнового излучения, порождаемых головкой лавины, к числу положительных ионов, образуемых в этой головке одновременно с излучением фотонов, K —вероятность того, что в результате излучения фотонов и поглощения их молекулами газа появится новый свободный электрон в точке, находящейся на таком расстоянии x от головки и расположенной таким образом, что созданная этим электроном новая дочерняя лавина неизбежно вольётся в прежнюю. Равенство (99,8), по сути дела, выражает условие, что стример распространяется как самоподдерживающаяся совокупность процессов. Роль вторичных процессов в этой совокупности играет фотоионизация газа в небольшом активном объёме у головки стримера.

Развивая эту идею далее, Лёб набрасывает новую схему расчёта напряжения стримерного пробоя, учитывающую коэффициент поглощения фотонов газом. Практического значения эта схема пока не имеет вследствие сложности предлагаемых расчётов и неопределённости некоторых исходных данных. В теоретическом отношении эта схема представляет значительный шаг вперёд. Зависимость коэффициента поглощения от давления газа приводит к появлению в формулах нового члена, содержащего давление p не в комбинации с d или E . Это указывает на неизбежность ещё больших отступлений от закона Пашена, чем предсказывала начальная теория стримерного пробоя. Результаты исследований пробойного напряжения между электродами, произведённых при давлениях до 60 атм в воздухе, подтверждают этот вывод, как показывают данные четвёртого столбца таблицы 7 для каждого значения произведения pd . В пятом столбце той же таблицы

помещены значения пробойного напряжения, вычисленные по формулам (99,4) и (99,5).

Таблица 7

pd , мм рт. ст. · см	P , мм рт. ст.	d , см	U_z эксперим., кв	U_z , вычисленное по (99,4) и (99,5), кв
26 250 {	7 000	3,74	830	773,9
	8 550	3,075	813	773,2
	10 100	2,60	785	772,7
15 760 {	3 878	4,064	528	487,3
	5 430	2,896	515	486,6
	6 981	2,261	502	486,0
	8 532	1,849	487	485,6
	10 084	1,565	473	485,2
2 627 {	775,7	3,378	95	94,3
	2 327	1,130	90	93,9
	3 878	0,676	87	93,8
	5 430	0,485	87	93,6
	6 981	0,373	84	93,5
	8 532	0,207	82	93,4
	10 084	0,260	81	93,4

§ 100. Дальнейшие стадии искрового разряда. При большой мощности источника тока искровой разряд переходит в дуговой, и главный канал искры превращается в положительный столб электрической дуги.

Напряжение в цепи перераспределяется, и на разрядный промежуток приходится в конечном итоге лишь несколько десятков вольт, необходимых для поддержания дуги.

Измерение количества энергии, выделяющейся за время импульса в разрядном промежутке, а также непосредственное осциллографирование тока импульса, проведенные советскими физиками И. С. Маршаком и И. С. Абрамсоном, показали, что при отсутствии в цепи самоиндукции, замедляющей нарастание тока, напряжение между электродами при разряде конденсатора через вновь образовавшийся искровой канал падает весьма быстро лишь до значения нескольких сот вольт. Дальнейшее возрастание тока и дальнейшее падение напряжения происходят сравнительно медленно в полном соответствии с таким же медленным возрастанием диаметра искрового канала. Плотность тока остаётся в этой стадии разряда постоянной и соответствует полной ионизации газа в канале.

Эта точка зрения нашла подтверждение в опытах, под руководством С. Л. Мандельштама поставленных Н. М. Гегечкори,

И. С. Абрамсоном и С. И. Драпкиной. В их работе был применён теневой метод Теплера в соединении со стробоскопическим методом вращающегося зеркала. Были точно определены ширина канала и скорость роста его диаметра; обнаружена распространяющаяся от канала ударная звуковая волна. Скорость расширения канала оказалась равной 1—5 км/сек. Оптическое исследование искрового разряда велось параллельно с осциллографированием тока и напряжения.

Возникновение ударной волны показывает, что при распространении по ионизованному каналу стримера обратной волны напряжения, создающей главный канал искры, происходит процесс взрывного типа, приводящий к внезапному скачку давления. При прохождении обратной волны потенциала и в непосредственно следующий за этим промежуток времени (порядка $5 \cdot 10^{-7}$ сек) в каждом продольном сантиметре тонкого канала искры выделяется количество энергии порядка 10^6 — 10^7 эрг.

В результате кратковременного выделения большого количества энергии в тонкой ниточке плазмы, образованной лавинно-стримерными процессами искрового пробоя, в окружающем воздухе возникает цилиндрическая ударная волна, распространяющаяся от поверхности канала радиально со скоростью большей, чем скорость звука. Температура на фронте волны и непосредственно позади него—порядка $10\,000^\circ$ К и больше. Это приводит к интенсивной ионизации газа сверх плотности ионизации, создавшейся при прохождении обратной волны потенциала, завершающей лавинно-стримерные процессы. По мере продвижения ударной волны температура на её фронте понижается и, как показывают результаты оптического исследования по методу Теплера, фронт ударной волны отходит от границы канала. Дальнейшее развитие канала вызывается обусловленным ударной волной движением газа как целого и постоянным выделением энергии тока в канале.

§ 101. Методы исследования и специфические особенности молнии. Основным прибором для изучения последовательных стадий молнии служит упомянутая выше камера Бойса. Один из вариантов такой камеры имеет два вращающихся по кругу объектива, дающих изображения молнии на одной и той же неподвижной плёнке. Подлежащие расшифровке бойсограммы имеют вид, изображённый на рис. 149.

Для получения более полной картины процессов молнии одновременно делают три снимка неподвижной камерой, камерой Бойса с одним медленно вращающимся объективом и камерой Бойса с двумя быстро вращающимися объективами.

Характерная бойсограмма, на которой отчётливо видны последовательно стадии молнии, приведена на рис. 150 в виде увеличенного негативного изображения. На рис. 151 приведена расшифровка этой бойсограммы. Ценный материал дали исследования гро-

зовых разрядов, произведённые в Южной Африке, и работы советских учёных С. И. Стекольников и А. С. Али-Заде, проведённые в Азербайджане.

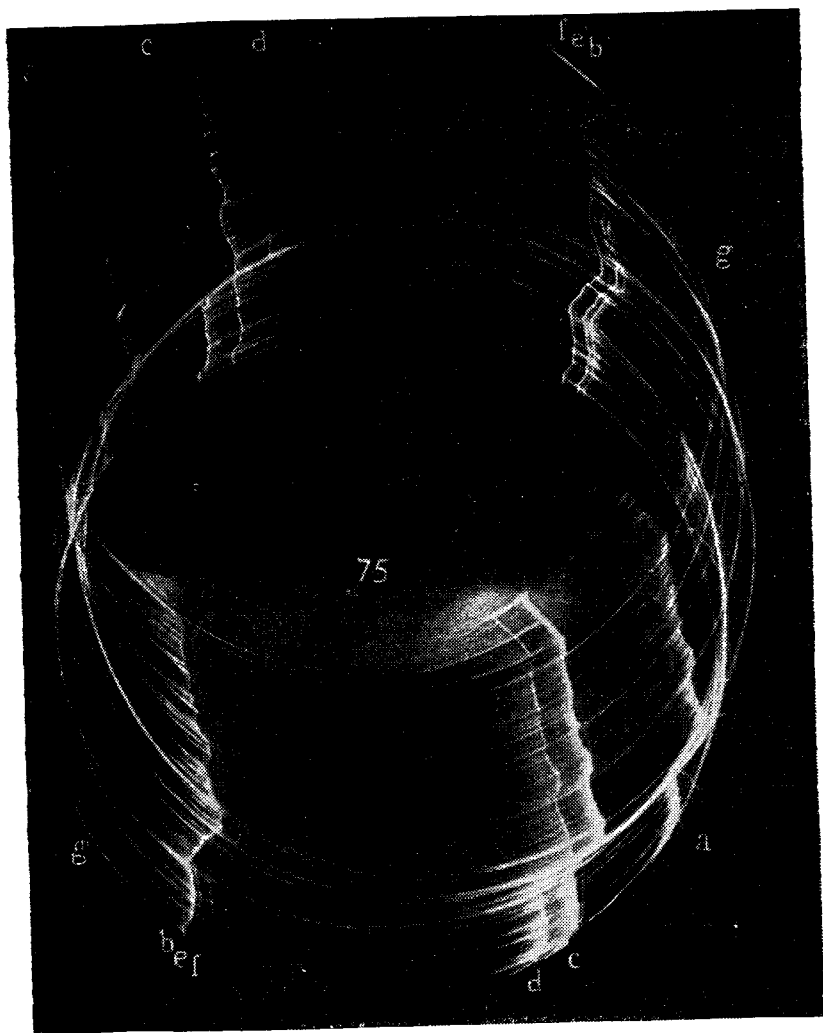


Рис. 149. Изображение последовательных стадий и последовательных импульсов молнии, полученных при помощи камеры Бойса с двумя быстро вращающимися объективами.

Второй метод исследования грозового разряда—это применение осциллографа. Осциллограф может быть приключён к цепи

молниеприёмника и в таком случае непосредственно регистрирует протекание импульса тока молнии. Или же осциллограф соединяется с антенной и регистрирует те искажения электрического поля земной атмосферы, которые сопровождают грозовой разряд.



Рис. 150. Характерная бойсограмма, показывающая распространение ступенчатого лидера—слабые полоски в правой стороне рисунка. Широкая чёрная полоса соответствует главному каналу молнии. Стрелка показывает направление движения объектива. Результаты детального анализа оригинального снимка показаны на рис. 151. Буквы на рис. 150 и 151 устанавливают соответствие точек на обоих рисунках.

и поверхностью земли. При этом в большинстве случаев облака оказываются заряженными отрицательно по отношению к земле.

Наблюдалось довольно большое число единичных ударов молнии, но чаще удары отрицательной молнии являются кратными и состоят из быстро следующих друг за другом импульсов. Бойсограммы и осциллограммы обнаруживают при каждом импульсе

В этом случае показания осциллографа требуют специальной расшифровки в зависимости от расстояния от молнии до антенны и от направления самого разряда. Особенно ценны те осциллограммы, которые удаётся получить одновременно с бойсограммами одного и того же удара молнии.

Менее совершенными, но зато более легко используемыми в широких масштабах являются *кливонографический метод*—образование фигур на поверхности изолятора при скользящем искровом разряде, вызванном в кливнографе импульсом молнии, и метод ферромагнитных регистраторов. Этот метод основан на остаточном намагничении стального стержня в магнитном поле тока молнии, протекающего в молниеприёмнике, или по столбу линии электропередачи, в который случайно ударяет молния. При помощи этих методов возможно статистическое исследование большого числа ударов молнии.

Выявлены следующие основные черты грозовых разрядов. Все грозовые разряды разделяются на два класса: разряды, происходящие между облаками—разветвлённый канал молнии теряет в атмосфере и не достигает земли,—и разряды между облаками

наличие так называемого *главного канала молнии* и обязательно предшествующих образованию этого главного канала *лидеров*—каналов гораздо менее ярких и часто с трудом улавливаемых на фотоплёнке. Подобно стримеру в лабораторной искре лидер как бы пробивает в воздухе путь для разряда и соединяет область

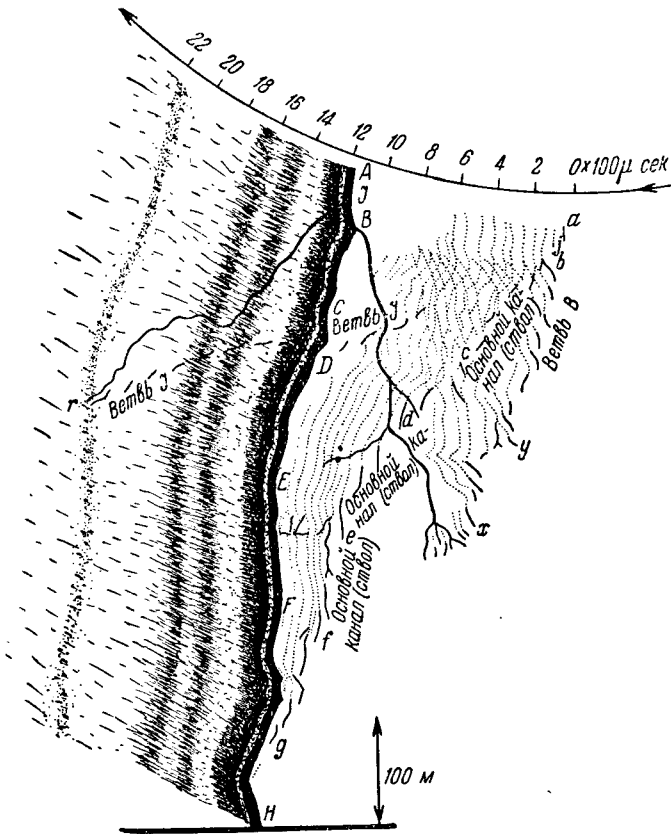


Рис. 151. Расшифровка бойсограммы рис. 149. *АН*—главный канал молнии, *Вх* и *Гг*—боковые ветви, не достигшие земли.

скопления отрицательных зарядов в облаке с землёй каналом ионизованного газа. Механизм образования и распространения лидера несколько сложнее, чем механизм простого стримера. В момент удара о землю головки лидера положительные заряды, навёрнутые облаком на поверхности земли, устремляются в созданный лидером канал и нейтрализуют отрицательные заряды в канале и во всех его ответвлениях. Таким образом создаётся быстро расту-

щий по направлению от земли к облаку главный канал с большой электропроводностью. Яркость свечения главного канала много больше, чем яркость всех других стадий молнии. После этого разность потенциалов между облаком и землёй быстро убывает и становится недостаточной для поддержания сильных токов главного импульса молнии. Через некоторое время благодаря притоку отрицательных зарядов из отдалённых областей облака прежнее положение восстанавливается и от облака начинает распространяться новый лидер, приводящий после достижения им земли к новому главному импульсу. Канал предыдущего импульса при этом не успевает полностью деионизоваться и новый лидер бежит по пути старого канала, повторяя его изгибы и разветвления.

Количество протекающего в молнии электрического заряда колеблется от долей кулона до полутораста кулонов и более. Максимальная сила тока импульса молнии лежит в пределах от долей ампера до сотен (200—300) ампер. Наблюденные диаметры главного канала молнии лежат в пределах 10—25 см.

Внимательное изучение бойсограмм, а также сопоставление их с осциллограммами привели к следующей картине лидерных процессов. Лидеры молнии бывают двух типов. В то время как лидер повторного импульса распространяется равномерно со скоростью от $5 \cdot 10^7$ до $1,8 \cdot 10^9$ см/сек, лидер первого импульса в большинстве случаев растёт скачкообразно. После того, как головка первоначального лидера пробежала по направлению к земле путь около 5 м, в росте лидера наблюдается пауза. Дальнейший рост возобновляется лишь через 50 мксек. Лидер снова проходит путь около 5 м и снова останавливается в своём развитии. Такие лидеры называют *ступенчатыми*. Непрерывно продвигающиеся вперёд лидеры носят название *стрельчатых*. Их изображение на бойсограмме напоминает собой стрелу с расширенным кончиком. Чем больше пауза между отдельными импульсами тока, тем больше вероятность образования в лидере ступеней. Ступенчатый лидер характерен как форма пробоя лишь слабо ионизованного воздуха, тогда как стрельчатый лидер характерен для пробоя, происходящего по старому каналу, ещё сохранившему заметные следы ионизации от предыдущего импульса молнии. Согласно наблюдениям Али-Заде в Азербайджане лидер первого импульса молнии не является непременно ступенчатым, а в двух случаях из пяти представляет собой стрельчатый лидер.

При приближении головки лидера импульса молнии к земле наблюдается образование встречных светящихся каналов. Эти каналы растут от высоких зданий, громоотводов и т. д. по направлению к приближающемуся лидеру, сливаются с ним и замыкают разрядный промежуток между облаком и землёй. Свечение главного канала распространяется с очень большой скоростью, 10^9 — 10^{10} см/сек, от земли к облаку по пробитому лидером каналу.

Свечение наиболее ярко у земли. Достигнув какой-либо точки разветвления канала молнии, оно распространяется по ответвлению, как бы разливаясь по всем деталям последнего. По основному каналу молнии свечение главного импульса распространяется с яркостью, уменьшающейся скачкообразно после прохождения каждой точки разветвления.

На рис. 152 приведено схематическое сопоставление бойсограммы и осциллограммы. На последней по оси ординат отложена на-

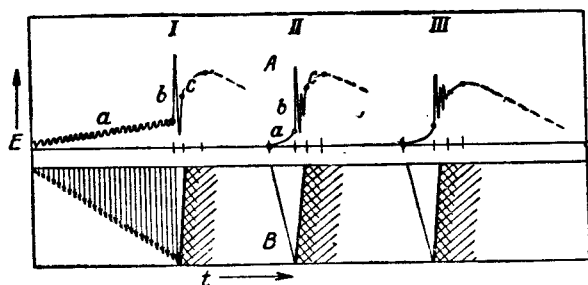


Рис. 152. Сопоставление осциллограммы *A* и бойсограммы *B* удара молнии (схематически). *a* соответствует лидерному процессу, промежуток времени *b*—быстрому распространению главного канала молнии, *c*—постепенно ослабевающему разряду через главный канал (заштрихованная часть схематической бойсограммы *B*). *I*, *II* и *III*—три последовательных импульса одного и того же удара молнии. Лидер первого импульса ступенчатый, второго и третьего—стрельчатый.

пряжённость поля около улавливающей импульс антенны. Ступенчатый характер первого лидера нашёл ясное отражение в колебательном режиме соответствующей ветви осциллограммы.

В разрядах между облаками отсутствует стадия главного канала и лишь иногда удаётся подметить несколько более яркое свечение, распространяющееся в обратную сторону на некоторое расстояние от затерявшегося в облаках конца молнии.

В ступенчатом лидере импульса молнии мы имеем дело с двумя скоростями. Скорость распространения каждой ступеньки лидера того же порядка, что и скорость распространения стрельчатого лидера, пробивающего себе путь вдоль по старому, «потухшему» каналу предшествующего импульса молнии. Вторая скорость—скорость распространения ступенчатого лидера в целом, включая паузы, неизменна в течение всего процесса и представляет собой скорость движения электрона в воздухе при минимальной напряжённости поля, достаточной для ионизации при неупругих соударениях электронов с частицами воздуха.

Наличие этих двух скоростей привело к заключению, что в ступенчатом лидере мы имеем дело с двумя процессами: а) процессом распространения лидера в подготовленном канале ионизованного воздуха, тождественным с процессом распространения стрельчатого лидера, и б) процессом образования ионизованного канала, названным *пилотирующим стримером*. Свечение пилотирующего стримера слишком слабо для того, чтобы этот стример мог быть запечатлён на бойсограмме. Пилотирующий стример представляет собой не что иное, как обычное в длинной искре распространение лавины электронов, сопровождаемое периодическим обратным распространением по каналу лавины положительного стримера. Стрельчатый лидер и каждое продвижение вперёд ступенчатого лидера представляют собой процесс, аналогичный отрицательному стримеру.

В случае ступенчатого лидера рост отрицательного лидера прекращается, как только этот лидер добежит до головки лавины, пробивающей в воздухе первоначальный слабо ионизованный канал. То обстоятельство, что ступенчатый лидер, достигнув головки лавины пилотирующего стримера, не распространяется дальше в течение промежутка времени 50—90 *мксек*, показывает, что в течение этого времени выжидания перед головкой ступенчатого лидера нет налицо необходимой напряжённости поля.

Что касается относительно редких случаев положительной молнии, то фактического материала о ней собрано сравнительно мало. Лидер положительной молнии следует рассматривать как положительный стример, соответствующий в лабораторной практике каналу искрового разряда, распространяющемуся от положительного острия. После достижения этим каналом земли имеет место главный импульс молнии.

§ 102. **Шаровая молния.** В нарисованную выше картину не укладывается своеобразное редко наблюдаемое явление *шаровой молнии*. Фотографический снимок этого явления показан на рис. 153.

Шаровые молнии представляют собой более или менее ярко светящиеся образования, сравнительно медленно передвигающиеся в атмосфере и существующие от долей секунды до нескольких минут; форма этих образований по большей части напоминает шар. Наблюдали их движение из облаков к земле, а также появление около земли после удара обычной молнии. Шаровые молнии либо плывут в воздухе, либо оседают на различных предметах. Исчезают они внезапно путём взрыва, сопровождаемого большим или меньшим шумом. Причиняемые ими разрушения могут быть значительными. По оценке очевидцев диаметры шаровых молний лежат в пределах от десятка сантиметров до двух с лишним десятков метров. Попытки получить подобие шаровых молний

лабораторным путём при мощных разрядах не привели к осязательным результатам.

Гипотез о природе шаровых молний было высказано много, но твёрдого обоснования ни под одну из этих гипотез не подведено. Высказаны предположения, считающие шаровые молнии особым состоянием вещества с характерным строением последнего из электронов и других элементарных частиц. Укажем также на другую более простую точку зрения, выдвинутую академиком Я. И. Френкелем, по которой шаровую молнию можно рассматривать как пузырь, образованный химически активными веществами, возникающими в атмосфере под влиянием грозового разряда и образующими заряженные капельки на пылинках.

В некоторых случаях зарегистрированы так называемые «чётчные молнии». В чётчной молнии виден не непрерывно распространяющийся светящийся канал, а последовательность большого числа как бы нанизанных на нить светящихся круглых пятнышек.

Удары молнии вызывают в атмосфере электромагнитные импульсы, распространяющиеся иногда на очень большие расстояния (6000—7000 км). Эти импульсы мешают работе радиостанций и называются *атмосфериками*, или *атмосферными помехами*. Наблюдение над атмосферными помехами ведётся систематически при помощи антенн, соединённых с осциллографами. Первым по времени прибором для регистрации атмосфериков был «грозоотметчик» основоположника радио Александра Степановича Попова, установленный им на метеорологической станции Лесного института в Петербурге в 1896 году. Статистика показывает, что число атмосфериков по всему земному шару больше, чем число молний. Атмосферики наблюдаются во время дождя без грозовых разрядов, а также во время снежной пурги и обычно сопровождаются наличием высокой напряжённости электрического поля в атмосфере.

§ 103. Искровые разрядники и тригитроны. Массовый излучатель коротких электромагнитных волн Глаголевой-Аркадьевой. Искровой разряд имеет место в разрядниках, рассчитанных на высокое напряжение. Эти разрядники применяются в импульсных схемах. Пример такой схемы показан на рис. 154.



Рис. 153. Фотография шаровой молнии.

Для того чтобы иметь возможность удобно управлять моментом начала импульса, разрядник снабжается третьим электродом, служащим для поджигания разряда. Такие разрядники называются *тригитронами*. Поджигающий электрод тригитрона находится на близком расстоянии от катода. Поэтому для возникновения разряда между катодом и поджигающим электродом требуется значительно меньшее напряжение $U_{\text{подж}}$, чем напряжение U_3 зажигания разряда между катодом и основным анодом.

Разница потенциалов между катодом и анодом устанавливается немного ниже,

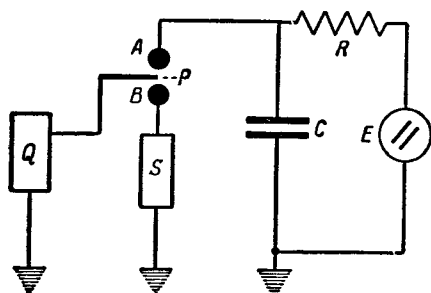


Рис. 154. Импульсная схема с разрядником. E —источник тока, заряжающий конденсатор C ; R —сопротивление в цепи зарядки конденсатора; A и B —основные электроды разрядника; Q —устройство, подающее напряжение на поджигающий электрод P ; S —электрическая схема, в которой используется импульс тока.

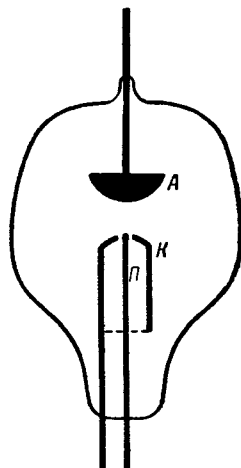


Рис. 155. Схема тригитрона. A —анод, K —катод, Π —поджигающий электрод.

чем U_3 . Начало импульса в основной разрядной цепи вызывается подачей в нужный момент напряжения $U_{\text{подж}}$ на поджигающий электрод. Нередко поджигающий электрод устраивается в виде штифта, помещённого внутри цилиндрической полости, просверлённой в катоде, как показано на рис. 155. Возникновение разряда между K и Π влечёт за собой появление искрового пробоя между K и A . Форма и длительность импульса обуславливаются параметрами основной разрядной цепи.

На возникновении электрических колебаний при искровом разряде основан массовый излучатель сверхкоротких электромагнитных волн А. А. Глаголевой-Аркадьевой.

В этом приборе искровой разряд происходит между отдельными зёрнами металлических опилок, взвешенных в вязкой среде. Опилки поддерживаются во взвешенном состоянии механическим при-

способлением, приводящим всю среду в постоянное движение. К совокупности опилок прикладывается высокое напряжение. Длина волны колебаний, возникающих при разряде между зёрнами опилок, зависит от размера этих зёрен. Поэтому длина генерируемых электромагнитных волн очень мала и доходит от нескольких сантиметров до малых долей миллиметра.

Массовый излучатель одновременно излучает целый спектр колебаний, из которого при помощи решёток из параллельных проволок могут быть выделены отдельные его участки. При помощи массового излучателя Глаголевой-Аркадьевой было впервые открыто в 1921 г. белое пятно в спектре электромагнитных волн между наиболее длинными инфракрасными световыми волнами и наиболее короткими электрическими волнами, полученными в 1895 году П. Н. Лебедевым.

§ 104. Условия возникновения и общая картина коронного разряда. *Коронный разряд* возникает при сравнительно больших давлениях во всех тех случаях, когда поле в разрядном промежутке очень неравномерно из-за малого радиуса кривизны поверхности одного или обоих электродов. Ионизация, а также свечение газа происходят лишь в тонком слое около электрода с малым радиусом кривизны. Этот слой называют *коронирующим слоем*. Вне коронирующего слоя ионизации неупругими соударениями первого рода не происходит. Эту область называют *внешней областью коронного разряда*.

Если коронирует только один из электродов, во внешней области разряда налицо заряженные частицы одного только знака, а именно знака коронирующего электрода; ток в этом случае является униполярным. Коронный разряд не нуждается для своего поддержания в действии какого-либо внешнего ионизатора и является разрядом самостоятельным. От остальных видов самостоятельного разряда коронный разряд, однако, существенно отличается тем, что сила тока в нём обусловлена не сопротивлением внешней цепи, а ограниченной проводимостью внешней области разряда. Здесь налицо униполярный пространственный заряд, препятствующий прохождению заряженных частиц. На внешнюю область ложится значительная доля падения потенциала в разрядном промежутке.

При постепенном увеличении разности потенциалов между электродами, начиная от нуля, сначала имеет место несамостоятельный тихий разряд с очень слабым током, зависящим от остаточной ионизации, затем при определённом *«начальном напряжении»* короны появляется коронный разряд. При дальнейшем увеличении разности потенциалов между электродами сила тока растёт, размеры светящегося слоя короны и его яркость увеличиваются. Наконец, при определённой разности потенциалов, иногда много большей, чем начальное напряжение, коронный разряд переходит

в искровой разряд—происходит искровой пробой. С точки зрения теории развития самостоятельного лавинного разряда при начальном напряжении короны ионизационное нарастание

$$\mu = \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right),$$

как при начале всякого перехода из несамостоятельного разряда в самостоятельный, должно быть равно единице. Под d в данном случае надо понимать отсчитанную вдоль силовой линии поля ширину того слоя, в котором напряжённость поля достаточно велика для ионизации соударениями первого рода. Как и при всяком пробое газового промежутка, μ вследствие искажения поля пространственными зарядами быстро пробегает на диаграмме рис. 98 кривую с более или менее высоким максимумом.

Однако искажение поля пространственными зарядами происходит не только в области коронирующего слоя, где развивается самостоятельный разряд, но и во внешней области. Это искажение происходит в сторону увеличения напряжённости поля во внешней области разряда. По мере развития пробоя при постоянной разности потенциалов U_3 на коронирующий слой приходится всё меньшая и меньшая доля общего напряжения U_3 , приложенного к разрядному промежутку. Вследствие этого режим разряда становится устойчивым при силе тока во много раз меньшей, чем в случае пробоя в равномерном поле, приводящего к возникновению тлеющего разряда.

При увеличении разности потенциалов между электродами сверх начального напряжения короны разряд получает возможность развиваться; область коронирующего слоя расширяется и сила разрядного тока увеличивается, пока одновременный рост напряжённости поля во внешней области вновь не сбалансирует увеличение напряжения между электродами. При том напряжении, наложенном на разрядный промежуток, при котором область ионизации—коронирующий слой—доходит до противоположного электрода (если он не коронирует) или до коронирующего слоя у второго электрода, исчезает специфическая для коронного разряда причина, ограничивающая возрастание μ . Ионизационное нарастание вследствие какого-либо толчка, вызванного случайной флюктуацией тока, вновь начинает увеличиваться и пробегает такую же кривую с высоким максимумом, как и в случае разряда между плоскими электродами. В результате имеет место переход разряда в дуговой или искровой. Таким образом, *при коронном разряде происходит неполный пробой газового разрядного промежутка, завершающийся при последующем искровом пробое.*

Коронный разряд может возникнуть только тогда, когда отношение расстояния между электродами к радиусу кривизны поверх-

ности коронирующего электрода больше определённой величины для каждой данной геометрической конфигурации разрядного промежутка, а также данной плотности и природы газа. При меньшем значении этого отношения непосредственно возникает искровой разряд или, в зависимости от условий опыта, дуговой или тлеющий разряд. К описанному в этом параграфе типу разряда относятся все разряды с остриём, с острых краёв электродов, с шариков малого радиуса и т. д. В области применений коронного разряда часто приходится иметь дело с коронирующими электродами в виде цилиндрических проводов. В этом случае получаются наиболее простые количественные закономерности, особенно когда второй электрод представляет собой цилиндр, соосный с коронирующим проводом. Последний случай мы будем иметь в дальнейшем в виду, если не будет сделано соответствующих оговорок.

При высоковольтной передаче электрической энергии, а также в отдельных частях высоковольтных машин корона является вредным явлением, так как ведёт к потере мощности из-за возникновения коронных токов. Применение в качестве полезного фактора коронный разряд находит в электрофильтрах и электросепараторах.

В настоящее время к коронному разряду Н. А. Капцезым применена теория лавинных разрядов. Однако полностью уложить все явления коронного разряда в рамки этой теории вельзя. В целом ряде деталей коронный разряд не представляет собой такого однородного в пространстве и постоянного во времени явления, каким рисует разряд лавинная теория. Прежде всего в рамки лавинной теории не может уложиться переход коронного разряда в искровой, поскольку в рамки этой теории не укладывается сам искровой разряд. Но и помимо этого в коронном разряде наблюдается ряд прерывистых явлений, связанных с образованием и распространением стримеров.

Опыт показал, что начальная напряжённость поля короны $E_{\text{к}}$ зависит от радиуса провода и от давления газа. Широкое распространение получила для начала коронного разряда в воздухе следующая довольно хорошо оправдывающаяся на опыте эмпирическая формула для $E_{\text{к}}$:

$$E_{\text{к}} = 31,0\delta \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta r_0}} \right) \text{ кВ/см}, \quad (104,1)$$

носящая название *формулы Пика*.

Здесь r_0 — радиус коронирующего провода, δ — плотность воздуха, отнесённая к плотности при нормальных условиях, как к единице. Формула Пика выведена из опытов с коронным разрядом между коаксиальными цилиндрами. Этой формулой широко пользуются и в других случаях, например в случае коронного разряда между цилиндрическим проводом и параллельной ему плоскостью.

В этом последнем случае переход от начальной напряжённости E_K к начальному напряжению U_K делают по формуле

$$U_K = E_K r_0 \ln \frac{2h}{r_0}, \quad (104,2)$$

где h —расстояние между проводом и плоскостью. Формула (104,2) вытекает из решения соответствующей электростатической задачи (при $2h \gg r_0$).

С точки зрения лавинной теории E_K должно удовлетворять условию перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный:

$$\gamma \int_{\alpha}^{r_i} e^{\alpha r} dr - 1 = 1, \quad (104,3)$$

где $\alpha = f(r)$, а r_i —то расстояние от оси провода, на котором $\alpha = 0$.

Из условия (104,3) формула Пика не может быть выведена ни точно, ни приближённо. Однако подсчёт E_K из (104,3) на основе эмпирических данных для зависимости α от E/p даёт в широком интервале значений r_0 хорошее совпадение с данными, полученными по формуле Пика (104,1).

§ 105. Распределение поля и вольтамперная характеристика коронного разряда. Чтобы судить о толщине коронирующего слоя и о величине приходящегося на этот слой напряжения, необходимо решить задачу о распределении напряжённости поля в коронирующем слое. Решение этой задачи, проведённое в рамках теории лавинных разрядов, показывает, что распределение потенциала в коронирующем слое, обволакиваемом тонкий цилиндрический провод, очень близко к распределению поля в цилиндрическом конденсаторе:

$$E = \frac{E_0 r_0}{r}, \quad (105,1)$$

где r_0 —радиус внутреннего цилиндра, E_0 —напряжённость поля у поверхности внутреннего цилиндра. Напряжённость поля E_0 оказывается при этом близкой к напряжённости поля при разности потенциалов между электродами, равной начальному напряжению короны, и при отсутствии пространственных зарядов.

Наличие пространственных зарядов в коронирующем слое несколько искажает кривую $E = f(r)$ по сравнению с формулой (105,1). В качестве иллюстрации на рис. 156 приведено распределение поля, подсчитанное автором этой книги для одного частного случая отрицательного коронного разряда.

Чёрные малые кружки (кривая I) дают распределение поля в цилиндрическом конденсаторе соответствующих размеров при отсутствии тока и $U_a = U_K$. Белые кружки (кривая III) дают рас-

пределение поля при токе 2,42 *ма/м* (в миллиамперах с каждого продольного метра провода). Из этих кривых видно, что при плотности коронного тока, с которой обычно приходится иметь дело

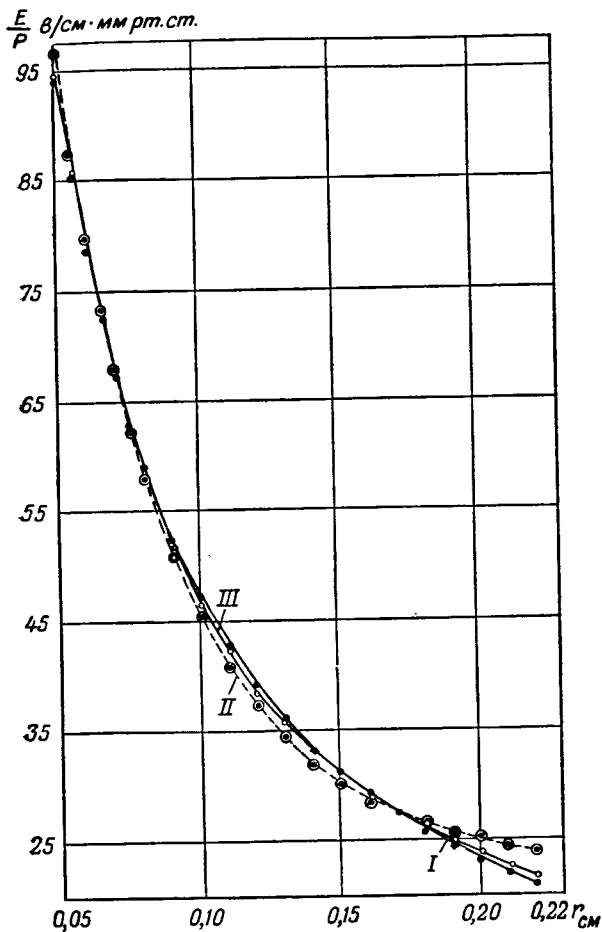


Рис. 156. Распределение напряжённости поля в коронирующем слое коронного разряда между цилиндрическим проводом радиуса $r_0 = 0,05$ см и соосным ему цилиндром радиуса $R = 7,4$ см при давлении воздуха $p = 736,3$ мм рт. ст., r — расстояние от тонкого провода.

на практике, поле внутри коронирующего слоя очень мало отличается от поля цилиндрического конденсатора для $U_a = U_k$. Точки, обозначенные на рис. 156 большими кружками (кривая II), подсчитаны для силы тока, в десять раз большей. Такая большая

сила тока выбрана для расчёта с целью получить более рельефные результаты. В действительности уже при напряжении, значительно меньшем, чем необходимо для осуществления такой силы тока, должен произойти искровой пробой.

В случае положительной короны электронные лавины развиваются от внешней границы коронирующего слоя к коронирующему электроду. Элементарным процессом, благодаря которому на границе коронирующего слоя возникают свободные электроны, создающие лавины в коронирующем слое, является объёмная ионизация газа световыми квантами, генерируемыми в коронирующем слое. Ход распределения напряжённости поля в коронирующем слое в общих чертах такой же, как и в случае отрицательной короны. Однако при приближении к границе коронирующего слоя кривая распределения напряжённости поля идёт гораздо более полого. Поэтому толщина коронирующего слоя у положительно заряженного электрода всегда больше, чем у отрицательного.

Так как сила тока коронного разряда определяется прохождением тока через внешнюю область короны, то для нахождения вольтамперной характеристики надо решить уравнение Пуассона для внешней области короны, выразив плотность пространственного заряда через силу тока и подвижность ионов. В случае двух концентрических цилиндров эта задача может быть легко решена до конца.

Будем пренебрегать толщиной коронирующего слоя. Определяя плотность пространственного заряда ρ из соотношения

$$I = 2\pi r \rho K E, \quad (105,2)$$

где I —сила тока с единицы длины коронирующего провода, и вставляя в уравнение Пуассона

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{dE}{dr} \right) = -4\pi\rho, \quad (105,3)$$

имеем:

$$E r d(Er) = \frac{2I}{K} r dr. \quad (105,4)$$

Интегрируя от $r = r_0$, $E = E_0$ до r и решая относительно E , находим:

$$-\frac{dV}{dr} = E = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2I}{K} (r^2 - r_0^2) + r_0^2 E_0^2}. \quad (105,5)$$

Умножив почленно на dr и интегрируя вторично от r_0 до R , где R —радиус внешнего цилиндра, и полагая $V = 0$ при $r = r_0$,

находим:

$$U = \int_{r_0}^R E dr = E_0 r_0 \left\{ \sqrt{\frac{E_g^2 (R^2 - r_0^2)}{E_0^2 r_0^2} + 1} - 1 + \frac{\sqrt{E_0^2 - E_g^2}}{2E_0} \times \right. \\ \left. \times \ln \frac{\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_0^2) + E_0^2 r_0^2} - r_0 \sqrt{E_0^2 - E_g^2} (E_0 + \sqrt{E_0^2 - E_g^2})}{\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_0^2) + E_0^2 r_0^2} + r_0 \sqrt{E_0^2 - E_g^2} (E_0 - \sqrt{E_0^2 - E_g^2})} \right\}, \quad (105,6)$$

где

$$E_g^2 = \frac{2I}{K}. \quad (105,7)$$

Распределение напряжённости поля, соответствующее формуле (105,5) при различных силах тока, дано на рис. 157 для случая:

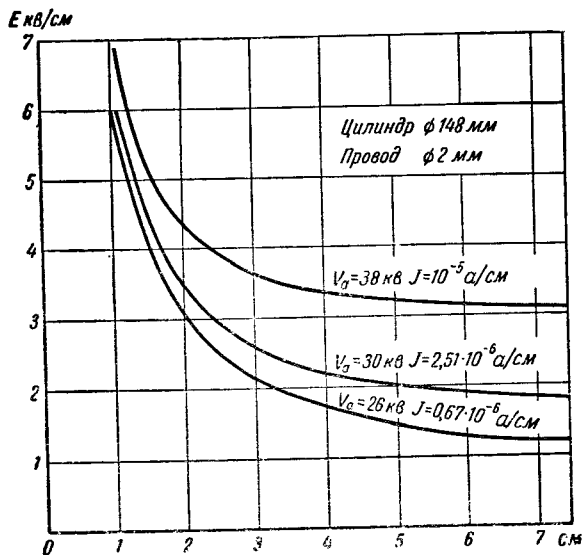


Рис. 157. Распределение напряжённости поля во внешней области коронного разряда при различных силах тока с продольного сантиметра коронирующего провода. На оси абсцисс отложено расстояние от коронирующего электрода.

радиус внешнего цилиндра $R=7,4$ см, а радиус коронирующего провода $r_0=0,1$ см. По мере увеличения силы тока I правая часть кривой поднимается всё выше и выше, а наклон её становится всё меньше и меньше. При $\frac{2I}{K} = E_0^2$ напряжённость E постоянна во всей внешней области короны и правая часть кривой рис. 157 превращается в горизонтальную прямую.

Приведённый выше вывод формул (105,5) и (105,6) основан на предположениях: на границе чехла короны $E = E_n$ и радиус этого чехла очень близок к радиусу провода.

На границе коронирующего слоя при $r = r_i$ и $V = V_i$ значение E должно равняться той напряжённости поля E_i , при которой в данных условиях (плотность и природа газа) начинается ионизация столкновениями первого рода и коэффициент объёмной ионизации α перестаёт быть нулём. Распределение напряжённости поля E во внешней области короны, строго говоря, должно выражаться формулой

$$E = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2I}{K} (r^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2}. \quad (105,8)$$

Формула (105,6) слишком громоздка. Потому вместо неё на практике пользуются приближённой формулой, носящей название формулы Таунсенда:

$$I = \frac{2K(U - U_n)U}{R^2 \ln R/r_0}. \quad (105,9)$$

В эту формулу приходится вставлять значения подвижности K , близкие к табличным, но всё же несколько от них отличающиеся и подбираемые эмпирически. Для некоторых других конфигураций электродов также выведены приближённые формулы, аналогичные формуле (105,9). Так, для случая: цилиндрический провод радиуса r_0 и параллельная ему плоскость на расстоянии H от оси провода, имеем:

$$I = \frac{0,78K(U - U_n)U}{H^2 \ln 2H/r_0}. \quad (105,10)$$

Распределение потенциала во внешней области коронного разряда при цилиндрической форме электродов может быть определено экспериментально путём снятия вольтамперной характеристики зонда, помещённого в области униполярного тока. В этом случае зонд должен представлять собой цилиндрический провод радиуса r_z , параллельный электродам (зонд Сато). Диаметр провода-зонда должен быть достаточно мал, чтобы потенциал в газе можно было считать постоянным в объёме, равном объёму зонда. Этот диаметр не должен быть и слишком мал, чтобы зонд не коронировал.

Около зонда существует поле, близкое к полю цилиндрического конденсатора; абсолютная величина напряжённости этого поля в каждой точке пропорциональна разности между потенциалом зонда и потенциалом газа при отсутствии зонда. Ионы двигаются из газа по направлению к зонду, и в цепи последнего возникает ток. Вследствие отсасывания ионов зондом концентрация их около зонда уменьшается. Поэтому при установившемся режиме зондового тока движение электронов к зонду совершается не только

под действием добавочного электрического поля, созданного зондом, но и вследствие диффузии. Обозначая через Q заряд на единице длины зонда, через D —коэффициент диффузии ионов, через K —их подвижность, мы можем написать для напряжённости поля у поверхности зонда $E = \frac{2Q}{r_a}$ и для тока на единицу длины зонда:

$$I_a = 2\pi r_a \left(eD \frac{dn}{dr} + \frac{2Q}{r_a} eKn \right), \quad (105,11)$$

где n —концентрация ионов. При большой разности потенциалов U_a между газом и зондом можно пренебречь первым членом правой части выражения (105,11) по сравнению со вторым. Вольтамперная характеристика зонда AB (рис. 158) превращается на этом участке в прямую линию BC . Точка пересечения O продолжения прямолинейной части характеристики с осью абсцисс соответствует потенциалу пространства в месте расположения зонда.

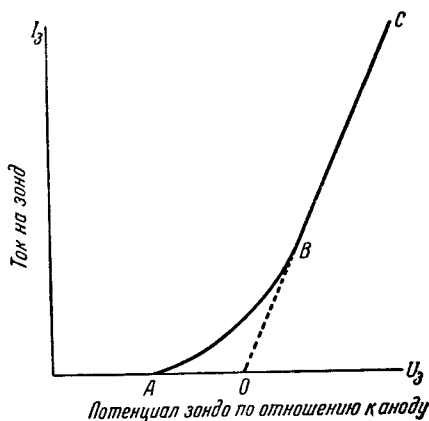


Рис. 158. Вольтамперная характеристика зонда Сато во внешней области коронного разряда.

§ 106. Двуполярный коронный разряд. В том случае, когда радиусы кривизны поверхности не одного только, но обоих электродов разрядного промежутка достаточно малы, а наложенное на электроды напряжение достаточно велико, около каждого из этих электродов возникает коронирующий слой. Всю остальную часть разрядного промежутка заполняет тёмная область, для которой мы сохраним название внешней области коронного разряда.

Различие между внешней областью разряда в данном случае и той же областью в случае одного только коронирующего электрода заключается в том, что теперь в этой области ток уже не униполярный, а складывается из тока положительных и тока отрицательных ионов:

$$I = I_p + I_n. \quad (106,1)$$

Случай двух параллельных коронирующих проводов имеет на практике место в высоковольтных линиях передачи электроэнергии. Пик установил для этого случая эмпирически формулу для начальной напряжённости поля:

$$E_k = 29,8\delta \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{\delta r_0}} \right). \quad (106,2)$$

Сличение этой формулы, представляющей собой обобщение обширного экспериментального материала, с формулой (104,1) для случая провод—цилиндр показывает, что в случае двух коронирующих

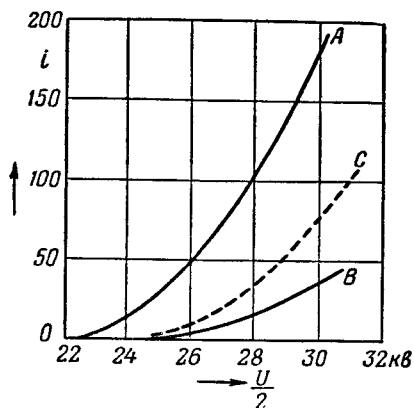


Рис. 159. Экспериментальные вольт-амперные характеристики коронного разряда: 1) в случае двух параллельных коронирующих проводов при расстоянии между их осями, равном $2H$, — кривая A; 2) в случае провода того же диаметра и плоскости на расстоянии H от провода — кривая B. Пунктирная кривая C, все ординаты которой в два раза больше ординат кривой B, приведена для сравнения.

проводами значительно больше, и начальное напряжение короны значительно меньше, как это иллюстрируют кривые рис. 159. Элементарное объяснение такого поведения U_k и I при двух коронирующих проводах: ионы противоположного знака проникают через внешнюю область разряда к каждому из коронирующих проводов и значительно уменьшают пространственный заряд, ограничивающий ток.

§ 107. Прерывистые явления в коронном разряде. Уже непосредственное беглое наблюдение коронного разряда на цилиндрическом проводе обнаруживает ряд прерывистых явлений: звуковой эффект (шипение), образование ярких светящихся точек на отрицательном проводе, появление отдельных дискретных тонких светящихся полосок в положительном коронирующем слое. Поскольку некоторые из этих явлений можно устранить или ослабить тщательной очисткой и полировкой провода, прерывистые явления в короне можно было бы считать случайными. Однако этого не позволяют сделать детальные исследования разряда между положительным или отрицательным остриём и плоскостью, произведённые путём параллельного изучения характеристик различных стадий разряда и осциллограмм импульсов, наблюдаемых в коронном токе, при одновременном изучении строения разряда при помощи телемикроскопа.

Эти исследования показали, что пульсации коронного тока сопровождаются образованием видимых глазом стримеров. Прерывистые явления проявляются наиболее отчётливо в начальных стадиях короны при переходе несамостоятельного разряда в самостоятельный. По мере увеличения тока отдельные импульсы сглаживаются. При приближении к напряжению искрового перекрытия в коронирующем слое вновь появляются стримеры, забегающие во внешнюю область короны и приводящие в конце концов к образованию искровых каналов.

Прерывистые импульсы тока в случае отрицательной короны (остриё—плоскость) наблюдаются в электроотрицательных газах или при наличии примеси электроотрицательного газа. При тщательно отполированном острие они исчезают в очищенном от влаги и от пыли воздухе, а также не имеют места при очень малом радиусе кривизны поверхности кончика острия.

Прерывистые явления в положительной короне, особенно в её начальных стадиях, более тесно связаны (по крайней мере в электроотрицательных газах) с существенными чертами этой формы разряда, чем в случае отрицательной короны. Особенно рельефно проявляются прерывистые импульсы тока в начальной стадии положительной короны в том случае, когда газ, окружающий коронирующий электрод, подвергается действию радиоактивных излучений.

Режим положительной короны при напряжениях, меньших начального напряжения самостоятельной короны, носит название *режима счётчиков Гейгера*. В этих счётчиках появление отдельных вспышек короны используется для подсчёта попадающих в активный объём счётчика элементарных частиц или квантов γ -излучения, ионизирующих газ.

Прерывистые явления в разряде с остриём при повышении напряжения принимают форму *кистевой разряда*. По внешнему виду кистевой разряд представляет собой исходящий из кончика острия пучок перемежающихся во времени тонких светлых полосок с рядом изломов и изгибов, выделяющихся на фоне общего более слабого свечения газа. От искрового разряда кистевой разряд отличается тем, что его каналы не пронизывают всего разрядного промежутка. Пучок их во много раз гуще улавливаемого глазом пучка каналов искрового разряда. С коронным разрядом кистевой разряд имеет общее то, что у обоих самостоятельный разряд ограничивается областью большой напряжённости поля у острия, а дальше лежит внешняя область разряда без процессов ионизации соударениями электронов. Поэтому кистевой разряд следует рассматривать как коронный разряд на острие с резко выраженными прерывистыми явлениями.

2) Напряжение искрового перекрытия $U_{\text{и}}$ должно возрастать линейно с увеличением радиуса цилиндра R , т. е.

$$U_{\text{и}} = (U_{\text{и}})_{R=r_i} + E_i (R - r_i). \quad (108,1)$$

r_i может быть приближённо подсчитано из лавинной теории коронирующего слоя. E_i для воздуха известно. Таким образом, эти положения поддаются экспериментальной проверке. Опыты, поставленные автором этой книги совместно с С. К. Моралёвым, показали, что они оправдываются в пределах точности экспериментальных данных.

Так как исследования искрового разряда показывают, что положительный стример требует в неравномерном поле меньшей средней напряжённости поля для своего распространения, чем отрицательный, то мы вправе ожидать, что положительная корона будет перекрываться отдельными искрами при меньшем напряжении между электродами, чем отрицательная. Повседневный опыт оправдывает это предположение. На этом именно основании положительной короной не пользуются в электрофилтрах.

При уменьшении расстояния между коронирующим и некоронирующим электродами напряжение искрового пробоя $U_{\text{и}}$ уменьшается не только в случае коаксиальных цилиндров, как это следует из формулы (108,1), но и в любом случае коронного разряда. В то же время при уменьшении расстояния между электродами начальное напряжение коронного разряда $U_{\text{к}}$ тоже уменьшается, но менее быстро, чем $U_{\text{и}}$. В результате при уменьшении расстояния между электродами область напряжений, при которых имеет место коронный разряд, суживается. При некотором критическом расстоянии между электродами $R_{\text{кр}}$ и при меньших расстояниях корона не появляется вовсе, и сразу происходит искровой пробой. Как показывает опыт в случае соосных цилиндров критическому расстоянию соответствует определённое отношение радиуса внешнего цилиндра к радиусу внутреннего цилиндра.

Величину этого отношения можно оценить следующим образом. В начальный момент перехода разряда из самостоятельного в самостоятельный пространственными зарядами и производимыми ими искажением поля можно пренебречь. В этом случае согласно распределению поля в цилиндрическом конденсаторе

$$E_R = \frac{E_{\text{к}} r_0}{R}. \quad (108,2)$$

Поэтому условие $E_R = E_i$ превращается в

$$\frac{E_{\text{к}} r_0}{R} = E_i \quad \text{или} \quad \left(\frac{R}{r_0} \right)_{\text{кр}} = \frac{E_{\text{к}}}{E_i}. \quad (108,3)$$

Так как E_k увеличивается с уменьшением r_0 , а E_i от r_0 и от R не зависит, то (108,3) показывает, что критическое отношение $\left(\frac{R}{r_0}\right)_{кр}$ увеличивается с уменьшением r_0 .

С точки зрения теории стримеров условие (108,3) является предельным и даёт максимальное значение отношения $\left(\frac{R}{r_0}\right)_{кр}$.

Литература к гл. XII

1. Лёб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, Гостехиздат, М.—Л., 1950, главы XIV, XV и XVI.
 2. Капцов Н. А., Коронный разряд и его применения в электрофильтрах, Гостехиздат, М.—Л., 1947.
 3. Стекольников И. С., Физика молнии и грозозащита, Изд. АН СССР, М.—Л., 1943.
-

ГЛАВА XIII

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ РАЗРЯДЫ

§ 109. Разряды на переменном токе при малой и большой частоте. Если питать разрядную трубку, содержащую разрежённый газ, переменным током в 50 гц и рассматривать картину разряда при помощи вращающегося зеркала или другого стробоскопического приспособления, то можно обнаружить, что общая картина разряда складывается из двух налагающихся одна на другую картин, соответствующих каждой определённой полупериоду переменного напряжения. В каждый полупериод разряд возникает вновь, проходит через максимум силы тока и затем прерывается. То же показывают и осциллограммы.

При включении разрядного промежутка в контур высокой частоты картина разряда симметрична и её нельзя уже разложить на две картины, соответствующие различным полупериодам напряжения.

Из этого необходимо сделать вывод: образующиеся при высокочастотном разряде пространственные заряды не успевают перестраиваться при перемене направления поля, а плазма не успевает деионизоваться. Другая существенная особенность высокочастотных разрядов заключается в том, что в этих разрядах процессы на катоде, как правило, не играют существенной роли. Оба электрода можно поместить не внутри трубки, а извне, сделав их, например, в виде охватывающих концы трубки металлических колец или просто поместив трубку с разрежённым газом между обкладками конденсатора.

Форму разряда, вызванную наличием высокочастотного электрического поля между электродами (внешними или внутренними— безразлично), мы будем называть *высокочастотным разрядом*.

Другой тип разрядов в разрежённых газах на высокой частоте представляет собой *безэлектродный кольцевой разряд*. Такой разряд возникает при помещении сосуда с разрежённым газом внутрь катушки (соленоида), включённой в цепь высокочастотного контура. В этом случае мы имеем дело как бы с токами Фуко в газе. Первичным фактором, вызывающим появление кольцевого разряда, в этом случае является высокочастотное магнитное поле.

При помощи метода зондовых характеристик установлено, что в высокочастотном разряде с внешними или внутренними электродами имеет место своеобразное распределение пространственных зарядов, зависящее от детальных условий опыта, в том числе от давления газа.

Что касается напряжения зажигания высокочастотного разряда, т. е. той амплитуды быстропеременной наложенной на электроды разности потенциалов, при которой этот разряд возникает, то при прочих равных условиях в определенном интервале частоты питающего

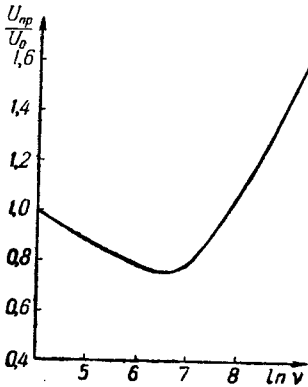


Рис. 160. Отношение пробойного напряжения при атмосферном давлении на высокой частоте к пробойному напряжению на постоянном токе как функция от частоты ν . По оси абсцисс отложен $\ln \nu$.

трубку напряжения эта амплитуда ниже потенциала зажигания на постоянном токе. Амплитуда напряжения потухания разряда также ниже, чем на постоянном токе. В интервале частот 1—100 мегц напряжение зажигания и напряжение потухания имеют минимум и затем вновь повышаются в области ещё больших частот, как это показано на рис. 160 для атмосферного давления.

Роль положительных ионов в высокочастотном разряде сводится, благодаря малой их подвижности, почти исключительно к образованию поля пространственного заряда, накладывающегося на быстропеременное поле и определяющего расположение частей разряда.

§ 110. Кольцевой безэлектродный разряд. При ближайшем рассмотрении свечение кольцевого безэлектродного разряда оказывается состоящим из нескольких концентрических слоёв различной окраски. Как общее правило, внешние слои кольца излучают спектральные линии, требующие большей энергии возбуждения, чем излучение внутренних слоёв. Исследование свечения внешних частей кольца безэлектродного разряда является поэтому одним из методов исследования искровых спектров.

Как и в других случаях, при кольцевом разряде стенки колбы при соприкосновении с газоразрядной плазмой заряжаются отрицательно, создавая постоянное электрическое поле, направленное по радиусу. Под действием этого поля колебания электронов, вызванные высокочастотным полем, совершаются по окружности, и возникает кольцевой разряд. Радиальное электрическое поле в кольцевом разряде можно обнаружить при помощи двух зондов, помещённых на одном и том же радиусе.

Безэлектродный кольцевой разряд возникает при помещении трубки с разреженным газом в высокочастотное магнитное поле катушки только при достаточно большой амплитуде этого поля по сравнению с амплитудой напряжения между концами катушки и только в ограниченной области давлений газа. Если это условие не соблюдено или если разрядная трубка защищена от магнитного поля катушки железным цилиндрическим экраном, то при помещении внутрь катушки в трубке возникает такого же типа высокочастотный разряд, как в трубке, помещённой между обкладками конденсатора. Внешними электродами в этом случае являются оба конца проволоки катушки. Яркость свечения газа много меньше, а цветность этого свечения иная, чем в кольцевом разряде.

§ 111. Высокочастотные разряды при высоком давлении. При давлениях газа порядка одной атмосферы высокочастотный разряд по своему виду напоминает те виды разряда, которые имеют место при тех же давлениях при постоянном напряжении: искровой, коронный и дуговой. В лабораторных исследованиях легче всего осуществить высокочастотный разряд при атмосферном давлении на острие или на цилиндрическом проводе малого диаметра. В этом случае на фоне общего свечения газа около острия или провода наблюдается быстрое чередование светящихся незавершённых стримерных каналов. Этот вид разряда, напоминающий кистевой разряд, носит название *высокочастотной короны*. При повышении напряжения между электродами полоски стримеров становятся ярче, достигают второго (некоронирующего) электрода и при достаточной мощности источника переходят в *высокочастотную дугу*. При малой ёмкости источника тока дуга не образуется и имеет место *высокочастотный искровой пробой*. При частотах порядка 10 мегц происходят новые явления, вызванные наличием ёмкостных токов, и возникает так называемый *факельный разряд*.

Как и в случае коронного разряда на постоянном токе, высокочастотная корона имеет место только в том случае, если отношение расстояния между электродами к радиусу кривизны коронирующего электрода больше определённой величины (для каждой данной геометрической конфигурации электродов).

Визуальная картина высокочастотной короны значительно отличается от вида короны на постоянном токе или на низкой частоте. Изменяемые, постоянно сменяющие друг друга тонкие светящиеся полоски на фоне коронирующего слоя, сходящиеся на нет где-то в разрядном промежутке, значительно более ярки, более отчётливо выражены и более многочисленны, чем при короне постоянного тока, но сопровождаются более слабым звуковым эффектом. Согласно наблюдениям П. А. Петрова, при 50 гц и напряжении 100 кв в воздухе при атмосферном давлении длина разрядной кисти достигает 20—30 см и сопровождается резким треском, а при частоте 0,75 мегц длина светящихся каналов доходит

при том же напряжении до 1 м, но производимый разрядом звуковой эффект значительно слабее. При постоянном напряжении кисть разряда занимает на поверхности коронирующего электрода определённое положение. При высокой частоте кисть быстро перемещается по поверхности коронирующего электрода.

Возникновение высокочастотной короны на сети проводов, несущих высокую частоту (на антеннах и подводах к ним), сопровождается потерей мощности, аналогично потерям на линиях высоковольтной передачи при малой частоте. Формула Пика для начальной напряжённости поля короны и формула для коронарных потерь на 50-периодном токе неприменимы в этом случае. Кроме того, приходится считаться с наличием ёмкостного тока в разрядном промежутке и с вызываемыми последним диэлектрическими потерями. Диэлектрические потери возрастают пропорционально амплитуде напряжения.

Факельный разряд впервые был открыт советским инженером, профессором С. И. Зилитинкевичем в 1928 году. Этот разряд возникает в атмосферном воздухе в виде светящегося вертикального, сперва расширяющегося кверху, а затем суживающегося столбика (похожего на пламя факела или свечи). Факел возникает в одной из тех точек поверхности провода или катушки высокочастотного контура, которым соответствует пучность напряжения. Искусственно появление факела можно вызвать и в других точках. Факел тем длиннее, чем больше амплитуда и мощность колебаний потенциала той точки контура, из которой факел исходит. Если колебания в контуре достаточно мощны, то одновременно могут существовать два факела в двух разных точках. При наличии острия на поверхности электрода, а также при предварительном нагреве данного участка контура до красного каления факел возникает самостоятельно. На гладком металлическом электроде появление факела можно вызвать, коснувшись электрода металлическим стерженьком, прикреплённым к стеклянной или эбонитовой палочке. При удалении стерженька от провода между ними сначала возникает высокочастотная дуга, затем дуга разрывается и переходит в факел. Во всех наблюдаемых Зилитинкевичем случаях окраска факела принимала оттенок, соответствующий спектру металла проводника. При факеле на острие происходит плавление острия. Факельный разряд наблюдался Зилитинкевичем при амплитуде пульсирующего напряжения от 6,5 до 11 кВ при частотах от 6 мГц и выше.

Советский инженер М. Нейман первый высказал предположение о том, что факельный разряд замыкается на землю ёмкостным током. Высокочастотный дуговой разряд, возникающий при поджигании факела между проводом высокого напряжения и поджигающим изолированным металлическим стерженьком, поддерживается через ёмкость поджигающий стержёнок—земля. После

разрыва поджигающей дуги горящий факел представляет собой ионизованный объём газа, обладающий некоторой ёмкостью по отношению к земле. Ионизация воздуха в горящем факеле поддерживается благодаря току, замыкаемому ёмкостным током, проходящим через эту ёмкость на землю. Эквивалентную схему факела можно поэтому представить схемой рис. 161. На этом рисунке через R обозначено омическое сопротивление ионизованного газа в пламени факела. C —ёмкость факел—земля, O —точка возникновения факела. Полное сопротивление между точкой O и землёй:

$$Z = \sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}. \quad (111,1)$$

Это сопротивление, а поэтому и то критическое напряжение, при котором ещё может гореть факел, тем меньше, чем больше частота питающих факел колебаний.

На любом острие при достаточно высоком напряжении возникает корона. Если начальное напряжение высокочастотной короны выше, чем напряжение горения факела, корона сразу же переходит в факельный разряд. Поэтому напряжение, при котором факел возникает без поджигания и которое Нейман называет *полным напряжением факела*, согласно его теории, равно начальному напряжению короны при данной частоте. При переходе от меньших частот к более высоким минимальное напряжение факела понижается вместе с уменьшением ёмкостного сопротивления факел—земля. Начиная с той частоты, при которой минимальное напряжение факела становится равным начальному напряжению короны, вместо высокочастотной короны возникает факел.

Для поддержания факела требуется затрата определённой мощности, необходимой для поддержания баланса числа заряженных частиц и баланса энергии в пламени факела. Длина этого пламени тем больше, чем больше напряжение на факеле и чем больше потребляемая им мощность при прочих равных условиях.

Так как факел получается в результате разрыва дуги, горячей в свободном воздухе, то форма факела должна обуславливаться в первом приближении теми же явлениями, которые обуславливают форму шнура дуги, определённой (стабилизованной) конвекционными потоками газа.

Целый ряд исследований факельного разряда принадлежит советскому физика А. М. Прокофьеву. Он исследовал факельный

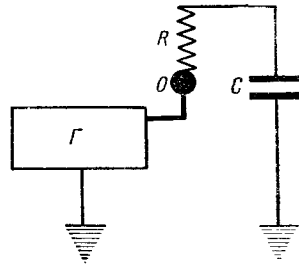


Рис. 161. Эквивалентная схема факельного разряда. Γ —высокочастотный генератор, O —факелирующий электрод (металлический шар), R —омическое сопротивление факела, C —ёмкость факел—земля.

разряд на электродах из различных материалов и установил влияние материала электрода на явления в факеле. Это влияние заключается не только в изменении излучения факела благодаря появлению паров того или другого металла, но и в увеличении коэффициента полезного действия факела η . Под η здесь понимается отношение между мощностью, потребляемой факелом, и общей мощностью, подведённой к высокочастотному генератору. Можно предположить, что η факела будет тем выше, чем благоприятнее условия ионизации в факеле или, другими словами, чем меньше будет омическое сопротивление факела. Опыт оправдывает это предположение. Электроды из металлов, имеющих малый потенциал ионизации (Na, K, Sn по сравнению с W, Ta, Cr), повышают η факела при прочих равных условиях. При увеличении мощности факела, сопровождаемой увеличением концентрации паров металла в пламени, также наблюдается значительное повышение η факела.

Прокофьев установил, что наличие в воздухе ионов, создаваемых излучениями радиоактивного препарата, понижает напряжение возникновения высокочастотной короны и факельного разряда и что наличие внешнего поля в пространстве, в котором горит факел, понижает высоту и мощность факела, так как внешнее поле уводит ионы от факела. На этих явлениях основан принцип действия сконструированного Прокофьевым *факельного счётчика ионов*.

Изменение внешнего вида и расположения различных частей пламени факельного разряда при различных давлениях от 2 атм до 0,2 мм рт. ст. исследовал Я. Матвеев. При давлениях выше атмосферного факельный разряд удавалось получать до давления в 3 атм.

В 1952 году опубликована работа Г. С. Солнцева, М. З. Хохлова и Е. А. Родиной по исследованию факельного разряда в воздухе, азоте и аргоне. В этой работе исследована зависимость между мощностью факельного разряда, давлением газа и напряжением на факелирующем электроде, установлена область существования факела и исследован переход факела в другие виды высокочастотного разряда. На рис. 162 по оси абсцисс отложено давление газа p , по оси ординат — мощность W , выделяющаяся в факеле. Цифры, поставленные у верхнего конца штрихпунктирных кривых, указывают эффективное напряжение при режимах разряда, соответствующих всем точкам каждой из этих кривых. Жирные кривые $a'b'v'$ и gd соответствуют границам области A существования факельного разряда. В области B (при больших давлениях и малых мощностях разряда) имеет место коронный разряд в виде короткого синего язычка. В пределах давления, мощности и напряжения, соответствующих области A , электрод покрыт у основания факела тонкой голубовато-фиолетовой плёнкой. При переходе через границу $a'b'v'$ над этой плёнкой появляется розовая более широкая и более размытая плёнка, а голубовато-фиолетовая плёнка

уменьшается по яркости и размерам, стягиваясь с уменьшением давления к основанию факела. При переходе режима разряда через близкую к $a'b'v'$ границу abv голубовато-фиолетовая плёнка исчезает совершенно, а розовая плёнка начинает разрастаться. Вместе с тем, светящаяся область разряда теряет форму пламени и превращается в светящийся шар, увеличивающийся по мере уменьшения давления газа. Это—область B разряда (рис. 162).

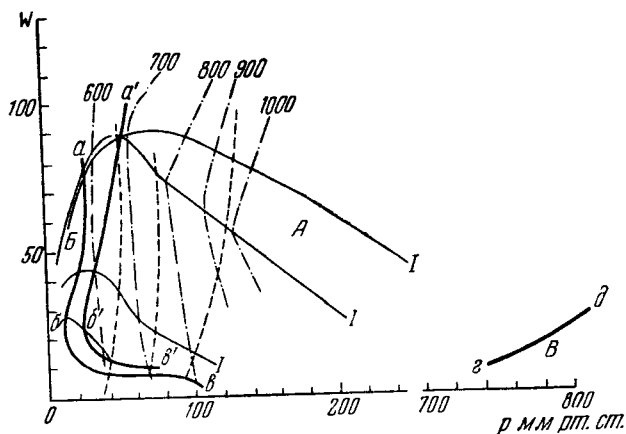


Рис. 162. Области существования различных видов высокочастотного разряда на частоте 35 мегц. Сплошные кривые относятся к различным начальным напряжениям на электроде. Штрихпунктирные кривые проходят через точки одинакового напряжения разряда; цифры показывают напряжение в вольтах. Пунктирные кривые соответствуют одному и тому же количеству газа в разрядном сосуде. Участок оси абсцисс вблизи области B имеет другой масштаб, чем вблизи областей A и B .

Изменение формы и цветности излучения разряда указывает на изменение в природе разряда. Поэтому в области B разряд естественно называть уже не факельным разрядом, а *высокочастотным одноэлектродным разрядом при пониженном давлении*. Внешний вид этого разряда при различных давлениях показан на рис. 163.

При ещё более низких давлениях высокочастотный одноэлектродный разряд имеет вид *диффузного равномерного свечения*, заполняющего весь разрядный сосуд и все прилегающие трубки откачной системы. Эта область D не показана на рис. 162.

Разряд с таким же сплошным свечением возникает и в любом сосуде, наполненном газом при давлениях в доли миллиметра рт. ст. и ниже, находящемся по соседству с установкой, на которой производятся описанные здесь опыты. При переходе от режима, соот-

ветствующей области D , в область A путём повышения амплитуды напряжения на электроде диффузное свечение, обволакивающее

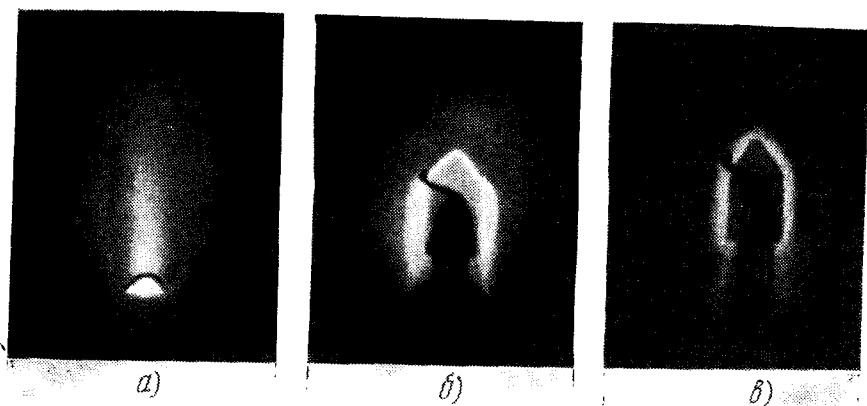


Рис. 163. Внешний вид одноэлектродного высокочастотного разряда. *a*) факельный разряд (область A рис. 162); *б*) переходный тип разряда (между линиями ab и $a'b'$ рис. 162); *в*) розовое свечение, характерное для низкого давления (область B рис. 162).

электрод, непосредственно переходит в факел, минуя форму разряда, соответствующую на рис. 162 области B . Кривые сплошные линии, помеченные на рис. 162 цифрой I , соответствуют изменению режима разряда, которое имеет место в том случае, когда уменьшение давления газа происходит путём откачки насосом, а условия питания ламп генератора остаются неизменными. Происходящее при этом изменение амплитуды напряжения на электроде и изменения мощности разряда показывают, что режим работы высокочастотного генератора тесно связан с режимом разряда, являющегося его нагрузкой.

В работе румынских физиков Критеску и Григоровичи исследуется распределение температуры внутри пламени факела. Результаты их измерений показаны на рис. 164. Температура определялась по распределению интенсивности среди линий линейчатой полосы молекулярного спектра, а также методом обращения спектральных линий

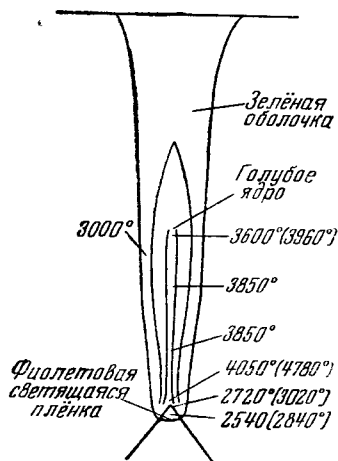


Рис. 164. Распределение температуры в факельном разряде в воздухе.

(температуры, указанные в скобках). Измерения были произведены для частот 62,5 и 84,5 *мгц*. Для последней температура оказалась выше. На том же чертеже показаны также различные части факельного разряда.

§ 112. Теории высокочастотных разрядов. Общий характер движения электронов в высокочастотном разряде может иметь тройкий характер.

Случай А. Давление газа настолько мало и частота переменного поля разряда настолько велика, что соударениями электронов с частицами газа за время одного периода изменения поля можно пренебречь. В этом случае движение электрона складывается из поступательного и колебательного движений, причём величина и направление скорости поступательной слагающей зависят от фазы χ высокочастотного поля:

$$E = E_0 \sin(\omega t + \chi) \quad (112,1)$$

в момент начала движения свободного электрона $t = 0$. Интегрирование уравнения движения электрона

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{eE_0}{m} \sin(\omega t + \chi) \quad (112,2)$$

даёт:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{eE_0}{\omega m} \cos(\omega t + \chi) + C_1, \quad (112,3)$$

$$x = -\frac{eE_0}{\omega^2 m} \sin(\omega t + \chi) + C_1 t + C_2. \quad (112,4)$$

Постоянную C_2 можно положить равной нулю, выбрав соответственно начало отсчёта для координаты x . Постоянная C_1 определяется из условия $\frac{dx}{dt} = 0$ при $t = 0$, т. е. в момент начала движения электрона. Это приводит к

$$C_1 = \frac{eE_0}{\omega m} \cos \chi. \quad (112,5)$$

При различных значениях χ из (112,5) получаем:

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } \chi = 0 \quad C_1 = +\frac{eE_0}{\omega m}; \quad \text{при } \chi = \frac{\pi}{2} \quad C_1 = 0; \\ \text{при } \chi = \pi \quad C_1 = -\frac{eE_0}{\omega m}; \quad \text{при } \chi = \frac{3}{2}\pi \quad C_1 = 0. \end{array} \right\} \quad (112,6)$$

Следовательно, если электрон начинает своё движение в такой момент, когда фаза поля $\chi = \frac{\pi}{2}$ или $\frac{3}{2}\pi$, то его движение представляет собой простое гармоническое колебание около некоторого положения равновесия. При всех других значениях χ на

гармоническое колебание электрона накладывается поступательное движение в ту или другую сторону. Скорость этого движения наибольшая при $\chi=0$ и при $\chi=\pi$. Скорость колебательной слагающей движения электрона в каждый данный момент оказывается равной

$$v_{\text{пол}} = -\frac{eE_0}{m\omega} \cos(\omega t + \chi) = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega} \sin\left(\omega t + \chi - \frac{\pi}{2}\right), \quad (112,7)$$

т. е. скорость колебательной слагающей движения электрона постоянно отстаёт по фазе от напряжённости поля на четверть периода.

Случай Б. Давление газа и частота поля таковы, что за очень короткую долю периода благодаря большому числу соударений с частицами газа устанавливается дрейф электронов, скорость которого по величине и по знаку равна произведению мгновенного значения напряжённости поля на подвижность электронов и, следовательно, всегда совпадает по фазе с напряжённостью поля:

$$v_{\text{пол}} = K_e E = K_e E_0 \sin \omega t. \quad (112,8)$$

Этот случай имеет место при большом давлении газа вплоть до очень высоких частот.

Случай В. Давление газа и частота поля не соответствуют с достаточно хорошим приближением предельным случаям *А* и *Б*.

В случае *А* направленное движение электронов преобладает над их беспорядочным тепловым движением, обусловленным в данном случае почти исключительно взаимодействием электронов между собой и начальными условиями движения каждого из них при его отрыве от атома.

В случае *Б* режим разряда близок к режиму плазмы на постоянном токе. В случае *В* следует ожидать более значительных отклонений от этого режима, как это показывают появившиеся за последние годы теоретические работы.

Строгое решение задачи о направленной слагающей движения электронов в случае *В* должно основываться на подсчёте и анализе несимметричных членов функции распределения, имеющей место в данном случае. Однако общее представление о характере направленного движения электронов можно получить, исходя из уравнения движения электрона в высокочастотном поле, аналогичного уравнению (112,2), но содержащего член, учитывающий соударения электрона с частицами газа путём введения коэффициента трения g .

Тогда уравнение движения электрона примет вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{g}{m} \frac{dx}{dt} = \frac{eE_0}{m} \sin(\omega t + \chi). \quad (112,9)$$

Интегрирование этого уравнения приводит к закону движения электрона:

$$x = b_1 \cos(\omega t + \chi) + b_2 \sin(\omega t + \chi) + C_1 e^{-\frac{g}{m}t} + C_2, \quad (112,10)$$

где C_1 и C_2 — постоянные интегрирования, а

$$b_1 = -\frac{geE_0}{\omega(m^2\omega^2 + g^2)}; \quad b_2 = -\frac{meE_0}{m^2\omega^2 + g^2}, \quad (112,11)$$

и к выражению для направленной скорости электрона:

$$v = \frac{dx}{dt} = -b_1\omega \sin(\omega t + \chi) + b_2\omega \cos(\omega t + \chi) - \frac{g}{m}C_1 e^{-\frac{g}{m}t}. \quad (112,12)$$

(112,11) и (112,12) удобно представить в виде

$$x = A \sin(\omega t + \chi + \varphi) + C_1 e^{-\frac{g}{m}t} + C_2, \quad (112,13)$$

$$v = A\omega \cos(\omega t + \chi + \varphi) - \frac{g}{m}C_1 e^{-\frac{g}{m}t}, \quad (112,14)$$

где

$$\varphi = \arctg\left(\frac{g}{\omega m}\right), \quad (112,15)$$

$$A = \frac{eE_0}{\omega(\omega^2 m^2 + g^2)^{1/2}}. \quad (112,16)$$

Определяем C_1 из условия: $v = 0$ при $t = 0$. Находим:

$$\frac{g}{m}C_1 = \omega A \cos(\chi + \varphi) = \frac{eE_0}{(\omega^2 m^2 + g^2)^{1/2}} \cos(\chi + \varphi). \quad (112,17)$$

Аналогично (112,6) находим при $\chi + \varphi = \frac{\pi}{2}$ и $\chi + \varphi = \frac{3}{2}\pi$

$$\frac{g}{m}C_1 = 0.$$

т. е. электрон совершает чисто колебательное движение.

(112,14) показывает, что при любом другом значении $(\chi + \varphi)$ на колебательное движение электрона накладывается поступательное движение со скоростью, асимптотически убывающей от значения, равного $\frac{g}{m}C_1$, до нуля. Наибольшее абсолютное значение этой величины

$$\left| \frac{g}{m}C_1 \right|_{\max} = \frac{eE_0}{(\omega^2 m^2 + g^2)^{1/2}} \quad (112,18)$$

имеет место для электронов, для которых $\chi + \varphi$ равно нулю или π . Уравнения (112,12) и (112,14) показывают, что при наличии

соударений с частицами газа скорость колебательного движения электронов имеет две слагающие, одна из которых $b_2 \omega \cos(\omega t + \chi)$ отстаёт по фазе от напряжённости поля на $\frac{\pi}{2}$ и приводит к реактивной (безваттной) слагающей плотности высокочастотного тока:

$$i_{\text{реакт}} = en_e b_2 \omega \cos(\omega t + \chi), \quad (112,19)$$

где n_e — концентрация электронов, и к активной составляющей:

$$i_{\text{акт}} = -en_e b_1 \omega \sin(\omega t + \chi). \quad (112,20)$$

Активная составляющая тем больше, чем больше g и чем меньше ω . При $g \rightarrow 0$ или при $\omega \rightarrow \infty$ активная составляющая стремится к нулю.

Уточним физический смысл величины g . Для этого решим уравнение движения электрона в газе при наличии постоянного электрического поля E с учётом того же коэффициента трения g :

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{g}{m} \frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} E. \quad (112,21)$$

Интегрирование этого уравнения приводит к

$$x = \frac{e}{g} Et + C_1 e^{-\frac{g}{m}t} + C_2, \quad (112,22)$$

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{e}{g} E - \frac{g}{m} C_1 e^{-\frac{g}{m}t}, \quad (112,23)$$

т. е. в согласии с опытом движение электрона асимптотически стремится к равномерному движению. Поэтому согласно определению подвижности электрона K_e расшифровываем коэффициент g как отношение заряда электрона e к его подвижности K_e :

$$g = \frac{e}{K_e}. \quad (112,24)$$

Подстановка этого значения в (112,15) и (112,16) даёт:

$$\varphi = \arctg \frac{e}{\omega m K_e}; \quad (112,25)$$

$$A = \frac{e E_0 K_e}{\omega (\omega^2 m^2 K_e^2 + e^2)^{1/2}}. \quad (112,26)$$

Для отношения амплитуды реактивной составляющей тока к амплитуде реактивной составляющей $\frac{b_2}{b_1}$ находим из (112,11):

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{\omega m}{g} = \frac{\omega m}{e} K_e. \quad (112,27)$$

Так как подвижность электрона зависит от напряжённости поля E , то, применяя выражение (112,24) к случаю движения электронов в газе в высокочастотном поле, под K_e надо понимать некоторое среднее значение подвижности, а приведённый здесь анализ случая B является лишь приближённым.

В тех областях плазмы, где наложенное на плазму высокочастотное поле неоднородно или где согласно сказанному в § 84 гл. X внутри плазмы при наложении высокочастотного поля возникает дополнительное поле, вызванное неодинаковым смещением электронов ξ , зависящим от координаты x , уравнение (112,9) должно быть дополнено в левой части членом $\omega_0^2 F(x)$, где согласно (84,6)

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi e^2 n}{m} \right)^{1/2}, \quad \text{а} \quad \frac{dE}{dx} = \frac{d\xi}{dx}.$$

Этот член учитывает действующую на каждый электрон «упругую силу», вызванную вибрационными свойствами плазмы, или, другими словами, учитывает собственные колебания электронов в плазме. Введение этого дополнительного члена сильно усложняет задачу. В случае равномерного смещения электронов $\frac{dF}{dx} = \text{const}$; $F(x) = 0$ и член $\omega_0^2 F(x)$ отпадает.

При переходе от случая B к случаю A путём приравнивания g нулю находим: при $g \rightarrow 0$ согласно (112,18)

$$C_1 \frac{g}{m} e^{-\frac{g}{m}t} = \frac{eE_0}{(\omega^2 m^2 + g^2)^{1/2}} \cos(\chi + \varphi) = \frac{eE_0}{\omega m} \cos \chi, \quad (112,28)$$

так как при $g = 0$ $\varphi = 0$, т. е. находим поступательную слагающую движения со скоростью v :

$$v_x = \frac{eE_0}{\omega m} \cos \chi,$$

в полном согласии с (112,3) и (112,5).

Существенным отправным пунктом для решения задачи о пробое газа на высокой частоте является установление критерия, обуславливающего этот пробой. Различные авторы по-разному выбирают этот критерий. Довольно наглядной и охватывающей широкий диапазон частот при условиях, соответствующих случаю A , является опубликованная в 1948 году теория Хейля, принимающая за критерий пробоя условие: энергия электрона в конце свободного пробега как раз равна энергии ионизации частиц газа. Автор этой теории исходит из приведённых выше уравнений (112,3) и (112,4). Поэтому его теория применима только к давлениям газа порядка тысячных долей миллиметра рт. ст. и меньше.

Для этой области давлений зависимость пробойной напряжённости поля E_a от давления при каждой данной частоте имеет такой же общий вид, как кривые—характеристики зажигания для разряда на постоянном токе (рис. 165).

Подобный же вид имеют кривые зависимости пробойной напряжённости поля E_a от частоты при постоянном давлении. На рис. 166

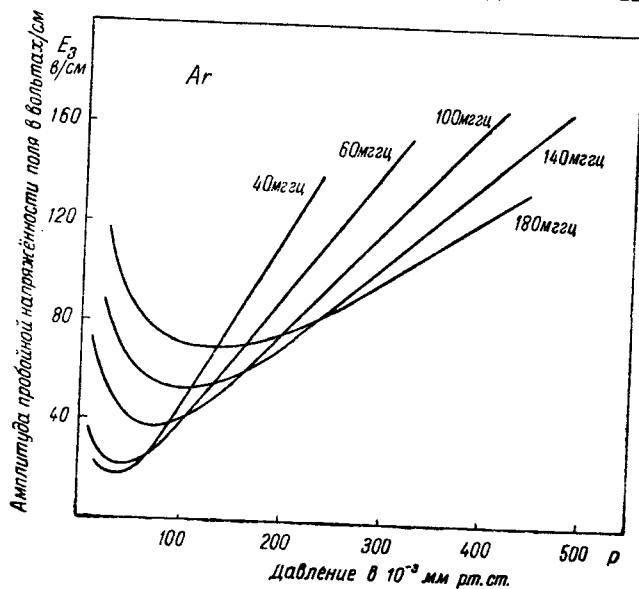


Рис. 165. Зависимость амплитуды пробойной напряжённости высокочастотного поля в Ar от давления по теории Хейля.

по оси ординат отложено значение E_a в в/см, соответствующее пробую, по оси абсцисс—частота ν в мегагерцах.

Детально развитой теорией высокочастотного пробоя является в настоящее время так называемая диффузионная теория, разработанная Герлином и Броуном и Макдональдом и Броуном.

В этой теории, построенной для высокочастотного разряда при давлениях, для которых законно пользоваться представлением о диффузии электронов в газе, за критерий пробоя принимается условие, выражающее баланс заряженных частиц в установившемся разряде. Теория относится в основном к случаю разряда в полости, окружённой металлом, например в волноводе, и проверена экспериментально для этого случая, т. е. на частоте 3 000 мГц.

Пусть за 1 сек. на каждый из n электронов, находящихся в 1 см^3 , приходится ν_1 новых свободных электронов, образуемых его соударениями с частицами газа, и ν_2 случаев прилипания электро-

нов к молекулам с образованием отрицательных ионов. Тогда общий прирост числа электронов за 1 сек., отнесённый к одному электрону, составит

$$\nu = \nu_i - \nu_a. \quad (112,29)$$

Убыль концентрации электронов имеет место вследствие диффузии электронов к металлическим стенкам разрядной полости. Если

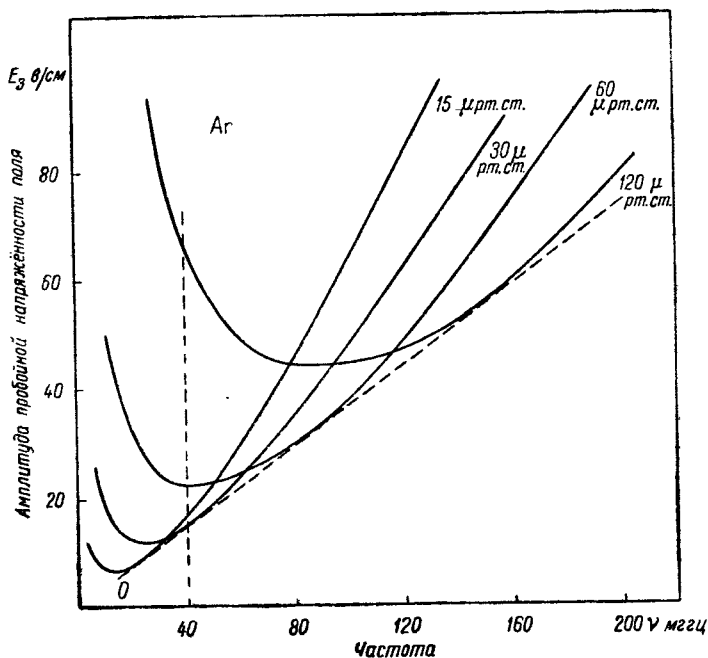


Рис. 166. Амплитуда пробойной напряжённости высокочастотного поля, подсчитанная для аргона по теории Хейля. Параметром кривых служит давление p в микронах рт. ст. Отгибающей этого семейства кривых служит их общая касательная, проходящая через начало координат.

амплитуда напряжённости поля E_0 не постоянна во всём объёме полости, то имеет место ещё дополнительная диффузия, вызванная непостоянством температуры электронов, зависящей от E_0 . Оба эти фактора учитываются выражением

$$\Gamma = -\text{grad}(Dn) = -D \text{grad } n - n \text{grad } D, \quad (112,30)$$

где D — обычный коэффициент диффузии электронов, а последний член правой части соответствует только что упомянутой дополнительной диффузии. Так как произведение Dn является

скалярной величиной, то по аналогии с потенциалом скоростей в гидродинамике его обозначают через ψ и в дальнейшем оперируют с ψ как с потенциалом плотности диффузионного потока электронов. Условие постоянства концентрации n — условию пробоя — пишут в виде

$$\frac{dn}{dt} = m \cdot \text{grad } \Gamma = 0, \quad (112,31)$$

или, вводя потенциал ψ :

$$\frac{1}{D} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \Delta^2 \psi + \frac{\nu}{D} \psi = 0. \quad (112,32)$$

Далее, разделяя переменные, полагая

$$\psi = \psi_0(x, y, z) e^{-\frac{t}{\tau_0}} \quad (112,33)$$

и подставляя это ψ в (112,31), приходят к выражению

$$\Delta^2 \psi_0 + \frac{\nu}{D} \psi_0 + \frac{1}{D\tau_0} \psi_0 = 0. \quad (112,34)$$

Временная постоянная τ_0 определяется из граничных условий задачи. Полагая, что длина свободного пробега много меньше размеров разрядного пространства, авторы теории принимают за граничное условие $\psi = 0$ на границах этого пространства (на стенках). При $\tau_0 > 0$ концентрация n убывает, разряд затухает. При $\tau_0 < 0$ концентрация n увеличивается, разряд развивается дальше. Стационарному режиму разряда, а следовательно, и условию зажигания разряда соответствует $\tau_0 = 0$. Таким образом, решение задачи сводится к определению значения E , при котором τ_0 проходит через нуль. E является функцией координат:

$$E = E_0 f(xyz). \quad (112,35)$$

Вид функции $f(xyz)$ определяется геометрической конфигурацией разрядной полости. При решении задачи определяется E_0 , т. е. значение E , соответствующее той точке в разрядном промежутке, где $f(xyz) = 1$.

Для практических расчётов надо знать ν — число производимых одним электроном ионизаций в одну секунду при данных условиях, или отношение $\frac{\nu}{D}$. Это отношение Герлин и Броун предлагают заменить коэффициентом объёмной ионизации при высокой частоте $\zeta = \frac{\nu}{DE^2}$, который имеет размерность, аналогичную размерности коэффициента $\eta = \frac{\alpha}{E} = \frac{\nu}{K_e E^2}$ в случае постоянного тока. Здесь K_e — подвижность электронов, α — коэффициент

объёмной ионизации, E —напряжённость поля. Для расчёта пробойного потенциала на постоянном токе надо знать $\frac{\alpha}{p}$ или η как функцию от $\frac{E}{p}$. Для расчёта пробойной напряжённости поля при высокой частоте надо знать ζ как функцию от $\frac{E}{p}$ и от частоты ω .

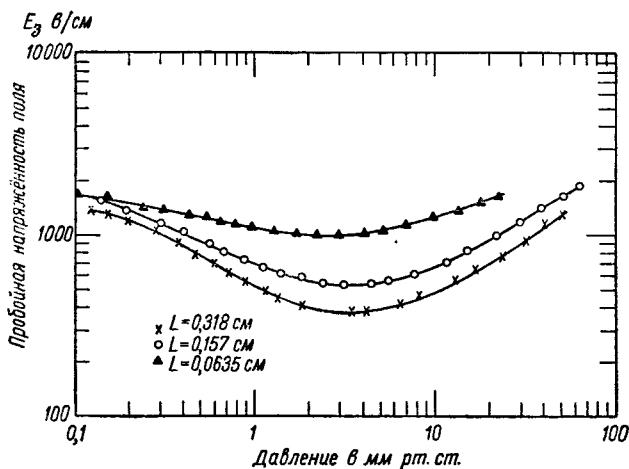


Рис. 167. Пробойная напряжённость поля в зависимости от давления для трёх расстояний L между стенками плоской камеры при частоте 3000 мегц.

Таким образом, встаёт задача составления таблиц или графиков для ζ . Эту задачу авторы теории решают, определяя экспериментально напряжённость поля при пробое в воздухе в случае плоской резонансной камеры при длине волны около 9,6 см. Результаты этих измерений, проведённых для различных расстояний между стенками плоскопараллельной камеры при различных давлениях, представлены кривыми рис. 167.

Наличие минимума на кривых рис. 167 объясняется тем, что при уменьшении давления происходят два процесса: возрастает интенсивность ионизации (вследствие увеличения прироста энергии электрона на одном свободном пробеге) и увеличиваются потери электронов из-за диффузии. Сначала преобладает первый процесс и число электронов в 1 см^3 возрастает. Но затем (при дальнейшем уменьшении давления) влияние прироста энергии прекращается возрастаньем диффузии. Таким образом, ход кривых рис. 167 объясняется несколько иными причинами, чем ход обычных кривых характеристики зажигания разряда на постоянном

тока. Так называемый закон Пашена в рассматриваемом случае не должен иметь места.

Развивая теорию дальше, названные авторы пользуются распределением электронов по энергиям на высокой частоте. Это распределение они находят для водорода и для гелия, исходя из кинетического уравнения Больцмана. При этом они учитывают упругие и неупругие соударения электронов с частицами данного газа, исходя из экспериментальных данных для эффективного

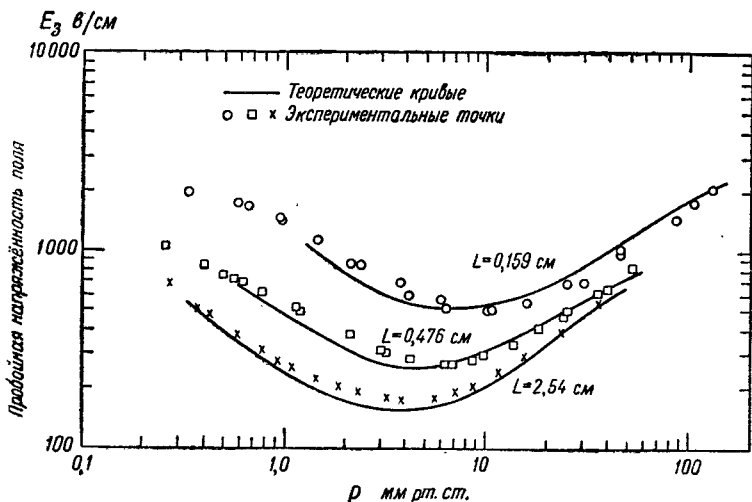


Рис. 168. Сравнение экспериментальных и теоретических значений пробойной напряжённости поля E_3 ва частоте 3000 мгц в случае камер, представляющих собой два коаксиальных цилиндра (L —расстояние между стенками камеры).

поперечного сечения. На основе найденного ими закона распределения электронов по энергиям они приходят к выражению для коэффициента ζ и затем, применяя выведенный ими критерий пробоя, находят пробойную напряжённость поля. Как показывают кривые рис. 168, экспериментальные значения пробойной напряжённости поля в трёх камерах, представляющих собой коаксиальные цилиндры, на частоте 3000 мгц для интервала давлений от 0,3 до 100 мм рт. ст. хорошо совпадают с теоретическими подсчётами.

Сличение теории с имеющимися в литературе экспериментальными данными для водорода на частотах 5 и 11 мгц также даёт довольно хорошее совпадение теории с опытом.

Зависимость амплитуды пробойной напряжённости на высокой частоте от давления газа, полученная другими исследователями и представленная для одного частного случая кривыми рис. 169, имеет сложный ход. Это может быть объяснено тем, что процессы

удаления электронов из разрядного промежутка неодинаковы в различных интервалах давления и частоты. Характер этих процессов зависит от следующих условий:

- 1) применимо или неприменимо в данном интервале представление о диффузии электронов;
- 2) больше или меньше длина свободного пути, чем размеры разрядной трубки (граница, обозначенная на рис. 169 пунктиром);

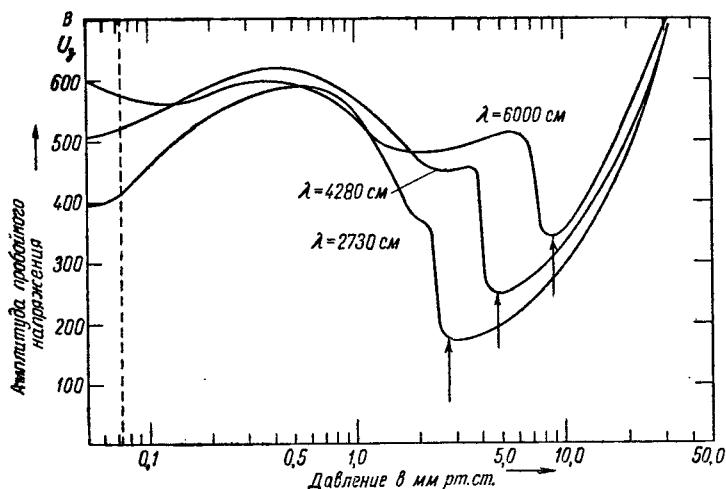


Рис. 169. Результаты измерений пробойного напряжения U_p (в вольтах) в водороде при плоских электродах в широком диапазоне давлений на трёх частотах (λ — соответствующая этим частотам длина волны).

3) соизмеримы ли эти размеры с длиной волны, соответствующей данной частоте поля;

4) успевают или не успевают электроны в течение одного полу-периода проходить от одного конца трубки до другого (граница, обозначенная на рис. 169 стрелками).

В работе Позина, посвящённой электрическому пробое в волноводах, разработан вопрос о пробое при отдельных кратковременных импульсах различной продолжительности при несущей частоте, соответствующей сантиметровому диапазону. В этой теории в качестве критерия пробоя выдвинуто условие, чтобы за время прохождения импульса концентрация электронов возросла до достаточно большого значения. При экспериментальной проверке результатов этой теории применялось облучение полости волновода радиоактивным излучением достаточной интенсивности. Вследствие такого облучения в волноводе имела всегда некоторая начальная концентрация электронов n_0 .

Позин в своём критерии пробоя вводит отношение концентрации электронов n к их начальной концентрации n_0 и выражает этот критерий в виде

$$\frac{n}{n_0} = \frac{n^*}{n_0} = \frac{\frac{n^*}{p}}{\frac{n_0}{p}} = \frac{K^*}{K_0}, \quad (112,36)$$

где n^* —концентрация электронов, достаточная для пробоя, K^* —та же концентрация при давлении 1 мм рт. ст. Позин решает задачу для высоких, средних и низких давлений газа (т. е. для случаев B , V и A , стр. 393 и 394). Полученные им формулы позволяют судить о зависимости пробойной напряжённости поля от давления p , от расстояния между стенками прямоугольного волновода d и от длины волны проходящих через волновод электромагнитных колебаний λ . Для численного подсчёта пробойной напряжённости поля Позин подставляет вместо $\frac{K^*}{K_0}$ экспериментальное значение, полученное в данном газе для одного определённого случая значений p и d .

Для времени формирования разряда на сверхвысокой частоте μ_v эта теория приводит к выражению

$$\mu_v = \frac{1}{p} 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ сек.} \quad (112,37)$$

§ 113. Импульсные разряды. В современной технике большое значение приобрели *импульсные разряды*, имеющие место при наложении на электроды разрядного промежутка кратковременного импульса напряжения. Следует различать два вида импульсных разрядов:

а) Импульсный разряд, при котором направление тока за время импульса остаётся постоянным, а напряжение и сила тока быстро возрастают, проходят через более или менее острый или, наоборот, плоский максимум и затем монотонно спадают. На таком импульсе разряд возникает при напряжении в максимуме импульса большем, чем напряжение зажигания разряда на постоянном токе. Отношение напряжения зажигания при импульсе к напряжению зажигания на постоянном токе носит название *коэффициента импульса*. Коэффициент импульса зависит от длительности импульса и от крутизны фронта импульса.

Импульсный разряд при токе постоянного направления исследован Э. М. Рейхруделем, А. Л. Титовой и А. Кустовой, а также К. В. Вульфсоном и имеет место в источниках света, предназначенных для кратковременной, но в то же время очень яркой вспышки, в импульсных рентгеновских трубках и в ряде других схем, находящихся применение в импульсной технике. К такого рода импульс-

ному разряду относятся все случаи искрового разряда вплоть до частот, при которых полупериод колебаний всё ещё больше времени формирования разряда.

б) Другим типом импульсного разряда является *высокочастотный импульсный разряд*. В этом случае кривая, характеризующая прохождение импульса тока через газ, представляет собой огибающую кривой высокочастотных колебаний переменной амплитуды. При достаточно большой длительности прямоугольного импульса этот вид разряда мало отличается от обычного высокочастотного разряда при постоянной амплитуде напряжения. В случае малой длительности прямоугольного импульса напряжения, питающего разряд, для оценки напряжения зажигания разряда можно использовать указанную выше теорию Позина. Для импульса с острым максимумом и вообще для импульса не прямоугольной формы явление импульсного разряда усложняется.

§ 114. Разрядники антенных переключателей. Высокочастотный импульсный разряд имеет место в разрядниках антенных переключателей, предназначенных для сантиметрового диапазона частот. Антенные переключатели применяются в тех случаях, когда одна и та же антенна должна служить как для посылки мощного импульса радионизлучения, так и для приёма обратного очень слабого сигнала, после отражения первичного сигнала от какой-либо воздушной цели. Канал, подводящий импульсы от магнетронного генератора к антенне, имеет в этом случае ответвление к приёмному устройству, как это схематически показано на рис. 170. Разрядник Π_2 является «переключателем на приём и передачу». Разрядник Π_1 называется «переключателем блокировки магнетрона». В приёмном устройстве детектирование сигнала происходит при помощи кристаллического детектора. Если в канал приёмника будет попадать без всякой защиты часть мощности первичного сигнала, ответвляющаяся в этот канал, детектор будет испорчен при первом же сигнале. Если в приёмный канал будет включено постоянно действующее звено (аттенуатор), ослабляющее проходящий в приёмник импульс в такой степени, что первичный сигнал не будет выводить из строя приёмное устройство, то

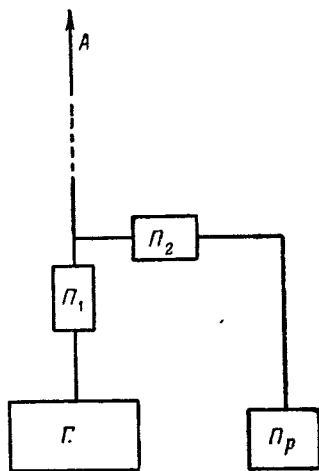


Рис. 170. Блоксхема включения антенных переключателей. А—антенна, Г—генератор, Πр—приемник; Π₁—переключатель блокировки магнетрона; Π₂—переключатель на приём и передачу.

в равной мере (на такое же число децибел) будет ослаблен и без того слабый отражённый импульс и приёмное устройство не сможет обнаружить этот сигнал. Поэтому необходимо устройство, автоматически запирающее и отпирающее в нужные моменты времени ответвление канала, ведущее к приёмнику. Такие устройства носят название *антенные переключатели*. Одно из их основных звеньев—разрядный промежуток, помещённый в резонансной полости. Разрез одного из типов такой полости с разрядным промежутком показан на рис. 171.

В схеме рис. 170 назначение переключателя Π_1 —блокировка цепи передатчика в паузах между посылкой последовательных импульсов. В случае включения *переключателя блокировки* магнетрона Π_1 последовательно с магнетронным генератором разрядник должен иметь полное сопротивление, равное нулю во время передачи первичного сигнала, и очень большое сопротивление в остальное время. При параллельном включении, когда переключатель блокировки магнетрона шунтирует генератор, его сопротивление должно быть чрезвычайно большим во время посылки сигнала и приближаться к нулю вместе со спаданием до нуля мощности генерируемого сигнала. *Переключатель на приём и передачу* Π_2 должен иметь возможно большее полное сопротивление при прохождении мощного сигнала в канале генератор—антенна. Так как импульс любой формы можно разложить по частотам согласно ин-

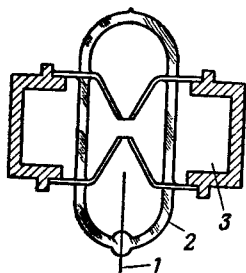


Рис. 171. Разрез антенного переключателя. 1—поджигающий электрод; 2—стеклянная оболочка разрядника; 3—внешний объёмный резонатор.

тегралу Фурье, то при расчёте и конструировании тех и других переключателей возникает задача об обеспечении нужной ширины полосы пропускаемых частот. Полная теория антенных переключателей должна содержать, с одной стороны, расчёт и анализ их специального сантиметрового устройства, а с другой стороны, вопросы, связанные с наилучшим действием разрядников, как таковых. Мы ограничимся в основном рассмотрением действия разрядников, включаемых в цепь приёмника. Разрядники переключателей блокировки магнетрона отличаются от первых только предъявляемыми к ним требованиями.

При попадании первичного импульса в цепь приёмника в находящемся в этой цепи разряднике возникает высокочастотный импульсный разряд. В резонансной полости создаётся плазма. Концентрация электронов достигает здесь очень больших значений (до 10^{15} электрон/см³), препятствует дальнейшему прохождению электромагнитных волн и экранирует приёмное устройство. Большая концентрация электронов в разрядном промежутке сохраняет-

ся за всё время прохождения импульса в канале генератор—антенна. По окончании этого импульса концентрация электронов более или менее быстро спадает, и пропускная способность канала антенна—приёмник для слабого отражённого от воздушной цели импульса восстанавливается. Так как для развития разряда и для формирования плазмы в разрядном промежутке требуется некоторое время, то необходимая для экранировки приёмника концентрация электронов возникает не сразу и в самом начале импульса некоторая доля мощности импульса проникает в канал приёмника. Это явление называют *пиком просачивающейся мощности*. Если этот пик длится достаточно короткое время, просачивающаяся энергия не в состоянии вывести из строя кристаллический детектор приёмника. После формирования плазмы через разрядник Π_2 проходит высокочастотный разрядный ток, приводящий к проникновению в приёмник некоторой доли мощности импульса. Чтобы детектор приёмника не вышел из строя, необходимо, чтобы эта доля мощности, называемая *мощностью дуги*, была достаточно мала.

Как показывает опыт, мощность дуги почти не зависит от мощности первичного импульса при изменении мощности первичного импульса в тысячи раз. Разряд в антенном переключателе при решении схемных вопросов заменяют эквивалентной схемой в виде звена с динамическим сопротивлением, равным нулю, и с постоянной разницей потенциалов на концах этого звена.

Для обеспечения достаточно долгого срока службы переключателя необходимо, чтобы количество тепла, выделяющегося в разряднике за время прохождения через него тока, не выводило из строя самый разрядник.

Зависимость мощности, просачивающейся через разрядный промежуток, от времени может быть схематически представлена кривой рис. 172.

После окончания импульса, посылаемого генератором, концентрация электронов в разрядном промежутке переключателя должна спадать до значения, обеспечивающего сведение экранирующего действия переключателя к нулю, до прихода отражённого сигнала. Для этого необходимо, чтобы поглощение электромагнитных волн сантиметрового диапазона в резонансной камере уменьшалось от 60—70 дб, соответствующих прохождению импульса передатчика, до величины порядка 1 дб. Время, необходимое для такой *деэлектронизации* разрядного промежутка, ограничивает то минимальное расстояние, на котором присутствие воздушной цели может реагировать на приёмное устройство.



Рис. 172. Форма импульса просачивающейся в приёмник мощности. P —пик просачивающейся мощности.

Для уменьшения пика просачивающейся мощности в разряднике антенного переключателя нередко устраивают третий *поджигающий электрод* (см. рис. 171). Между этим добавочным электродом и одним из основных электродов накладывается постоянная разность потенциалов, вызывающая наличие постоянного тока. Поджигающий электрод помещают в разряднике так, чтобы область формирования разряда при первичном импульсе, и в то же время, чтобы вспомогательный разряд сам по себе не препятствовал существованию прохождения слабого отражённого сигнала. Применяется также вспомогательный импульс между основным и добавочным электродами, несколько опережающий первичный импульс магнетрона. Опережающий импульс значительно снижает пик просачивающейся мощности, так как создаёт к моменту начала основного импульса довольно значительную концентрацию электронов. После этого вспомогательный импульс быстро сходит на нет и отсутствует в тот промежуток времени, когда отражённый сигнал должен попадать в приёмник.

Другим эффективным приёмом, приводящим к уменьшению времени формирования разряда и, следовательно, к уменьшению высоты и длительности пика просачивающейся мощности, является помещение внутри разрядника небольшого количества радиоактивного вещества, излучение которого обеспечивает требуемую степень начальной ионизации. По литературным данным, подходящим для этого вещества является искусственно приготовляемый радиоактивный хлористый кобальт с временем полураспада 5 лет.

Состав и давление газа в разряднике влияют на длительность формирования разряда, на мощность основного разряда в период записывания импульса, на длительность времени деэлектронизации и на скорость жестчения газа. Если газ в разряднике содержит примеси, которые могут реагировать химически с металлическими электродами и стенками камеры, то наряду с жестчением газа это химическое взаимодействие может непосредственно отзываться на сроке службы разрядника. Поэтому в некоторых типах разрядников на поверхности основного металла стенок и электродов наносятся защитные покрытия. Однако в основном изменению состава газа с течением времени сказывается на полезном сроке службы разрядника: в увеличении просачивающейся мощности и в увеличении времени восстановления до недопустимых пределов.

Ионизованный газ, в котором заряженными частицами являются одни только положительные и отрицательные ионы, лишь очень мало поглощает электромагнитные волны сантиметрового диапазона. Поэтому время восстановления разрядников антенных переключателей определяется не временем деионизации плазмы в разряднике, а временем *деэлектронизации*. Процессами, ведущими к деэлектронизации, являются:

1) рекомбинация электронов с положительными ионами в объёме газа,

2) двуполярная диффузия электронов и положительных ионов и

3) прилипание электронов к нейтральным частицам газа с образованием отрицательных ионов.

Так как коэффициент рекомбинации электронов и положительных ионов имеет чрезвычайно малую величину порядка 10^{-8} — 10^{-10} , то первый из этих процессов ни в одном газе не может обеспечить требуемую малую величину времени восстановления. Процесс диффузии происходит значительно быстрее, но совершается всё ещё слишком медленно для достаточно быстрой деэлектронизации. При обычных конфигурации и размерах антенных переключателей он приводит ко времени восстановления в сотни микросекунд. Требуемая малая длительность времени восстановления может быть достигнута только за счёт процесса прилипания электронов к частицам газа, т. е. за счёт образования отрицательных ионов. Однако наполнение разрядников только каким-либо электроотрицательным газом также неприемлемо. В этих газах разряд формируется недостаточно быстро. В то же время электроотрицательные газы быстро жестятся. Поэтому для наполнения антенных переключателей применяется обычно водород или аргон, смешанные с каким-либо электроотрицательным газом. В качестве такового в литературе упоминаются: O_2 , H_2O (пары воды), Cl_2 , SO_2 , NO . Парциальные давления электроположительного и электроотрицательного газа берутся, по литературным данным, равными между собой, а суммарное давление—в пределах от 10 до 33 мм рт. ст. Иногда вместо искусственной примеси пользуются газами, выделяющимися в самом приборе, а также случайными примесями в неочищенном основном газе. Такой приём, понятно, должен приводить к большому разбросу значений времени восстановления, получаемого в результате применения прибора.

В литературе описаны также попытки добиться очень короткого времени восстановления путём подачи на добавочный (поджигающий) электрод импульса положительного напряжения, убирающего в нужный момент электроны из разрядного промежутка.

Литература к гл. XIII

1. «Антенные переключатели», Изд. Сов. радио, М., 1950.

ГЛАВА XIV

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

§ 115. Ионосферные слои. Воздух земной атмосферы всегда находится под непрерывным действием целого ряда ионизаторов. В нижних слоях атмосферы преобладают радиоактивные излучения земной коры и действие радиоактивных эманаций. В высоких слоях атмосферы имеет место ионизация под действием входящей до этих высоких слоёв коротковолновой части солнечной радиации, а также под действием испускаемых солнцем корпускулярных лучей. Установлена ионизация этих слоёв атмосферы при пролетании через них метеоров.

Во всех слоях атмосферы ионизирующе действуют различные компоненты космического излучения.

Установлено, что максимум ионизации воздуха космическими лучами имеет место на высоте, приблизительно равной 16 км. Около земной поверхности интенсивность ионизации воздуха космическими лучами, как уже было указано в § 37 гл. V, значительно уступает интенсивности ионизации, обусловленной радиоактивностью почвы и тех водных источников, из которых выделяется эманация радия. Ионизация нижних слоёв атмосферы изучается обычными методами определения концентрации и подвижности ионов, а также путём определения распределения потенциала и измерения вертикальных электрических токов в атмосфере. Об ионизации верхних частей атмосферы судят по отражению радиосигналов той или иной длины волны от ионизированных слоёв атмосферы. Электромагнитная волна с частотой ν или импульс электромагнитного излучения с несущей частотой ν не могут пройти через слой ионизированного газа и отражаются от него, если концентрация электронов n_e в этом слое удовлетворяет неравенству

$$n_e \gg \frac{m\nu^2\pi}{e^2} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}, \quad (115,1)$$

где m и e —масса и заряд электрона, ω —круговая частота. Соотношение (115,1) не учитывает поглощения волн в ионизированном газе и поэтому является приближённым. При наличии в рассма-

триваемом слое одних только ионов предельная их концентрация в $\frac{M}{m}$ раз больше, чем следует из неравенства (115,1). Здесь M — масса иона. Вследствие большой величины отношения $\frac{M}{m}$ при наличии сколько-нибудь заметного числа электронов одновременным присутствием ионов можно пренебречь. Подставляя в (115,1) численные значения m и e и выражая γ в мегагерцах, находим для электронов:

$$n_{e\text{пред}} = 1,24 \cdot 10^4 \gamma^2 \quad (115,2)$$

и соответственно для атомных ионов кислорода:

$$n_{i\text{пред}} = 3,65 \cdot 10^8 \gamma^2. \quad (115,3)$$

Концентрация электронов в ионизованном слое изменяется с расстоянием от земной поверхности. Радиозондирование импульсами с различной несущей частотой позволяет судить о распределении концентрации по высоте. Такое радиозондирование обнаружило наличие в атмосфере нескольких ионизованных слоёв.

Та область атмосферы, в которой эти слои расположены, носит название *ионосферы*. Ионосферные слои не представляют собой чего-то неизменного. Их высота и распределение в них концентрации заряженных частиц меняются в течение суток и в течение года и различны для разных точек на земном шаре. Обнаружен параллелизм в ходе этих величин с ходом изменения солнечной деятельности, имеющим период в 11 лет (период появления максимумов числа солнечных пятен).

В настоящее время установлено существование следующих ионосферных слоёв, если не считать слоёв с концентрацией электронов, меньшей, чем 10^3 эл/см³. Днём под действием излучения солнца на высоте 60—70 км появляется ионизованная область, носящая название слоя *D*. Ночью этот слой исчезает. Эффективная концентрация электронов в слое *D* имеет порядок величины $2 \cdot 10^3$ эл/см³. В этом слое значительную роль приписывают также отрицательным ионам.

На высоте 110—120 км концентрация электронов достигает значения 10^4 эл/см³, и эта высота принимается за нижнюю границу слоя *E*, называемого *слоем Кеннели-Хивисайда*. В слое *E* максимальная концентрация $n_{e\text{макс}}$ лежит на 15—20 км выше его нижней границы. В средних широтах в полдень $n_{e\text{макс}}$ равно $1,5 \cdot 10^3$ эл/см³, ночью $n_{e\text{макс}}$ падает до значений $5 \cdot 10^3$ — 5×10^4 эл/см³. Вопрос о наличии ионов в слое *E* ещё полностью не выяснен, но обычно принимают, что в этом слое основную роль играют свободные электроны. Положение нижней границы

слоя E в течение суток и в разные времена года изменяется лишь немного. На существование слоя E и на его влияние на распространение радиоволн впервые было указано Кеннели и Хивисайдом в 1902 году¹⁾.

Следующим за слоем E по высоте расположения является слой F , обнаруженный в 1929 году.

Зимой нижняя граница слоя F в дневные часы расположена на высоте 220—250 км. Ночью эта граница в любое время года лежит на высотах от 180 до 300 км. Летом слой F расщепляется в дневные часы на два слоя F_1 и F_2 с нижней границей на высотах 200—230 км и 300—400 км.

Отражение электромагнитных волн от слоя F обусловлено электронами. Максимум концентрации электронов в слое F_1 доходит в дневные часы до $4 \cdot 10^5$ эл/см³, для слоя F_2 до $2 \cdot 10^6$ эл/см³. Ночью максимум концентрации электронов слоя F доходит до $3 \cdot 10^5$ эл/см³.

Кроме суточного и годовичного изменений высоты и плотности перечисленных выше слоёв, в ионосфере происходят и другие спорадические явления, отзывающиеся на распространении радиоволн. Так, например, иногда внезапно возрастает поглощение радиоволн в слое D . Это приводит к внезапному прекращению слышимости дальних радиостанций (явление «феддинга»). Внутри слоя E также нередко возникает новый слой со значительно большей концентрацией электронов, вследствие чего предельная частота, при которой ещё происходит отражение радиоволн от слоя E , на некоторое время возрастает.

Детальное изучение хода изменения ионосферных слоёв при различных условиях и особенно при восходе и заходе солнца и во время солнечных затмений показало, что ионосферные слои обязаны своим происхождением в основном возникновению заряженных частиц под действием ультрафиолетовой радиации солнца. Значительно меньшее влияние на ионосферные слои оказывают ионизация атмосферы распространяющимися от солнца α - и β -лучами, ионизация прелетающими через атмосферу метеорами, действие космических лучей, а также и усиленная ионизация нижних слоёв атмосферы во время грозы.

Изменение концентрации заряженных частиц в ионосферном слое в ту или другую сторону в каждый данный момент времени зависит от имеющего место в этот момент соотношения между скоростью ионизации и скоростью исчезновения свободных электронов. Для того чтобы иметь возможность подробно разобраться в этих процессах, надо знать состав атмосферы на различных

¹⁾ Первое предположение о наличии в высоких слоях атмосферы проводящих слоёв было сделано в XIX веке для объяснения колебаний напряжения магнитного поля Земли.

высотах, степень диссоциации составных частей воздуха, а также распределение интенсивности в ультрафиолетовой части солнечного спектра. Последнее очень близко к распределению интенсивности в спектре абсолютно чёрного тела при температуре 6000°K . Однако в той области спектра, в которой длина волны меньше 900 \AA , на этот спектр накладывается линейчатое излучение солнечной короны. Между тем именно эта область спектра играет наиболее существенную роль в образовании ионосферных слоёв, так как предельные длины волн для ионизации кислорода и азота равны: для молекулы кислорода O_2 — 990 \AA , для молекулы азота N_2 — 800 \AA , для атома кислорода O_1 — 910 \AA и для атома азота N_1 — 850 \AA . Интенсивность излучения солнечной короны связана с изменением интенсивности процессов образования солнечных пятен. Этим объясняется влияние колебаний солнечной деятельности на ионосферные слои.

Сколько-нибудь законченного расчёта скорости ионизации на различных высотах не удаётся произвести за неимением надёжных исходных данных об излучении солнечной короны, а также потому, что диссоциация молекулярных кислорода и азота на атомарные кислород и азот происходит также под действием солнечной радиации, равно как и изменение плотности и температуры воздуха в ионосферных слоях в течение суток.

Процессами, в каждый данный момент времени определяющими динамическое равновесие между числом свободных электронов и ионов того и другого знака, являются с одной стороны процессы ионизации ионосферы, с другой—описанные в § 31 гл. IV процессы объёмной рекомбинации, а также процессы образования и разрушения отрицательных ионов. Хотя общего решения задачи о динамике ионосферных слоёв нет, рассмотрение явлений, возможных в идеализированном слое при различных положениях солнца относительно горизонта, и анализ особенностей поведения отдельных ионосферных слоёв в течение суток позволяют сделать ряд выводов о причинах возникновения и изменения этих слоёв. Так, образование слоя *F* объясняют ионизацией атомарного кислорода, который имеется на данной высоте и которому соответствует большая предельная длина волны для фотоионизации в объёме, чем атомарному азоту. Причиной возникновения слоя *E* считают фотоионизацию молекулярного кислорода, имеющегося на высоте этого слоя. Для зависимости предельной частоты радиоволн, отражаемых от слоя *E*, выведено соотношение

$$\nu_{\text{пред}} \sim \sqrt{\cos \chi}, \quad (115,4)$$

где χ —угол, под которым солнечные лучи падают на границу атмосферы (условную). В заключение приводим рис. 173, иллюстрирующий схематически распределение концентрации электронов

в слоях E и F летом и зимой. Кривые рис. 173 соответствуют максимальным дневным значениям концентрации электронов.

При распространении радиоволн большой мощности возникает дополнительная ионизация атмосферы вследствие возникнове-

ния в воздухе высокочастотного электрического разряда. Это приводит к так называемому *люксембургскому эффекту*. Этот эффект состоит в том, что при работе радиостанции очень большой мощности нарушается регулярная передача и приём радиоволн соседними станциями.

§ 116. Электрические поля и токи в нижних слоях земной атмосферы. Что касается нижних слоёв атмосферы, то ещё в 1725 году было установлено, что здесь при нормальных (не возмущённых грозой) условиях существует электрическое поле, направленное так, что земля оказывается заряженной отрицательно по отношению к атмосфере. Гра-

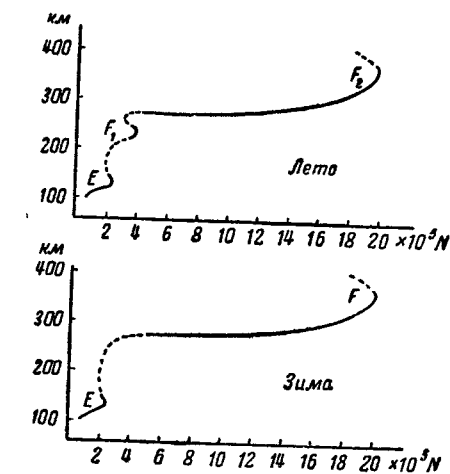


Рис. 173. Распределение концентрации электронов в ионосфере на разных высотах зимой и летом, E , F_1 и F_2 —слои ионосферы.

диент потенциала $E_{\text{атм}}$ наибольший у поверхности земли и уменьшается с высотой. Градиент потенциала электрического поля нижних слоёв атмосферы имеет суточный и годовой ход, кроме того, он подвержен и неперiodическим изменениям и различен в разных точках земного шара. Приводим в таблице 8 средние (многолетние) значения этого градиента в вольтах на метр, определённые на различных станциях.

Таблица 8

Станция	в/м	Станция	в/м
Павловск (Слуцк) под Ленинградом	179	Кью	317
Вашингтон	179	Алия	112
Давос	64	Земля Виктории (Аптарктика)	88
Потсдам	202		

Как на суше, так и на море градиент потенциала в средних широтах больше, чем на экваторе и в полярных областях.

Об изменении напряжённости электрического поля нижних слоёв земной атмосферы с высотой даёт следующая таблица 9:

Таблица 9

Высота над поверхностью земли, км	0	0,5	1,5	3	6	9	12
Напряжённость поля, в/м	130	50	30	20	10	5	2,5

Концентрация ионов в земной атмосфере и пропорциональная этой концентрации проводимость воздуха оказываются величинами переменными, подверженными как периодическим колебаниям, так и разным случайным влияниям. С высотой проводимость увеличивается.

Определения подвижности ионов в атмосфере показали, что подвижность обычных ионов в атмосфере близка к подвижности ионов в воздухе при лабораторных исследованиях: в среднем над сушей для положительных ионов она равна $1,08 \frac{\text{см/сек}}{\text{в/см}}$, для отрицательных— $1,22 \frac{\text{см/сек}}{\text{в/см}}$. С увеличением влажности подвижность ионов в атмосфере уменьшается. Ланжевен обнаружил наличие в атмосфере *тяжёлых ионов* с подвижностью, в несколько тысяч раз меньшей подвижности обычных ионов, а именно порядка $3-4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{см/сек}}{\text{в/см}}$. Тяжёлые ионы представляют собой заряженные очень мелкие твёрдые частицы, взвешенные в атмосфере. Эти частицы служат *ядрами конденсации* водяных паров. При увеличении влажности их подвижность уменьшается. Тяжёлые ионы играют существенную роль при образовании тумана и облаков.

Третьим параметром электрического состояния нижних слоёв земной атмосферы является плотность вертикального электрического тока в атмосфере i ; она связана с удельной электропроводностью воздуха χ и с напряжённостью поля E известным соотношением

$$i = \chi E, \tag{116,1}$$

но может быть измерена и самостоятельно, независимо от определения χ и E . Плотность тока i подвержена значительно меньшим колебаниям, чем χ и E . С изменением высоты i остаётся постоянной при стационарном режиме нижних слоёв атмосферы. Порядок величины i в среднем равен $2 \cdot 10^{-16} \text{ а/см}^2$ или около 2000 электронов на квадратный сантиметр в секунду. Среднее значение электропроводности атмосферы у земной поверхности $\chi = 3 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}$.

Электрическое состояние земной атмосферы устанавливается в результате динамического равновесия: в каждом элементе объема заряженные частицы постоянно образуются вновь под действием ряда ионизаторов, постоянно рекомбинируют и постоянно уносятся вертикальным электрическим током. В этом динамическом равновесии ещё не совсем ясен один вопрос: причина постоянства (в среднем) земного поля, связанного с *постоянством заряда земной поверхности*. Действительно, как ни мала плотность вертикального тока i , этот ток должен был бы весьма быстро компенсировать отрицательный заряд земли и поле должно было бы быстро исчезнуть.

По формуле электростатики

$$E = 4\pi\sigma \quad (116,2)$$

при средней напряжённости электрического поля атмосферы у поверхности земли, равной 130 в/м , поверхностная плотность заряда земли $\sigma = 3-4,5 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}$, а общий отрицательный заряд всего земного шара $Q = 5-7 \cdot 10^5$ кулонов. Отсюда потенциал земли $V_z = \frac{Q}{R}$, где R —радиус земли, приблизительно равен 10^9 в . Из (116,2) вытекает, что

$$-\frac{dE}{dt} = -4\pi \frac{d\sigma}{dt} = 4\pi i. \quad (116,3)$$

Из (116,3) следует:

$$E = E_0 e^{-4\pi i t}, \quad (116,4)$$

где E —значение E в момент $t = 0$. Из (116,2) и (116,4) нетрудно подсчитать, что каковы бы ни были первоначальные значения E , σ и Q , любая из этих величин должна была бы уменьшаться вследствие наличия вертикальных электрических токов в атмосфере в 35 раз в течение каждой тысячи секунд. Кроме того, капли дождя несут на себе в обычных условиях преимущественно положительные заряды и, попадая на землю, также компенсируют отрицательный заряд последней. Поэтому одна из основных задач учения об атмосферном электричестве—объяснить сохранение отрицательного заряда земли.

Из всех гипотез, высказанных по этому вопросу, остановимся лишь на следующей. По этой гипотезе нарушения электрического равновесия атмосферы во время гроз и сопровождающие грозу переносы зарядов достаточны для компенсации убыли отрицательного заряда земли. Эта гипотеза основана на том, что в масштабе всего земного шара грозы и удары молнии являются не редким, а, наоборот, частым явлением: одновременно на земле происходит в среднем 1800 гроз, а число ударов молнии на всём земном шаре—сто в одну секунду. При нарушении обычного направле-

ния поля во время грозы большую роль в балансе заряда земли, кроме молний, должны играть также коронные разряды с остроконечных скал, растительности, высоких зданий и других неровностей земной поверхности, приводящие к истечению во время грозы положительных зарядов с этих «острий». Разряды с высоких деревьев, зданий, столбов и т. д. иногда сопровождаются видимым на глаз свечением. Даже при отсутствии грозы эти разряды нередко наблюдаются на морских судах при плавании в малых широтах. В старину они носили название «огней святого Эльма».

Во время грозы градиент потенциала в атмосфере претерпевает бурные изменения. Измерить большие градиенты потенциала, которые должны иметь место непосредственно перед ударом молнии и должны соответствовать напряжённости поля, необходимой для возникновения пилотирующего стримера, до сих пор не удалось из-за того, что эти высокие потенциалы представляют собой явления, имеющие место лишь на небольшом пространстве и очень быстро протекающие во времени. Те градиенты, которые удаётся зарегистрировать, во много раз больше нормального градиента атмосферного поля и в большинстве случаев имеют обратное направление.

§ 117. Теория грозы. Скопления в облаках отрицательных и положительных зарядов, являющихся причиной грозовых разрядов, не могут быть объяснены действием тех обычных ионизаторов, которые непрерывно поддерживают нормальный электрический режим атмосферы. Вместе с тем во время гроз наблюдаются появления грозовых облаков и туч, отличных от других обычных видов облачности, а также усиленные и неравномерно протекающие осадки, сильные ветры, мощные восходящие потоки воздуха.

Анализ метеорологических данных показывает, что грозы имеют место при встрече и на границе больших масс воздуха, различных по своим физическим параметрам и по динамике происходящих в них аэрологических явлений—*фронтальные грозы*. Грозы имеют место также и в областях местных нарушений термодинамического и аэродинамического равновесия атмосферы при сильном местном нагреве земной поверхности, вызывающем усиленные направленные вверх потоки тёплого воздуха—*местные грозы*. Экспериментальное изучение дождевых осадков показывает, что эти осадки заряжены. Заряды их в отдельных случаях противоположны по знаку и весьма различны по величине заряда, приходящегося на отдельную дождевую каплю. Всё это заставляет связывать скопление зарядов в отдельных областях грозового облака с явлениями образования дождевых капель, с процессами их зарядки и движения, а также с восходящими и нисходящими потоками воздуха, со встречей этих потоков между собой и со всеми явлениями, имеющими место на их границе. На существенную

роль восходящих потоков для образования грозы указал ещё Михаил Васильевич Ломоносов в своём знаменитом «Слове об явлениях воздушных, от электрической силы происходящих».

Современные наблюдения при помощи воздушных шаров-зондов с регистрирующими приборами показали сложное строение поля при подходе к грозовому облаку, а также сложное расположение отрицательных и положительных зарядов в облаке. Согласно современной теории гроз процессы зарядки капель дождя и тумана и взвешенных в верхних областях облака ледяных игл и кристалликов следующие:

1) В каплях дождя и тумана в электрическом поле отрицательно заряженной земли индуцируются заряды: положительные

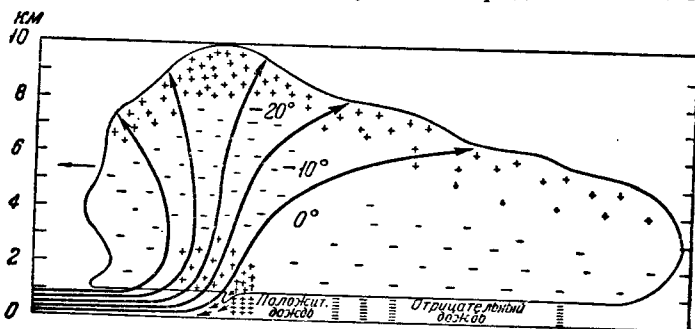


Рис. 174. Схема грозового облака.

в нижней части капли и отрицательные в верхней. Крупные капли падают быстрее мелких. Нагоняя последние, они при столкновении либо сливаются с ними, либо разбиваются. При разбивании капель положительный и отрицательный заряды отделяются один от другого.

2) При разбивании нейтральной капли встречным потоком воздуха имеет место электризация воздуха и брызг, образованных разбитой каплей.

3) Движущаяся к земле крупная положительно заряженная капля благодаря своему большому заряду собирает на себя отрицательные ионы воздуха, заряжая таким образом окружающий воздух положительно. Оседание отрицательных ионов на нейтральной капле может зарядить её отрицательно.

4) Ледяные иглы и кристаллики могут быть наэлектризованы трением о воздух, а также при разломе на более мелкие части или путём фотоэлектронной эмиссии, вызванной попадающим на них ультрафиолетовым излучением солнца.

Схема явлений в грозовом облаке показана на рис. 174. Сплошные линии изображают линии воздушных потоков. Скорость потока тем больше, чем ближе расположены эти линии. Стрелка пока-

ываает направление движения грозовой тучи. В месте встречи восходящего потока с облаком расположена область положительного заряда, обязанная своим происхождением разбрызгиванию дождевых капель.

Другой процесс разделения положительных и отрицательных зарядов происходит в тех частях облака, где температура ниже нуля и где имеются налицо не капельки тумана, а ледяные иглы и кристаллики, заряжающиеся при трении о воздух или путём фотоэффекта.

Совокупность всех этих процессов приводит к скоплению положительного заряда в верхней части облака и отрицательного заряда в нижних слоях, за исключением области вертикальных потоков воздуха, в которой нижняя часть облака заряжена положительно.

В задней части грозового облака, где восходящие токи отсутствуют, скопление отрицательных зарядов распространяется до нижней границы облака и создаёт условия, необходимые для образования отрицательной молнии. Здесь же имеет место отрицательный дождь.

§ 118. Полярные сияния. В местностях, расположенных на больших северных и южных широтах (реже в умеренных широтах), наблюдаются своеобразные явления электрических разрядов в атмосфере, захватывающие значительную область ясного ночного неба и происходящие на очень большой высоте. Эти явления были названы в своё время северными сияниями, а теперь более правильно именуется полярными сияниями.

По своему виду полярные сияния разделяются на следующие два класса:

1) *Нелучистые полярные сияния*: а) светящиеся дуги, ограниченные снизу тёмным сегментом; б) облакообразные светящиеся образования; в) диффузное свечение ночного неба.

2) *Полярные сияния лучистой веерообразной структуры*.

Лучи могут сопровождать также и дугообразные полярные сияния. Иногда они идут почти параллельно друг другу и образуют большие светящиеся линейчатые полосы—«*драпри*», напоминающие своим очертанием занавесы. Интенсивно светящиеся полосы, достигающие большой длины, кажутся, по законам перспективы, выходящими из одной точки и образуют так называемую *корону полярного сияния*.

Лучистые полярные сияния отличаются подвижностью и изменчивостью своей формы и сопровождаются магнитными возмущениями и бурями, соответствующими электрическим токам, направленным от земли в окружающее пространство. Цвет полярных сияний имеет различные оттенки. В спектре полярных сияний преобладают линии азота и кислорода; линии водорода и гелия отсутствуют. Наиболее характерна для полярных сияний

«запрещённая» в обычных условиях зелёная линия атомарного кислорода 5577 Å.

Полярные сияния объясняются возбуждением частиц чрезвычайно разреженного воздуха на высотах до 7000 км корпускулярными лучами, испускаемыми поверхностью солнца, в частности солнечными пятнами. За возбуждающие частицы обычно принимают электроны (β -лучи).

Такая картина механизма полярных сияний основана на лабораторных опытах Биркеленда с движением β -лучей в искусственном магнитном поле, подобном по своей геометрии магнитному полю земли. Другими основаниями теории служат произведённые Штёрмером расчёты траекторий заряженных частиц, покидающих поверхность Солнца и попадающих в магнитное поле Земли, и связь, наблюдаемая между полярными сияниями, явлениями солнечных пятен и земными магнитными бурями.

Литература к гл. XIV

1. Г и н з б у р г В. Л., Теория распространения радиоволн в ионосфере, Гостехиздат, М.—Л., 1949, глава I.
2. Т в е р с к о й П. Н., Атмосферное электричество, Гидрометеоиздат, Л., 1949.
3. О б о л е н с к и й Н. В., Метеорология, часть II, отд. 2-й, Электрические явления в атмосфере, стр. 232—385, Гидрометеоиздат, 1939.

ГЛАВА XV ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

§ 119. Характер свечения газа при разряде. В балансе мощности в газовом разряде излучение ионизованного газа в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра иногда составляет значительную долю этой мощности.

Наличие в ионизованном газе возбуждённых атомов и молекул имеет существенное значение для протекания элементарных процессов газового разряда. Изучение спектра излучения газового разряда является одним из методов исследования этих процессов и внутренних параметров ионизованного газа. Поэтому при систематическом исследовании газовых разрядов необходимо уметь разбираться в различных видах излучения разряда и в классификации и номенклатуре возбуждённых состояний частиц газа.

Возбуждение атомов, молекул, а также положительных ионов газа происходит за счёт неупругих соударений первого рода с электронами, а иногда и с ионами, за счёт неупругих соударений второго рода с возбуждёнными частицами газа, за счёт поглощения квантов света и за счёт соударений быстрых нейтральных частиц между собой (термическое возбуждение). Обратный переход возбуждённых частиц в нормальное состояние (а также на другие возбуждённые энергетические уровни, лежащие ниже данного уровня) имеет место путём спонтанного излучения энергии возбуждения или путём неупругих соударений второго рода без излучения. Излучение наблюдается также при рекомбинации заряженных частиц и при торможении большого числа электронов в сильных электрических атомных полях, а также при эффекте Черенкова и при явлении «светящегося электрона» (см. ниже, § 125 гл. XV).

Спектры излучения газового разряда бывают трёх видов: а) линейчатые спектры, свойственные излучению атомов газа, б) полосатые спектры—излучению молекул газа, в) более или менее обширные области сплошного спектра, обязанные своим происхождением рекомбинации заряженных частиц или торможению электронов. Нередко эти три вида спектра существуют одновременно и накладываются один на другой. При повышении

давления газа, а также при увеличении его температуры происходит расширение отдельных спектральных линий. Это расширение, а также одновременное наличие в спектре многих линий происходит потому, что мы всегда одновременно наблюдаем излучение большого числа частиц газа, причём излучение каждой из них несколько отличается от излучения остальных.

Энергия фотона при каждом элементарном акте излучения всегда соответствует закону:

$$h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1, \quad (119,1)$$

где h —постоянная Планка, ν —частота излучаемого света, \mathcal{E}_2 —энергия излучающей частицы на начальном энергетическом уровне, \mathcal{E}_1 —энергия той же частицы на том уровне, на который она переходит при излучении.

§ 120. Спектральные серии. Экспериментальные исследования спектров различных веществ, произведённые в последние десяти-

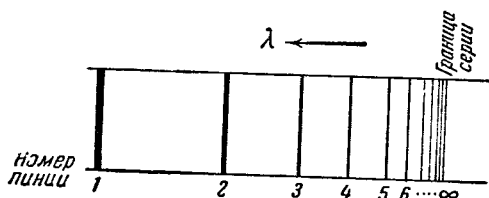


Рис. 175. Серия спектральных линий.

летия XIX века, показали, что в линейчатых спектрах можно распределить все спектральные линии по отдельным их совокупностям, называемым *спектральными сериями* и представляющим собой последовательности линий, расположенных по определённому закону.

Все линии какой-либо серии обладают рядом общих свойств. Та или иная степень размытости краёв линий, кратность линии (одиночная линия, дублет, триплет и т. д.), то или иное расщепление в магнитном поле. Все линии спектральной серии расположены между первой линией серии, обычно наиболее интенсивной, и так называемой границей серии со стороны коротких волн (рис. 175). Расстояние между последовательными линиями серии неуклонно и закономерно уменьшается по мере приближения к границе. Интенсивность линий падает по мере удаления от первой линии. Обычно поддаются наблюдению только несколько первых линий серии.

В формулах, дающих расположение линий в серии, оказалось более удобным пользоваться числом колебаний ν вместо длины

волны λ . Величины ν и λ связаны соотношением

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad (120,1)$$

где c — скорость света. В спектроскопии принято выражать частоту колебаний светового луча не через число колебаний в 1 сек. $\nu_{\text{сек}^{-1}}$, а через число волн, укладывающихся на длине в 1 см, $\nu_{\text{см}^{-1}}$, причём для обозначения этого числа пользуются той же самой буквой ν , как и в выражении для энергии светового кванта $h\nu$, где под ν понимают $\nu_{\text{сек}^{-1}}$. Мы будем следовать этому установившемуся обычаю, вводя индексы сек^{-1} или см^{-1} лишь там, где это нужно во избежание недоразумений.

Оказалось, что *волновое число* $\nu_{\text{см}^{-1}}$ любой спектральной линии, а следовательно, и пропорциональную ему частоту можно представить в виде разности двух *спектральных термов*:

$$\nu = T_n - T_m. \quad (120,2)$$

В каждой спектральной серии первый терм T_n остаётся постоянным, а второй приобретает ряд дискретных значений. При соблюдении определённых ограничительных правил комбинация любых двух термов, хотя бы и относящихся к различным сериям, приводит к новой спектральной линии, которую можно обнаружить на опыте при подборе подходящих условий. Это положение носит название *комбинационного принципа спектроскопии* (комбинационный принцип Ритца).

Бальмер показал, что четыре линии видимого спектра и линии в ближней ультрафиолетовой части спектра атомарного водорода удовлетворяют формуле

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (120,3)$$

где m — любое целое число, большее двух, а R — постоянная. В случае водорода $R = 109.677,69 \pm 0,06 \text{ см}^{-1}$. Пашен обнаружил другую серию линий водорода в инфракрасной части спектра, удовлетворяющую формуле

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right); \quad (120,4)$$

Лайман — серию в далёкой ультрафиолетовой области, удовлетворяющую формуле

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (120,5)$$

Сопоставление выражений (120,2) и (120,3), (120,4) или (120,5)

показывает, что спектральные термы представляют собой не что иное, как величины, пропорциональные энергии соответствующего возбуждённого состояния атома.

Наиболее простым линейчатым спектром обладают атомарный водород, однократно ионизованный He, двукратно ионизованный Li и т. д., т. е. атомы и ионы, состоящие из ядра и одного только электрона. Все их спектральные термы выражаются формулой

$$T_n = R_z \frac{Z^2}{n^2} = \frac{M}{m_e + M} R_\infty \frac{Z^2}{n^2}, \quad (120,6)$$

где n — любое положительное целое число, Z — число элементарных зарядов ядра, m_e — масса электрона, M — масса ядра соответствующего атома, R_∞ — так называемая *постоянная Ридберга*, равная:

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3}. \quad (120,7)$$

Сообразно с этим все возможные серии спектров H, He⁺, Li⁺⁺, V⁺⁺⁺ и т. д. охватываются формулой

$$\nu = \frac{M}{m_e + M} R_\infty \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) Z^2. \quad (120,8)$$

При $Z = 1$, $n_1 = 1, 2, 3$ получаем отсюда выражение для лаймановской, бальмеровской и пашеновской спектральных серий водорода.

Основная задача теоретической спектроскопии по отношению к линейчатым спектрам состоит в установлении и номенклатуре энергетических уровней атомов и ионов, в подсчёте величины спектральных термов и в установлении возможных и «запрещённых» комбинаций этих термов.

§ 121. Векторная модель электронных уровней атома и номенклатура энергетических состояний атома. Энергетические состояния атома соответствуют нахождению каждого из его электронов на том или ином энергетическом уровне. Энергетические уровни электронов в атоме характеризуются (согласно номенклатуре и обозначениям, принятым в волновой механике) следующими квантовыми числами:

1) *Главное квантовое число* n соответствует номеру той электронной оболочки атома, к которой принадлежит данный электрон, и может иметь любое целое положительное значение, начиная от 1.

2) *Побочное квантовое число* l характеризует орбитальный момент количества движения электрона p согласно соотношению

$$p = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)}, \quad (121,1)$$

где $\frac{h}{2\pi}$ — элементарный момент количества движения. Между механическим и магнитным орбитальными моментами p и μ существует соотношение

$$\frac{\mu}{p} = \frac{1}{2} \frac{1}{m_e}. \quad (121,2)$$

3) *Спиновое* квантовое число s , равное $1/2$, соответствует механическому моменту спина электрона. Согласно волновой механике абсолютная величина механического момента спина электрона всегда равна $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Магнитный момент спина электрона

$$\mu_e = \frac{e}{m_e} \frac{h}{4\pi} = \mu_B, \quad (121,3)$$

т. е. равен так называемому *магнетону* Бора.

Из (121,2) и (121,3) следует:

$$\frac{\mu_e}{p} = \frac{e}{m_e}. \quad (121,4)$$

Таким образом, соотношение между механическим и магнитным моментами для спина электрона иное, чем для орбитального движения.

4) *Магнитное* квантовое число m характеризует проекцию общего момента количества движения электрона на направление внешнего электрического или магнитного поля.

Помимо четырёх квантовых чисел n , l , s и m квантовая механика и векторная модель атома пользуются ещё внутренним квантовым числом j , характеризующим суммарный момент количества движения электрона.

Качественно правильную картину спектральных термов даёт так называемая *векторная модель атома*. Эта модель учитывает спин электрона и пользуется системой тех же квантовых чисел, как и волновая механика, но применяет соотношения между значениями этих квантовых чисел и величинами векторов механического момента количества движения и магнитного момента атома, упрощённые по сравнению с выражениями волновой механики. В векторной модели атома эти моменты считаются *пропорциональными величине соответствующего квантового числа*. Векторная модель атома позволяет правильно решить вопрос о расщеплении энергетических термов атома, соответствующих одному и тому же главному квантовому числу, на отдельные *подуровни* энергии. На этой модели основана современная классификация энергетических уровней атома.

При сложении орбитального и спинового моментов количества движения электрона и вообще при сложении двух каких-либо

моментов количества движения в векторной модели атома соблюдается правило *пространственного квантования*. Предполагается, что векторы при рассматриваемом взаимодействии располагаются так, что отдельные значения вектора, представляющего собой сумму двух складываемых векторов, могут отличаться одно от другого лишь на целое число элементарных моментов количества движения $\frac{h}{2\pi}$. Например, в результате сложения моментов спина

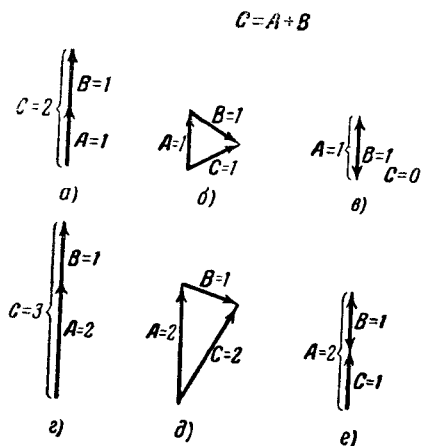


Рис. 176. а, б, в, г, д, е. Сложение векторов при пространственном квантовании.

быть не может. На том же рис. 176 г), д) и е) представлены все возможные случаи сложения двух векторов, равных соответственно 2 и 1.

В случае применения векторной модели к атомам, имеющим два или более валентных электрона, возникает вопрос: с каких векторов надо начинать сложение? Надо ли сначала сложить между собой отдельные орбитальные моменты количества движения всех электронов и отдельно моменты их спина и затем сложить между собой общий вектор орбитального момента с общим вектором спина или же сложить между собой сначала орбитальный момент и момент спина каждого электрона в отдельности? В мире фактов, отражаемых векторной моделью атома, этот вопрос принимает такую форму: какое взаимодействие сильнее—взаимодействие между электронами, вызываемое их магнитными моментами, или же взаимодействие между спином каждого электрона в отдельности и его орбитальным движением? Первый случай называется случаем *нормальной связи*. Опыт показывает, что в громадном большинстве случаев векторная модель атома приводит к правильному

двух электронов получится суммарный момент, равный либо единице, либо нулю. В первом случае векторы спинов обоих электронов расположены параллельно друг другу, во втором—антипараллельно. В результате сложения момента, равного 1, с другим моментом, также равным 1, будем иметь векторы, равные либо 2—случай а) на рис. 176, либо 1—случай б), либо нулю—случай в). Согласно правилам пространственного квантования никакого другого взаимного расположения складываемых векторов момента количества движения и никаких других значений величины суммарного вектора

решению задачи о спектральных термах, если предположить в атоме наличие нормальной связи и определить сначала отдельно вектор

$$S = \sum_i s_i, \quad (121,5)$$

где s_i — вектор спина каждого электрона, и отдельно

$$L = \sum_i l_i, \quad (121,6)$$

и затем определить полный момент количества движения атома и соответствующее последнему внутреннее квантовое число по правилу:

$$J = L + S. \quad (121,7)$$

Однако в некоторых случаях обнаружены термы, указывающие на иную, *аномальную* связь между отдельными моментами количества движения в атоме. Эти случаи находят объяснение в слабом взаимодействии между валентными электронами. Векторы L и S теряют смысл, а

$$J = \sum_i j_i, \quad (121,8)$$

где j_i — суммарный момент количества движения каждого электрона в отдельности. В дальнейшем мы будем исходить из нормальной связи между отдельными моментами количества движения в атоме.

При применении векторной модели атома учитываются моменты количества движения только валентных электронов, составляющих внешнюю, не полностью замкнутую электронную оболочку атома. Это законно потому, что во всякой внутренней заполненной оболочке при нормальном состоянии атома

$$\sum_i s_i = 0 \quad \text{и} \quad \sum_i l_i = 0. \quad (121,9)$$

Согласно классической электродинамике при излучении какой-либо системы всегда происходит изменение дипольного электрического момента системы. На основании так называемого *принципа соответствия* между выводами волновой механики и подсчётами интенсивности излучения, представляемого атомом осциллятора методами классической физики, изменение дипольного момента непременно должно иметь место и при квантовом излучении атома. С этим связаны те правила отбора, которым, согласно квантовой механике, подчиняются условия спонтанного перехода атома из одного состояния в другое. С этой же точки зрения объясняются и наблюдаемые в определённых условиях нарушения этих правил. Имеющая место, хотя и очень малая, вероятность спонтанных переходов из метастабильных состояний соответствует изменению квадратного электрического момента.

Энергетическое состояние атома в целом характеризуется, кроме главного квантового числа валентного электрона, значениями вектора \mathbf{L} —суммарного орбитального момента количества движения, и вектора \mathbf{J} —суммарного внутреннего момента количества движения валентных электронов. В символе каждого спектрального термина, соответствующего данному энергетическому уровню атома, значения вектора \mathbf{L} , равные 0, 1, 2, 3 и т. д., выражают, применяя для этого символа соответственно заглавные буквы:

S, P, D, F, G и т. д. по латинскому алфавиту (121,10)

и выражая значение вектора \mathbf{J} равным этому значению индексом, поставленным направо внизу у соответствующей буквы. Одновременно с левой стороны наверху ставят другой индекс, обозначающий так называемую *мультиплетность* термина, указывающую, сколько различных значений может иметь внутреннее квантовое число J при данном значении L . Так, например, спектральный терм для атома Na или другого щелочного металла, у которого единственный валентный электрон возбуждён так, что его побочное квантовое число l , равное побочному квантовому числу L атома в целом, равно единице, может соответствовать следующим двум подуровням:

$${}^2P_{1/2} \text{ и } {}^2P_{3/2} \quad (121,11)$$

в зависимости от того, будут ли орбитальный и спиновый моменты количества движения валентного электрона направлены параллельно или же антипараллельно друг другу. Ряд букв (121,10) взят из старой номенклатуры экспериментальной спектроскопии. Четырьмя первыми буквами этого ряда были обозначены все разновидности известных тогда термов, причём было установлено, что спектральная линия, соответствующая комбинации двух термов, действительно наблюдается только тогда, когда эта линия соответствует двум термам, стоящим рядом в последовательности (121,10). Это правило находится в полном соответствии с *правилом отбора* волновой механики $\Delta L = \pm 1$. Самые буквы S, P, D и F являются первыми буквами известных тогда основных спектральных серий:

$$\left. \begin{array}{l} \text{первая главная} \\ \text{(principal)} \\ \text{2-я побочная (резкая)} \\ \text{(sharp)} \\ \text{1-я побочная (диффузная)} \\ \text{(diffus)} \\ \text{фундаментальная} \\ \text{(fundamental)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \nu = 1S - mP; \quad m = 2, 3, 4, \dots \\ \nu = 2P - mS; \quad m = 2, 3, 4, \dots \\ \nu = 2P - mD; \quad m = 3, 4, 5, \dots \\ \nu = 3D - mF; \quad m = 4, 5, 6, \dots \end{array} \quad (121,12)$$

Цифры, стоящие у термов в этих обозначениях серий и их линий, имеют условное значение. А именно цифра 1 обозначает, что валентный электрон находится на ближайшей к ядру возможной для него электронной оболочке атома; 2—на следующей и т. д. Только в случае водорода и одноэлектронных ионов эти числа совпадают с главным квантовым числом валентного электрона.

Термы щелочных металлов, кроме S -термов, двойные: при сложении векторов l и s валентного электрона по правилу пространственного квантования для значения вектора J всегда будут получаться значения, равные целому числу плюс $\frac{1}{2}$ (при параллельном направлении векторов l и s) или минус $\frac{1}{2}$ (при антипараллельном направлении). S -термы щелочных металлов одиночные: сложение 0 с $\frac{1}{2}$ даёт одно только значение $\frac{1}{2}$, так

как отрицательных значений вектор J при отсутствии фиксированного в пространстве направления принимать не может. Тем не менее, эти S -термы также обозначаются условно как термы ${}^2S_{1/2}$, так как они принадлежат к определённой последовательности термов, в которой все остальные термы двойные. Таким образом, для атомов с одним валентным электроном возможен только один ряд термов, каждый из которых, за исключением S -терма, распадается на два подуровня с двумя различными значениями вектора J :

$${}^2S_{1/2} \quad {}^2P_{1/2, 3/2} \quad {}^2D_{3/2, 5/2} \quad {}^2F_{5/2, 7/2} \quad {}^2G_{7/2, 9/2} \quad \text{и т. д.} \quad (121,13)$$

В случае атомов с двумя валентными электронами (щелочноземельные металлы) суммарный момент спина этих электронов S имеет значение 1 при параллельной ориентации спинов обоих электронов и 0 при антипараллельной ориентации. Величина суммарного вектора L будет, как всегда, целым числом. При сложении этого целого числа с S , равным нулю, получим ряд одиночных термов:

$${}^1S_0 \quad {}^1P_1 \quad {}^1D_2 \quad {}^1F_3 \quad {}^1G_4 \quad \text{и т. д.} \quad (121,14)$$

При параллельно направленных спинах обоих электронов ($S=1$) сложение вектора L с единицей по правилу пространственного квантования даёт три возможных значения для величины вектора J , именно: $S+1$, S и $S-1$. Это приводит к тройным термам, совокупность которых можно охватить рядом:

$${}^3S_1 \quad {}^3P_{0, 1, 2} \quad {}^3D_{1, 2, 3} \quad {}^3F_{2, 3, 4} \quad {}^3G_{3, 4, 5} \quad \text{и т. д.} \quad (121,15)$$

¹⁾ Терм 3S_0 одиночный, обозначение его опять условно и соответствует всему ряду родственных ему тройных термов (антипараллельное направление спина одного из электронов по отношению к двум остальным).

Точно так же для элементов следующей группы менделеевской системы элементов с тремя валентными электронами получается ряд двойных термов:

$${}^2S_{1/2} \quad {}^2P_{1/2, 3/2} \quad {}^2D_{3/2, 5/2} \quad {}^3F_{5/2, 7/2} \quad {}^2G_{7/2, 9/2} \text{ и т. д. } (121,16)$$

и ряд квадрупольных (четверных) термов:

$${}^4S_{3/2} \quad {}^4P_{1/2, 3/2, 5/2} \quad {}^4D_{1/2, 3/2, 5/2, 7/2} \quad F_{3/2, 5/2, 7/2, 9/2} \text{ и т. д. } (121,17)$$

Каждому многократному терму, например ${}^3P_{0,1,2}$, сопоставляют один энергетический уровень атома, а каждому терму этой совокупности в отдельности, например 3P_0 , — «подуровень». Энергетические подуровни атома, соответствующие какому-либо одному из многократных термов, лежат в случае лёгких атомов близко один от другого. Наличие подуровней приводит к расщеплению (мультиплетности) спектральных линий. Так, главная спектральная серия щелочных металлов ($1S - mP$ по старому обозначению) распадается на две близкие одна к другой последовательности спектральных линий:

$$1 \quad {}^2S_{1/2} - m \quad {}^2P_{1/2} \quad \text{и} \quad 1 \quad {}^2S_{1/2} - m \quad {}^2P_{3/2}, \quad (121,18)$$

или, другими словами, все линии главной серии щелочных металлов двойные.

Для атомов, имеющих несколько последовательностей термов, имеет место дополнительный *интеркомбинационный* запрет спонтанных переходов. Как правило, линии, соответствующие комбинации термов, относящихся к двум различным последовательностям (например, к одиночным и триплетным термам элементов с двумя валентными электронами), на опыте не наблюдаются. Это значит, что не имеют места такие спонтанные переходы, при которых направление спина валентного электрона меняется на обратное, и приводит к тому, что совокупность спектральных линий атомов с двумя валентными электронами как бы распадается на два отдельных спектра. В случае гелия говорят о спектре ортогелия (главная серия состоит из тройных линий) и о спектре парагелия (главная серия состоит из одиночных линий). Интеркомбинационный запрет нарушается у тяжёлых атомов, имеющих большое число электронных оболочек и у которых подуровни отдельных термов сильно раздвинуты. Так, наиболее интенсивная (первая резонансная) линия в спектре ртути ($\lambda = 2537 \text{ \AA}$) соответствует переходу:

$$6s \quad {}^1S_0 - 6p \quad {}^3P_1. \quad (121,19)$$

Здесь обозначения $6s$ и $6p$ указывают главное и побочное квантовые числа валентного электрона, переходящего с уровня 3P , на уровень 1S_0 .

При переходе к каждой следующей группе системы элементов Д. И. Менделеева число и разнообразие термов увеличивается всё более и более. Одновременно становится всё более и более сложным и строение спектра. Эта сложность увеличивается ещё тем, что возможно одновременное возбуждение нескольких валентных электронов, приводящее к дополнительным так называемым *итрихованным* термам.

В атомах элементов с числом населённых электронных оболочек в невозбуждённом состоянии, большим трёх, имеются не полностью заполненные внутренние электронные оболочки. Для таких атомов при подсчёте момента количества движения атома в целом надо учитывать сумму орбитальных моментов и сумму моментов спина электронов не только самой внешней оболочки атома, но и всех неполностью заполненных оболочек.

Наряду с возбуждёнными нейтральными атомами в газовом разряде имеются также и возбуждённые ионы. Спектры нейтрального атома и ионов какого-либо элемента принято обозначать римскими цифрами, относя цифру I к нейтральному атому, II—к однократно ионизованному, III—к двукратно ионизованному и т. д. Например, спектр HeII—это спектр иона гелия, состоящего из α -частицы и одного электрона, аналогичный спектру водорода. Таковы же спектры LiIII, BeIV, BV и т. д.; спектр CIII—спектр дважды ионизованного атома углерода. Нетрудно сообразить, что каждый акт ионизации делает спектр похожим на спектр атомов предыдущей группы элементов. Так, спектр BeII вместо триплетного спектра приобретает характер дублетных спектров элементов 1-й группы. Спектры NaII и MgIII подобны спектрам инертных газов. Это правило носит в спектроскопии название *закона смещения*.

Для наглядного представления термов и спектральных линий элементов первых трёх групп периодической системы элементов принят метод графического их изображения, иллюстрируемый на рис. 177 для спектра HgI.

Электронные переходы, сопровождаемые излучением той или иной спектральной линии, обозначаются на этих схемах наклонными чертами, соединяющими верхний и нижний энергетические уровни, между которыми совершается переход электрона. При каждом отрезке пишется длина волны данной спектральной линии, а интенсивность последней обозначается большей или меньшей толщиной соответствующей наклонной черты. В случае, если энергетические уровни и спектральные линии лежат очень близко друг от друга, их для ясности чертежа не разделяют.

Такие схемы не только позволяют разобраться в более или менее ярких линиях излучаемого спектра, но и дают возможность судить о том, какие энергетические уровни данного атома являются метастабильными. Так, например, в случае HgI уровни $6s6p^3P$,

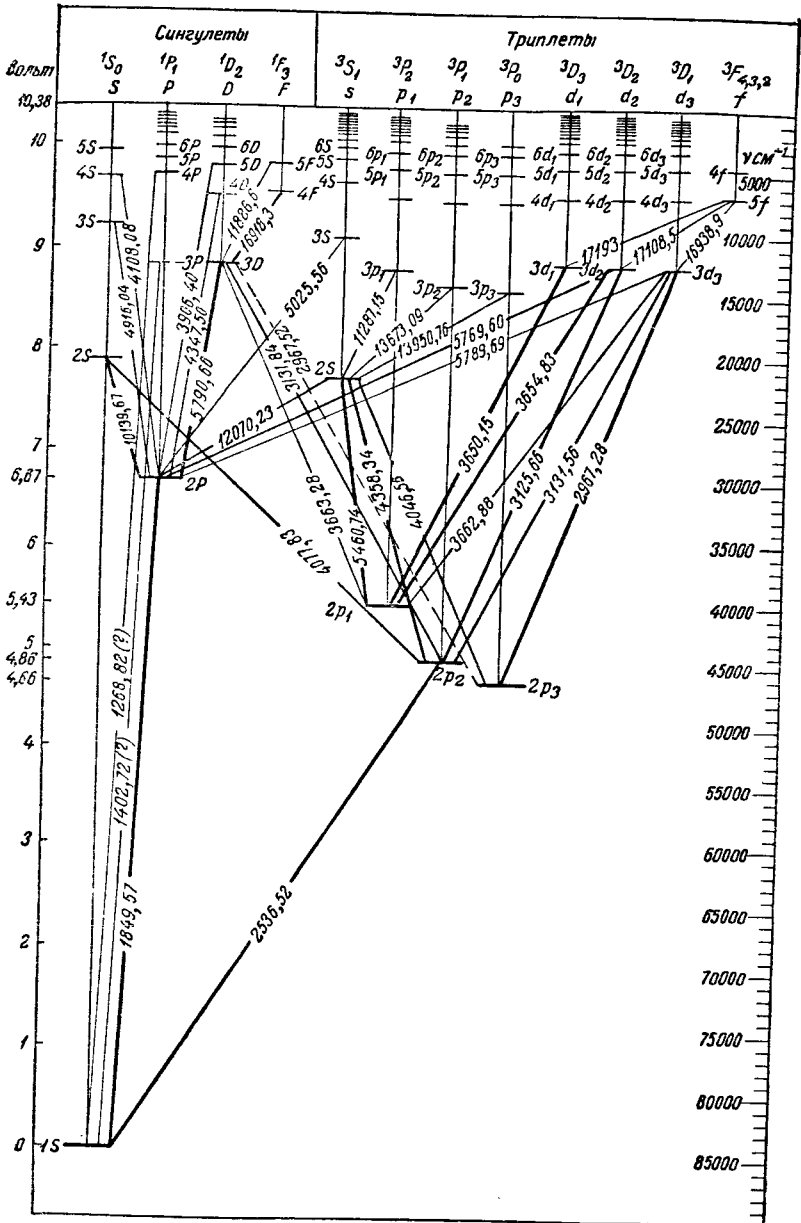


Рис. 177. Схема спектральных термов и линий HgI. Во второй строчке сверху приведены старые обозначения термов. Эти обозначения сохранены на графике ввиду большей краткости их написания. $1s$ соответствует $6s6sS_0$; $2p_2$ соответствует $6s6p^3P_1$ и т. д.

и $6s6p^3P_2$ являются метастабильными. Спонтанный переход с этих уровней на нормальный невозбуждённый уровень атома ртути $6s6s^4S_0$ невозможен согласно правилу отбора $\Delta J = \mp 1$, а триплетный уровень $6s6s^3S_1$ не существует, так как в этом случае оба валентных электрона атома Hg имели бы совершенно одинаковые квантовые числа ($n=6, l=0, m=0, s=+\frac{1}{2}$). При исследовании спектров при помощи приборов большой разрешающей силы, кроме тонкой структуры спектральных линий и термов, укладываемой в рамки векторной модели атома (дублеты, триплеты и т. д.), обнаруживается ещё так называемая сверхтонкая структура линий и термов, обязанная своим происхождением различным возможным значениям ядерных моментов, не учитываемых векторной моделью атома. Наличие в газе изотопов того или иного элемента также приводит к сверхтонкой структуре.

§ 122. Молекулярные спектры и термы. Энергетические переходы в двухатомных молекулах могут быть трёх родов:

1) один из электронов молекулы может перейти на другой возможный для него энергетический уровень, 2) может измениться квантовое число осциллятора, соответствующего колебаниям ядер молекулы вдоль оси молекулы, 3) может измениться квантовое число ротатора, соответствующего вращению ядер вокруг прямой, перпендикулярной к оси молекулы и проходящей через их общий центр тяжести. Таким образом, спектральный терм молекулы представляет собой сумму трёх слагаемых: *электронного термина молекулы* $T_{эл}$, *колебательного её термина* $T_{кол}$ и *вращательного термина* $T_{вр}$. Поэтому при подсчёте частоты ν радиации, излучаемой молекулой при спонтанном энергетическом переходе, можно разложить ν на три слагаемых:

$$\begin{aligned} \nu &= \nu_{эл} + \nu_{кол} + \nu_{вр} = \\ &= (T_{эл2} - T_{эл1}) + (T_{кол2} - T_{кол1}) + (T_{вр2} - T_{вр1}). \end{aligned} \quad (122,1)$$

Как показывает теория и эксперимент:

$$T_{эл} > T_{кол} > T_{вр}; \quad \nu_{эл} > \nu_{кол} > \nu_{вр}. \quad (122,2)$$

В тех редких случаях, когда имеет место изменение одного только вращательного уровня энергии молекулы при отсутствии колебательных и электронных переходов, чисто вращательный спектр молекулярного газа представляет собой ряд равноотстоящих одна от другой спектральных линий, расположенных в далёкой инфракрасной области. Изменение одних только колебательных термов молекул без изменения их вращательных термов никогда не имеет места. Переходы, заключающиеся в одновременном изменении $T_{кол}$ и $T_{вр}$ без какого бы то ни было изменения $T_{эл}$, приводят

к *колебательно-вращательному спектру*, состоящему из целого ряда полос, каждая линия которых соответствует определённому изменению вращательного квантового числа молекулы. Положение каждой полосы соответствует определённому колебательному переходу.

В случае одновременного изменения вращательных, колебательных и электронных термов получается сложный спектр, представляющий собой для каждого электронного перехода сложную систему полос. Теория и эксперимент показывают, что каждая полоса состоит из последовательности большого числа линий, сгущающихся у резкого *края полосы (канта)*. Противоположная краю граница полосы постепенно сходит на нет. Положение всей системы полос определяется соответствующим этой системе электронным переходом; положение каждой полосы в системе—определённым изменением колебательного квантового числа; положение отдельной линии в полосе—изменением вращательного квантового числа. Сложное строение каждой полосы находит своё объяснение в изменении момента инерции молекулы при электронном переходе, так как при таком переходе изменяется электрическое поле внутри молекулы, а поэтому и момент инерции молекулы. При классификации полос и при обозначении определённой полосы необходимо указывать соответствующий электронный переход и соответствующее изменение колебательного квантового числа. Эту рациональную систему классификации обычно заменяют условным обозначением системы полос и условным номером полосы в системе. Интенсивность отдельных линий полосы неодинакова. По ходу этой интенсивности в полосе и по положению двух наблюдаемых максимумов интенсивности определяют температуру газа в разряде. Это возможно потому, что вращательные энергетические уровни молекулы возбуждаются за счёт энергии теплового движения молекул.

При классификации электронных термов молекулы поступают аналогично тому, как это делают при классификации спектральных термов атома. Обозначим вектор орбитального момента количества движения и вектор спина каждого из атомов двухатомной молекулы через L_1 , S_1 и L_2 , S_2 . Электрическое поле между ядрами составляющих молекулу атомов направлено по прямой, проходящей через ядра и носящей название *оси молекулы*. Каждый из векторов L_1 и L_2 , S_1 и S_2 ориентируется самостоятельно. Сначала происходит ориентация каждого из векторов L_1 и L_2 по отношению к оси молекулы, затем ориентация S_1 и S_2 по отношению к векторам L_1 и L_2 , совершающим прецессионное движение вокруг этой оси. Обозначим проекции векторов L_1 , L_2 , S_1 , S_2 на ось молекулы соответственно через σ_{L_1} , σ_{L_2} , σ_{S_1} , σ_{S_2} . Величину проекции суммарного орбитального момента количества движения и суммар-

кого момента спина для всей молекулы σ_L и σ_S получим, сложив алгебраически значения σ_{L_1} и σ_{L_2} , σ_{S_1} и σ_{S_2} :

$$\sigma_L = \sigma_{L_1} + \sigma_{L_2}; \quad \sigma_S = \sigma_{S_1} + \sigma_{S_2}. \quad (122,3)$$

Различные по абсолютной величине значения σ_L и σ_S определяют собой всевозможные электронные термы двухатомной молекулы. В систематике молекулярных термов приняты обозначения:

$$\Lambda = |\sigma_L|; \quad \Sigma = |\sigma_S|; \quad \Omega = \Lambda + \Sigma. \quad (122,4)$$

Ω определяет собой проекцию на ось молекулы полного момента количества движения молекулы (без учёта вращения ядер), Λ —проекцию момента количества движения электронного облака, Σ —проекцию момента спина, Ω и Λ соответствуют квантовым числам J и L в случае атома.

Для обозначения электронных термов молекулы пользуются греческими заглавными буквами: значения числа Λ —0, 1, 2, 3, 4 и т. д. соответствуют обозначениям термов

$$\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi \text{ и т. д.} \quad (122,5)$$

Как и в случае атома, налево наверху от символа терма ставится индекс, обозначающий мультиплетность данного терма, направо внизу—индекс, равный значению числа $\Omega = \Lambda + \Sigma$. Колебательные и вращательные термы молекулы характеризуются колебательными и вращательными квантовыми числами молекулы.

§ 123. Связь между параметрами газового разряда и его излучением. Теоретическому рассмотрению было подвергнуто в основном излучение газоразрядной плазмы в одноатомных инертных газах и в парах ртути, так как именно эти газы и пары находят широкое применение в электровакуумных приборах и в источниках света. Довольно подробно изучено также излучение плазмы, близкой к изотермической.

Элементарные процессы, с которыми приходится считаться при излучении газового разряда, в частности плазмы, следующие: а) непосредственное возбуждение атома до исходного уровня энергии электронами, обладающими соответствующими скоростями; б) то же в порядке ступенчатого возбуждения; в) диффузия резонансного излучения; г) неупругие соударения второго рода, приводящие к возбуждению; д) соударения, тушащие возбуждение; е) переход метастабильных состояний в неметастабильные (например, 6^3P_0 в 6^3P_1 и обратно) при соударениях возбуждённых атомов с нейтральными частицами газа; ж) поглощение фотонов частицами газа.

Условиями, благоприятствующими или не благоприятствующими тому или иному элементарному процессу, определяется в конечном итоге тот или иной характер спектра разряда, то или иное распределение интенсивности отдельных линий.

В частности, условия, приводящие к преобладанию в спектре резонансных линий или, наоборот, нерезонансных, сильно отличаются одно от другого.

Приведём сводку обширного литературного материала по излучению резонансных и нерезонансных линий и по другим видам рассеяния энергии в положительном столбе разряда, как ее даёт Б. Н. Клярфельд в своих работах по изучению положительного столба.

На рис. 178 схематически представлен энергетический баланс в положительном столбе при различных давлениях и большой

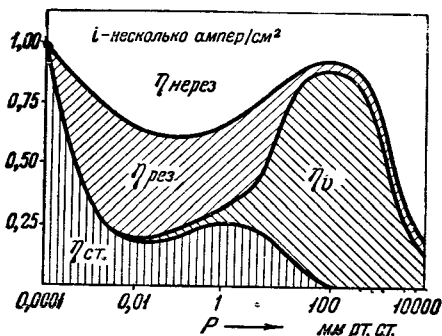


Рис. 178. Баланс мощности в положительном столбе разряда в парах ртути при плотности тока в несколько ампер на см² при различных давлениях.

здесь место элементарных процессов. Область $\eta_{рез}$ соответствует мощности излучения резонансных линий, а область $\eta_{нерез}$ — мощности излучения всех прочих спектральных линий. Для того чтобы по этой схеме судить о распределении выделяющейся в стационарном разряде мощности по её компонентам $\eta_{ст}$, $\eta_{рез}$ и $\eta_{нерез}$, надо провести для каждого данного давления газа соответствующий последнему вертикальный отрезок ab (рис. 179). Помноженное на 100 отношение длины этого отрезка, приходящейся на данную область, к полной его длине между нижней и верхней границами диаграммы, даёт в процентах удельный вес каждой компоненты мощности, рассеиваемой в разряде.

Путём измерений, проведённых в возможно широком диапазоне давлений в парах Hg и парах K, установлено, что при низких давлениях очень велика доля энергии, выделяемая на стенках, $\eta_{ст}$. При уменьшении давления $\eta_{ст}$ стремится к 100% всей мощности. Это обстоятельство вызывается высокой средней энергией теплового движения электронов при низких давлениях, видом

плотности тока в несколько ампер/см²; на рис. 179 — то же при малых значениях плотности тока в несколько миллиампер/см². Давление газа отложено по оси абсцисс в логарифмическом масштабе. По оси ординат отложены проценты от общей расходуемой в разряде мощности. Область $\eta_{ст}$ соответствует энергии, выделяющейся в 1 сек. на стенках трубки в виде тепла. Область $\eta_{рез}$ соответствует энергии, выделяющейся за то же время в виде тепла в объёме газа, как следствие имеющих

функции ионизации и функции возбуждения и малым числом столкновений электронов с частицами газа. Число ионизаций, производимых электронами плазмы при этих условиях, во много раз больше, чем число возбуждений. Каждый акт ионизации приводит в конечном итоге к акту рекомбинации на стенках. Поэтому при низких давлениях газа порядка 10^{-4} мм рт. ст. и большой плотности тока доля мощности разряда, затрачиваемая на излучение как резонансных, так и нерезонансных линий, очень мала. Вследствие тех же причин исчезающе мало и η_c .

Увеличение давления сопровождается уменьшением температуры электронов, а следовательно, увеличением относительного числа электронов с малыми скоростями, а также уменьшением средней длины свободного пути. Это увеличивает удельный вес излучаемой энергии и уменьшает $\eta_{ст}$. Уменьшение

последней величины по мере увеличения давления газа происходит не всегда монотонно: в случае паров ртути при давлениях порядка от 10^{-2} до 1 мм рт. ст. увеличение ионного тока на стенку перекрывает влияние уменьшения средней кинетической энергии электронов плазмы, и $\eta_{ст}$ на этом участке вновь несколько возрастает за счёт уменьшения удельного веса резонансного излучения.

Начиная с давления в несколько миллиметров рт. ст., длина свободного пробега всех частиц в плазме уменьшается настолько, что их взаимные соударения начинают играть существенную роль и ведут к затруднению двуполярной диффузии и к уменьшению ионного тока на стенку. В результате—новое уменьшение $\eta_{ст}$, сводящее $\eta_{ст}$ к исчезающе малой величине, начиная с давления порядка 100 мм рт. ст. Вместе с тем, при давлениях порядка десятых долей миллиметра рт. ст. становится ощутительным нагревание газа в объёме вследствие рекомбинации в объёме, упругих столкновений электронов с частицами газа и других объёмных элементарных процессов. Из-за увеличения числа соударений второго рода, приводящих к тушению, уменьшается не только $\eta_{рез}$, но и $\eta_{нерез}$. Уменьшение числа электронов, обладающих достаточной энергией для возбуждения исходных уровней, сильно сказывается на интенсивности резонансных линий. В результате, как показывает диаграмма рис. 178, при давлении порядка 100 мм рт. ст. львиная

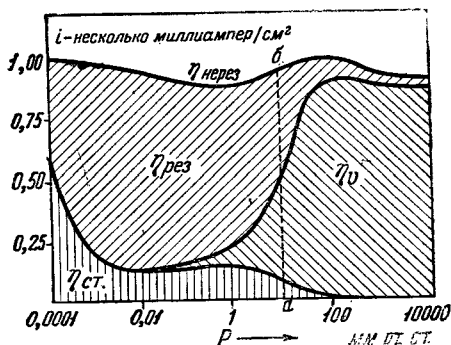


Рис. 179. Баланс мощности в положительном столбе разряда в парах ртути при плотности тока порядка десятка миллиампер на $см^2$.

доля мощности, расходуемой в разряде, приходится на η_0 и лишь небольшое число процентов на $\eta_{\text{перез}}$, ещё меньше на $\eta_{\text{рез}}$. При дальнейшем увеличении давления из-за большого η_0 сильно возрастает температура газа. Это приводит к тому, что существенную роль начинают играть термическая ионизация и термическое возбуждение. При последнем преимущественную роль играет ступенчатое возбуждение исходных уровней нерезонансных линий.

В связи с этим удельный вес излучения нерезонансных линий в общем балансе мощности разряда сильно возрастает, в то время как $\eta_{\text{рез}}$ попрежнему незначительно (в случае ртути порядка 1%). При опытах с ртутной лампой сверхвысокого давления был осуществлён такой режим, при котором излучение нерезонансных линий составляло 75% общей мощности разряда.

При малом давлении газа число соударений второго рода и других элементарных процессов, выводящих атомы газа из возбуждённого состояния, становится настолько ничтожным, что им можно пренебречь и принять, что в единицу времени число атомов, возвращающихся в 1 сек. с данного энергетического уровня в нормальное состояние, равно числу вновь возбуждаемых за то же время атомов. Поэтому для интенсивности излучения соответствующей спектральной линии можно написать:

$$I_\nu = \alpha n h \nu. \quad (123,1)$$

Множитель α расшифровывается так:

$$\alpha = a N_e \int_{V_a}^{\infty} Q_{12}(V) F(V) dV, \quad (123,2)$$

где a —постоянная; N_e —число электронов, приходящееся на единицу длины положительного столба; V_a —потенциал возбуждения; V —энергия электрона в электрон-вольтах; $Q_{12}(V)$ —эффективное поперечное сечение атома для соударений первого рода, сопровождаемых возбуждением атома при энергии налетающего электрона, равной V ; $F(V)$ —функция распределения энергии среди электронов.

Подстановка в (123,2) выражения для распределения электронов плазмы по энергиям и аппроксимационных формул для зависимости эффективного поперечного сечения $Q_{12}(V)$ от энергии соударяющегося с атомом электрона позволяет написать выражение, связывающее интенсивность I_ν со средней энергией электронов плазмы (с температурой электронного газа при максвелловском распределении) и с концентрацией электронов. Таким образом, измеряя интенсивность двух спектральных линий, можно написать два уравнения и определить из них T_e и N_e . Определение T_e значительно упрощается тем, что N_e входит в выражение

$$I_\nu = f(T_e, N_e) \quad (123,3)$$

в виде множителя в правой части и выпадает из выражения для отношения интенсивностей двух спектральных линий. Это освобождает от необходимости измерять абсолютное значение интенсивности излучения при определении T_e .

Для больших давлений дело осложняется процессами ступенчатого возбуждения и тушащими соударениями. Однако, как показал советский физик В. А. Фабрикант при дальнейшем развитии этой предложенной им теории, для сравнительно небольших давлений можно учесть оба эти обстоятельства, а также и процесс диффузии резонансного излучения.

При тех режимах разряда, когда число элементарных актов тушения данного возбуждённого уровня, вызванных неупругими соударениями второго рода, возрастает настолько, что этими соударениями определяется продолжительность пребывания атома на данном энергетическом уровне, а следовательно, и концентрация n_a возбуждённых атомов, мы имеем дело с состоянием, очень близким к статистическому микроравновесию между соударениями первого и второго рода, по отношению к данному энергетическому уровню. Светящийся газ в таком состоянии получил название *больцмановского излучателя*. Расчёт интенсивности излучения какой-либо спектральной линии, для верхнего энергетического уровня которой такое микроравновесие имеет место, вновь упрощается, так как концентрация возбуждённых атомов на верхнем уровне может быть определена по формуле Больцмана, и I_ν становится равным

$$I_\nu = n \frac{g_a}{g_0} e^{-\frac{eV_a}{kT}} A_\nu h\nu, \quad (123,4)$$

где n —концентрация невозбуждённых атомов, g_a и g_0 —статистические веса возбуждённого и нормального состояний, A_ν —вероятность спонтанного излучения кванта $h\nu$ частицей газа при отсутствии процессов тушения. При достаточно больших давлениях, когда полностью преобладает термическое возбуждение, формула (123,4) даёт возможность определить температуру газа. В тех случаях, когда в плазме преобладает возбуждение путём неупругих соударений электронов, T_ν в формуле (123,4) близко к температуре электронного газа T_e .

При больших давлениях и большой плотности разрядного тока вследствие усиленного взаимодействия всех частиц газа как между собой, так и со световыми квантами и вследствие хаотического переплетения всех этих взаимодействий разряд перестаёт быть больцмановским излучателем и начинает приобретать свойства *чёрного излучателя*. Относительная интенсивность наиболее ярких спектральных линий соответствует в этом случае закону излучения чёрного тела для данной температуры и даёт возможность определить температуру газа.

В определённых условиях спектр газового разряда становится сплошным. Это значит, что, в противоположность полосам молекулярного спектра, сплошную полосу спектра не удаётся разложить на отдельные линии, как бы велика ни была разрешающая сила спектрального прибора. Мы уже встречались в § 69 гл. IX со сплошным спектром рекомбинации ионов и электронов в отрицательном свечении тлеющего разряда. Другой случай сплошного спектра имеет место при так называемом явлении *преддиссоциации* молекул газа. Это явление состоит в том, что за время небольшого числа колебаний молекулы-вибратора эта молекула успевает диссоциировать. Третий случай сплошного спектра представляет собой спектр свечения Ne, Ar, Kr и Xe в дуговом разряде при давлении в десятки атмосфер, когда отдельные спектральные линии этих газов выступают на ярком сплошном фоне. В Xe, наиболее интенсивные спектральные линии которого лежат в инфракрасной части спектра, интенсивность сплошного спектра в этих условиях плавно изменяется на протяжении всей видимой и значительной части ультрафиолетовой области. Непрерывный спектр инертных газов объясняется смещением энергетических уровней атомов в сильных атомных полях, возникающих при сближении и соударении атомов, на которое накладывается свечение рекомбинации и свечение торможения свободных электронов в микрополях изотермической плазмы.

При этом существенным оказывается специфическое расположение возбуждённых энергетических уровней в одноатомных инертных газах и близость их к пониженному в сильных полях уровню ионизации. В случае одноатомного ртутного пара в тех же условиях наблюдается очень сильное расширение спектральных линий и появление лишь сравнительно слабого фона между ними.

§ 124. Послесвечение газа в разряде. Послесвечением газа в разряде называется явление, при котором свечение газа прекращается не одновременно с прекращением разряда через газ, а постепенно сходит на нет и окончательно пропадает лишь по истечении некоторого промежутка времени. Все случаи послесвечения можно разделить на следующие три отдельные группы:

1) послесвечение, длящееся иногда до 10^{-2} секунды и связанное с тем, что возвращение газа в нормальное состояние (депониация разрядного промежутка) протекает не мгновенно, а в течение конечного промежутка времени;

2) специфическое послесвечение азота, связанное с образованием так называемого активного азота, длящееся иногда до 20 минут после прекращения разряда и более;

3) послесвечение стенок разрядной трубки под действием происходящих в газе процессов, в частности катодолюминесценция стенок трубки.

Как пример первой группы этих явлений можно привести послесвечение неона, аргона и аргоно-неоновой смеси в тлеющем разряде.

Послесвечение азота наблюдается в основном при больших давлениях (порядка атмосферного) при конденсированном искровом разряде и при высокочастотном разряде.

§ 125. Эффект Черенкова и эффект светящегося электрона.
В рамках настоящего курса мы не имеем возможности уделить внимание другим видам излучения, кроме свечения газового разряда, хотя все эти виды излучения (термолюминесценция, свечение люминофоров, генерация рентгеновского излучения и т. д.) тесно связаны с электронными процессами в твёрдых или жидких телах. Но есть два недавно открытых вида излучения, которые непосредственно связаны с движением быстрых «свободных» электронов (т. е. электронов, находящихся вне атома) и которых необходимо коснуться в нашем курсе. Один из этих видов излучения движущегося электрона открыт и объяснён, а второй—теоретически предсказан советскими физиками. Эти виды излучения света носят названия: 1) *излучение или эффект Черенкова* и 2) *эффект светящегося электрона*. Первое из этих явлений экспериментально обнаружено в 1944 году в лаборатории академика С. И. Вавилова П. А. Черенковым. Теория его создана в последующие годы С. И. Вавиловым, И. М. Франком и И. Е. Таммом.

Черенков первоначально обнаружил¹⁾, что в любой прозрачной жидкости при облучении её γ -лучами возникает свечение. То же самое, как выяснилось несколько позже, имеет место и в твёрдых телах. При исследовании свечения в различных жидкостях интенсивность свечения оказалась одной и той же в пределах точности измерений. Черенковым было также установлено, что свечение частично поляризовано; причём направление электрического вектора световых колебаний совпадает с направлением распространения γ -лучей. Тщательная очистка жидкостей от возможных флуоресцирующих примесей не влияла на интенсивность излучения. Влияние температуры и тушащих процессов, всегда сказывающихся в большей или меньшей степени на явлениях флуоресценции и однозначно связанных с длительностью пребывания атомов в возбуждённом состоянии, не имело места. Отсюда следовало, что длительность возбуждённого состояния атомов при этом эффекте весьма близка к нулю. На этом основании С. И. Вавилов пришёл к убеждению, что «наблюдаемый эффект вообще не может быть каким-либо видом люминесценции, для которой конечная длительность возбуждения является характерным признаком», и высказал мысль, что источником наблюдаемого

¹⁾ Излагаем результаты опытов Черенкова и их теоретическое объяснение по статье: И. М. Франк, УФН 30, 149—183 (1946).

Черенковым излучения являются свободные электроны, образуемые γ -лучами путём фотоионизации частиц среды и комптон-эффекта. Эта гипотеза объясняла независимость интенсивности излучения от природы среды и характер поляризации свечения Черенкова, так как направление скорости быстрых электронов, освобождаемых γ -лучами, совпадает с направлением этих лучей. Опыты показали, что быстрые электроны (β -лучи) действительно возбуждают в жидкостях свечение, обладающее такими же признаками, как и свечение жидкостей под действием γ -лучей. Непосредственным доказательством того, что и в случае γ -лучей источниками излучения являются быстрые электроны, вызванные поглощением γ -лучей атомами, послужили результаты опытов с наложением магнитного поля на облучаемую γ -лучами жидкость. Магнитное поле не действует на направление распространения γ -лучей, но искривляет траектории электронов и должно поэтому вызывать изменение наблюдаемой поляризации свечения, если последнее является следствием излучения электронов. Действие магнитного поля на поляризацию свечения Черенкова оказалось очень значительным. Вместе с тем оказалось, что наблюдаемое излучение имеет определённую направленность и максимум интенсивности имеет место под острым углом к направлению движения электронов. Спектр излучения Черенкова оказался сплошным.

Теоретическое рассмотрение вопроса, проведённое И. М. Франком и И. Е. Таммом, показало, что в эффекте Черенкова мы имеем дело не с тормозным излучением электрона в задерживающем поле, а с излучением электрона, двигающегося в данной среде, показатель преломления которой для световых колебаний частоты ω равен $n(\omega)$, с постоянной скоростью v , большей, чем скорость распространения света в этой среде $\frac{c}{n(\omega)}$. Распространение этого

излучения аналогично распространению возмущения в газообразной среде при движении источника звуковых колебаний со скоростью, большей, чем скорость распространения в ней звука.

При подсчёте на основе классической электродинамики угол, под которым имеет место излучение Черенкова, определяется соотношением

$$\cos \vartheta = \frac{c}{vn(\omega)}. \quad (125,1)$$

Подсчёт, основанный на представлениях квантовой механики, для случая, когда энергия излучаемого фотона мала по сравнению с энергией электрона (как это фактически имеет место для видимой области спектра при эффекте Черенкова), даёт, как показал В. Л. Гинзбург:

$$\cos \vartheta = \frac{c}{vn(\omega)} \left\{ 1 + \frac{h\nu}{2mc^2} [n^2(\omega) - 1] \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right\}. \quad (125,2)$$

При этом поправочный член в выражении (125,2) оказывается в условиях эффекта Черенкова ничтожно малым¹⁾.

Сравнение результатов теории с опытом показало, что излучение Черенкова действительно является излучением электрона, движущегося в данной среде со скоростью, большей, чем фазовая скорость распространения света в этой среде. Обобщая интерпретацию явления, открытого Черенковым, можно утверждать, указывает И. М. Франк, — что «всякая система, способная взаимодействовать с радиацией, должна излучать за счёт своей кинетической энергии, если её скорость превышает фазовую скорость света». Таким образом, открытие Черенкова и его истолкование другими советскими физиками имеет глубокое принципиальное значение.

Переходим к краткому изложению вопроса о *светящемся электроны*²⁾. Под явлением «светящегося электрона» понимают излучение видимого света электронами, описывающими в электронных ускорителях бетатронах или синхротронах круговые траектории с весьма большими скоростями v , приближающимися к скорости света c (ультрарелятивистский случай, когда $1 - \frac{v}{c} \ll 1$).

Возможность такого излучения была предсказана в 1944 году Д. Д. Иваненко и И. Я. Померанчуком. На основе этого предсказания явление светящегося электрона было обнаружено экспериментально в 1947 году Поллоком. В опытах Поллока свечение, испускаемое электронами, движущимися в синхротроне (видоизменение бетатрона), воспринималось невооружённым глазом в виде красноватого пятна при энергии в 30 мегаэлектрон-вольт и в виде голубовато-белого при энергии в 70 мегаэлектрон-вольт. Свечение было настолько ярко, что было видно даже при дневном свете.

Явление светящегося электрона — наиболее непосредственный способ наблюдения электрона, так как в этом случае мы непосредственно «видим» электрон, а не только констатируем результат его взаимодействия с каким-либо объектом, например с люминесцирующим экраном. В противоположность эффекту Черенкова, излучение электрона в данном случае не обусловлено окружающей средой. Теория явления светящегося электрона подробно разра-

¹⁾ Это выражение может быть также представлено в виде

$$\cos \vartheta = \frac{c}{vn(\omega)} + \frac{\frac{\Lambda}{\lambda} [n^2(\omega) - 1]}{2n^2},$$

где Λ — длина волны де Бройля, λ — длина излучаемой световой волны.

²⁾ Излагаем по § 43 книги Д. Иваненко и А. Соколова «Классическая теория поля (новые проблемы)», Гостехиздат, М.—Л., 1949.

ботана Д. Д. Иваненко и А. А. Соколовым. Рассмотрение ультрарелятивистского случая показывает, что здесь в излучении электрона, описывающего круговую траекторию, основную роль играют гармоники высших порядков: энергия излучения возрастает пропорционально кубическому корню из частоты излучения ω , т. е. пропорционально кубическому корню из номера гармоники, и достигает своего максимального значения при некоторой критической частоте:

$$\omega_c = \frac{3\omega_0}{2} (1 - \beta^2)^{-\frac{2}{3}}, \quad (125,3)$$

где ω_0 —частота основного тона (совпадающего с частотой вращательного движения электрона по траектории), а β , как обычно,—отношение скорости электрона v к скорости света c . При условиях, соответствующих энергии электронов порядка 100 мегаэлектрон-вольт, критическая частота соответствует видимой части спектра и электрон светится. Так как при этом имеет место излучение гармоник очень высокого порядка, то спектр излучения становится практически непрерывным: разница между отдельными соседними частотами излучения весьма незначительна по сравнению с критической частотой, в области которой происходит основное излучение.

Существенным моментом новой теории является опровержение утверждения, что аналогично отсутствию излучения постоянного кругового тока пучок электронов в бетатроне излучать не будет благодаря интерференции между излучением отдельных электронов. Излучение должно иметь место вследствие неизбежных флюктуаций в пучке электронов, в результате которых излучение является суммой излучений отдельных электронов. В ультрарелятивистском случае излучение направлено вперед по движению электрона. Общая энергия излучения всех гармоник в единицу времени внутри телесного угла $d\Omega$ равна для одного электрона:

$$dW = \frac{e^2 \gamma^4 c}{2\pi a^2} \left[1 + \cos^2 \vartheta - \frac{\beta^2}{4} \sin^4 \vartheta (1 + 3\beta^2) \right] \frac{d\Omega}{(1 - \beta^2 \sin^2 \vartheta)^{7/2}}, \quad (125,4)$$

где ϑ —угол между касательной к траектории электрона и осью телесного угла $d\Omega$, а a —радиус круговой траектории электрона.

Большое практическое значение имеет вывод теории светящегося электрона об относительной величине потери энергии на излучение. При энергии электронов в бетатроне порядка 100 мегаэлектрон-вольт эта потеря достигает уже 2% всей энергии и радиус траектории уменьшается с 83 до 80 см. При дальнейшем увеличении энергии доля энергии, теряемой на излучение, растёт всё больше и больше и, наконец, при определённом значении энергии, которое нетрудно подсчитать для какого-либо данного значения a , вся энер-

гия, приобретаемая электроном в бетатроне, должна тратиться на излучение «светящегося электрона», т. е. дальнейшее увеличение энергии электронов в бетатроне оказывается невозможным, и попытки выйти за пределы этого «потолка» оказываются бессмысленными.

С методической точки зрения открытие излучения Черенкова и явления светящегося электрона ещё раз подчёркивает диалектический тезис В. И. Ленина о «неисчерпаемости» электрона.

§ 126. Газоразрядные источники света. Первым газоразрядным источником света, применённым на практике в широких масштабах, была свеча Яблочкова, описанная в § 95 гл. XI. На смену ей пришли дуговые лампы с дифференциальными электромагнитными регуляторами расстояния между уголями. Такая лампа впервые была осуществлена В. Н. Чиколевым. В последующий период эти газосветные источники света всё более и более вытеснялись лампой накаливания, особенно после того, как по мысли другого замечательного русского электрика XIX века, А. Н. Лодыгина, была осуществлена замена угольных нитей телом накала из тугоплавких металлов, в частности из вольфрама. С именем А. Н. Лодыгина тесно связано и изобретение первоначальной лампы накаливания с угольной нитью: им был предложен метод изготовления этих нитей, обеспечивающий их долговечность, и построены первые образцы ламп накаливания с угольной нитью, нашедших практическое применение за несколько лет до начала массового выпуска ламп Эдисоном.

Со времён первых лампочек Лодыгина светоотдача ламп накаливания—число люменов светового потока, приходящееся на один ватт затрачиваемой мощности электрического тока,—сильно возросла. Тем не менее к.п.д. ламп накаливания очень мал, всего 2—3%. Светоотдача равна 12—18 лм/вт и принципиально не может быть увеличена без серьёзного уменьшения полезного срока службы лампы.

Даже если бы удалось создать тело накала, выдерживающее температуру, при которой максимум излучения совпадает по своему положению в спектре с максимумом кривой спектральной чувствительности человеческого глаза, то к.п.д. такого тела накала был бы только 14% (светоотдача 87 лм/вт). Техническая мысль уже давно работала над проблемой удачного использования избирательного излучения газового разряда для целей как специального, так и общего освещения. Нами уже описаны в § 93 гл. XI лампы сверхвысокого давления с парами ртути. Светоотдача этих ламп доходит до 50 лм/вт, но достигаемая при их применении цветопередача всё ещё неудовлетворительна из-за избытка излучения в сине-зелёной области спектра и слабого излучения в красной области.

Газовой лампой, обладающей теоретически и практически наибольшей светотдачей, является натриевая лампа. В лабораторных условиях в натриевой лампе достигнута светотдача до 120 лм/вт. Но излучение паров натрия монохроматическое (жёлтая резонансная линия D натрия). Поэтому не может быть и речи об её применении для общего освещения. Большой шаг вперёд представляют собой лампы сверхвысокого давления, наполненные инертными одноатомными газами, обладающими очень хорошей цветопередачей. Однако их экономичность всего лишь около 20—25 лм/вт.

Из других газоразрядных источников света укажем на ртутно-аргонные лампы в кварцевой оболочке, используемые в медицине для облучения ультрафиолетовыми лучами, и на такие же лампы в стеклянной оболочке, известные под названием ламп ИГАР (интенсивного горения аргоно-ртутные, применяются в светокопировальных аппаратах).

Неоновые лампы также *дугового разряда*, но значительно больших размеров применяются в качестве сигнальных огней. В этом случае играет роль специфичный оранжево-красный цвет излучения неона. Неоновые трубки тлеющего разряда с небольшой силой тока порядка 80 ма и с высоким напряжением между электродами применяются в светящихся буквах. Синие буквы содержат аргон с примесью ртути. Их синий цвет является следствием возбуждения атомов ртути при их неупругих соударениях второго рода с метастабильными атомами аргона.

При передаче изображений в фототелеграфии применяются *точечные лампы*, использующие тлеющий разряд с полым катодом. Цилиндр—катод фокусирует пучок испускаемых им электронов вдоль по оси цилиндра; небольшое круглое отверстие в аноде играет роль диафрагмы. Световой поток этого пучка модулируется напряжением на лампе, управляемым фотоэлементом на отправительной станции, и на принимающей станции производит почернение участка светочувствительной бумаги, соответствующего поочерёдно каждому данному участку передаваемого изображения. Точечные лампы для фототелеграфии наполняются аргоно-неоновой смесью, содержащей пары ртути.

Задача создания источника света со значительно большей светотдачей, чем лампа накаливания, и с лучшей цветностью в настоящее время решена путём одновременного использования газового разряда и явления люминесценции твёрдых тел под действием ультрафиолетовой радиации.

В *люминесцентных лампах* для возбуждения люминофоров используется излучение разряда в парах ртути низкого давления, богатое резонансными линиями 2537 Å и 1849 Å. Люминофоры наносятся непосредственно на внутреннюю поверхность той же трубки, в которой происходит разряд. Тип разряда—дуга в аргоне (давление около 4 мм рт. ст.), содержащем пары ртути. Малая

яркость свечения люминесцентных ламп устраняет вредное действие света, попадающего непосредственно из источников света в человеческий глаз,—так называемую блёзкость.

Процессы поглощения ультрафиолетовой радиации люминофором и излучения последним видимого света доводят светоотдачу до 45 лм/вт.

Наиболее ответственной частью люминесцентной лампы является слой люминофора. Коэффициент полезного действия люминофоров или квантовая отдача—отношение числа излучаемых квантов к числу поглощённых—в очень значительной степени зависит от чистоты материалов, употребляемых при изготовлении люминофора. Степень чистоты «чистый для люминесценции» является более высокой, чем степень «чистый для анализа» или «химически чистый». Каждый люминофор имеет под действием радиации данного состава свой характерный спектр излучения. Путём смешения различных люминофоров и применения соответствующих активаторов возможно изготовление люминесцентных ламп всевозможных цветов. Для общего освещения изготавливаются белые лампы различных оттенков: лампы белого света, лампы мягкого белого света с приятным розоватым оттенком и, наконец, лампы дневного света, имитирующие рассеянный дневной свет. Последние обладают наиболее правильной цветопередачей.

Идея о возможности использования явления люминесценции твёрдых тел для создания «холодного» источника света была высказана академиком С. И. Вавиловым за несколько лет до первого осуществления люминесцентных ламп. С именем С. И. Вавилова связана также организация производства люминесцентных ламп в СССР.

Литература к гл. XV

1. Теренин А. Н., Введение в спектроскопию. Кубуч, Л., 1933.
2. Кондратьев В., Строение атома и молекулы, Изд. АН СССР, М.—Л., 1948.
2. Кондон Е. и Шортли Г., Теория атомных спектров, Изд. иностр. лит., М., 1949.
4. Пирс Р. и Гейдон А., Отождествление молекулярных спектров, Изд. иностр. лит., М., 1949.
5. Иванов А. П., Электрические источники света, ч. II, Газосветные лампы, Госэнергоиздат, М.—Л., 1947.



ПРИЛОЖЕНИЯ

(ТАБЛИЦЫ И ГРАФИКИ
НЕКОТОРЫХ ВЕЛИЧИН)

I. Работа выхода электронов ϕ из металлов и других химических элементов периодической системы в эв.-е¹⁾

Группа / Период	1	2	3	4	5	6	7	8
2	Li 2,39	Be 3,37	B 4,5	C 4,39				
3	Na 2,27	Mg 3,46	Al 3,74	Si 4,1	P —	S —		
4	K 2,15 Cu 4,47	Ca 2,76 Zn 3,74	Sc — Ga 3,96	Ti 4,09 Ge 4,56	V 4,11 As 5,11	Cr 4,51 Se 4,72	Mn 3,95	Fe 4,36 Co 4,18 Ni 4,84
5	Rb 2,13 Ag 4,28	Sr 2,35 Cd 3,92	Y — In —	Zr 3,84 Sn 4,11	Nb 3,99 Sb 4,08	Mo 4,27 Te 4,73	Tc —	Ru 4,52 Rh 4,65 Pd 4,82
6	Cs 1,89 Au 4,58	Ba 2,29 Hg 4,52	La 3,3 Tl 3,76	Hf 3,53 Pb 4,02	Ta 4,12 Bi 4,28	W 4,50 Po —	Re 5,1	Os 4,55 Ir 4,57 Pt 5,29
7	Fr —	Ra —	Ac —	Th 3,41	Pa —	U 3,74		
Редкие земли: Ce 2,7		Pr 2,7	Nd 3,3	Sm 3,2				

¹⁾ Таблица I взята из статьи Н. В. Michaelson, Jour. Appl. Phys. 21, 536 (1950). Приведённые в ней значения ϕ являются средними из данных, опубликованных с 1924 по 1949 год.

II. Энергия ионизации некоторых атомов и молекул в э.э.-е

Энергия ионизации атомов, молекул и ионов ($1 \rightarrow 2 \Delta U_i$ — дополнительная энергия, необходимая для создания дважды заряженного иона из однократно заряженного, $2 \rightarrow 3 \Delta U_i$ — трижды заряженного из двукратно заряженного и т. д.) ΔU_i дано в э.э.-е

Элемент	Атомный вес	Порядковый номер	U_i	$1 \rightarrow 2 \Delta U_i$	$2 \rightarrow 3 \Delta U_i$	$3 \rightarrow 4 \Delta U_i$	$4 \rightarrow 5 \Delta U_i$	$5 \rightarrow 6 \Delta U_i$
H ₁	1	1	13,5	—	—	—	—	—
H ₂	1	1	15,4	—	—	—	—	—
He	4	2	24,5	54,2	—	—	—	—
Li	6,9	3	5,4	75,3	124,9	73,5	97,4	—
N ₁	14,0	7	14,5	29,5	47,2	—	—	—
N ₂	14,0	7	15,8	—	—	—	—	—
O ₁	16,0	8	13,5	—	54,9	77,0	109,2	137,5
O ₂	16,0	8	12,5	34,9	—	—	—	—
Ne	20,2	10	21,5	—	63,2	—	—	—
Na	23	11	5,1	40,8	—	—	—	—
Cl	35,5	17	13,0	47,5	—	—	—	—
Ar	39,9	18	15,7	22,5	39,7	47,4	67,7	88,6
K	39,1	19	4,3	27,8	40,7	—	—	—
Cu	63,6	29	7,7	31,7	46,5	—	—	—
Ca	69,7	31	6,0	20,2	—	—	—	—
Kr	82,9	36	14,0	18,9	30,6	63,9	—	—
Rb	85,5	37	4,2	26,4	—	—	—	—
Cd	112,4	48	9,0	16,0	—	—	—	—
Xc	130,2	54	12,4	16,8	32,0	—	—	—
Cs	133,0	55	3,9	24,0	—	—	—	—
Hg	201	80	10,4	—	—	—	—	—
Tl	204	81	6,1	18,7	41,0	72,0	82,0	—
				20,3	29,7	—	—	—

Примечание к таблицам I и II. Как φ , так и U_i изменяются периодически в соответствии с положением элемента в периодической системе, как это видно из графика рис. 186.

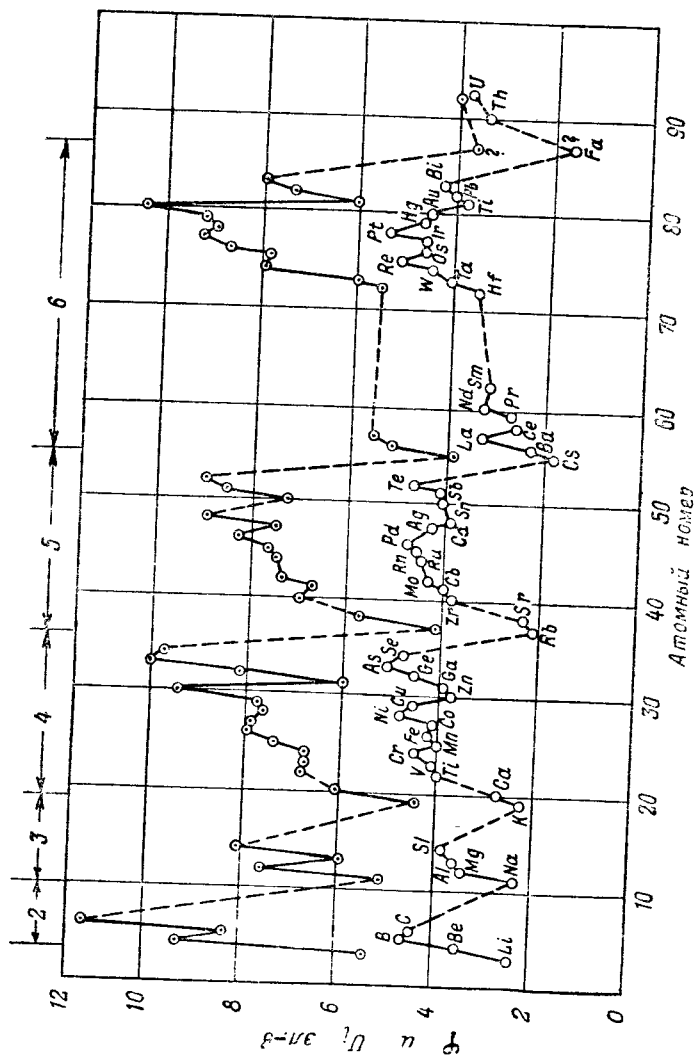


Рис. 180. Периодический ход работы выхода ϕ и потенциала ионизации U_i химических элементов в системе Д. И. Менделеева.

III. Порог внешнего фотоэффекта для некоторых металлов
(при комнатной температуре)

Металл λ_0	Металл λ_0	Металл λ_0	Металл λ_0
Ni 246	Rh 270	Ta 305	Rb 570
Pd 249	W 273	Zn 372	Cs 660
Au 261	Hg 273	Na 500	
Fe 262	Sn 274	Li 540	
Ag 270	Mo 280	K 550	

IV. Подвижность электронов K_e в некоторых газах
в $\frac{\text{см/сек}}{v/\text{см}}$ при $t=0^\circ \text{C}$ и $p=1 \text{ мм рт. ст.}$

Газ	K_e в $\frac{\text{см/сек}}{v/\text{см}}$	
	при $E=0,2 \text{ в/см}$	при $E=1 \text{ в/см}$
H ₂	$2,3 \cdot 10^6$	$9,3 \cdot 10^5$
N ₂	$1,8 \cdot 10^6$	$7,5 \cdot 10^5$
He	$2,1 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^5$
Ne	$2,5 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^5$
Ar	$1,3 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^5$

V. Потенциалы возбуждения
резонансных линий $U_{\text{рез}}$ и метастабильных состояний $U_{\text{мет}}$
и потенциалы ионизации некоторых газов и паров U_i
($U_{\text{рез}}, U_{\text{мет}}, U_i$ даны в v ; λ_0 в Å)

Вещество	$U_{\text{рез}}$	λ_0	$U_{\text{мет}}$	U_i
He	20,86—21,2	592—584	19,72—20,51	24,47
Ne	16,62—16,79	743—736	16,57—16,66	21,47
Ar	11,56—11,77	1067—1048	11,49—11,66	15,69
Kr	9,98—10,59	1236—1165	9,86—10,51	13,94
Xe	8,39—9,52	1469—1295	8,28—9,40	12,08
Li	1,84	6708	—	5,37
Na	2,1	5896—5890	—	5,12
K	1,60—1,61	7699—7665	—	4,32
Rb	1,55—1,58	7948—7800	—	4,16
Cs	1,38—1,45	8944—8521	—	3,87
Mg	2,70—4,33	4571—2852	2,70	7,61
Ba	1,56—2,23	7914—5536	1,11—1,41	5,19
Zn	4,01—5,77	3076—2139	3,99—4,01	9,36
Cd	3,78—5,39	3261—2289	3,71—3,93	8,96
Hg	4,86—6,67	2537—1850	4,66—5,43	10,38

VI. Степень термической ионизации газов x в зависимости

от температуры по формуле Сага: $\frac{x^2}{1-x^2} P = 1,33 \cdot T^{5/2} e^{-\frac{eU_i}{kT}}$.

Графики: для паров Hg—рис. 181, для паров Ag, Cu, Fe, Hg и газов H_2 и N_2 —рис. 182.

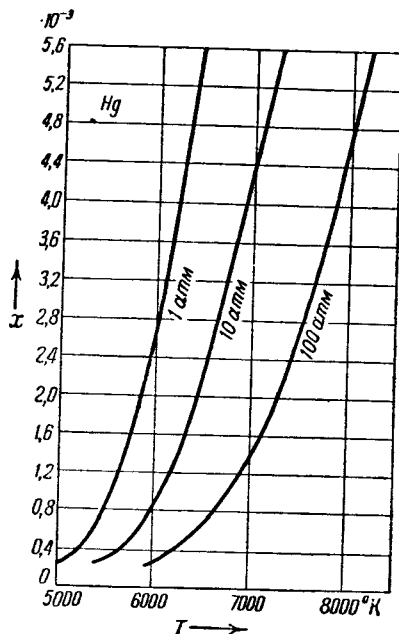


Рис. 181. Степень термической ионизации x паров ртути в зависимости от температуры при давлении ртутного пара 1, 10 и 100 атмосфер.

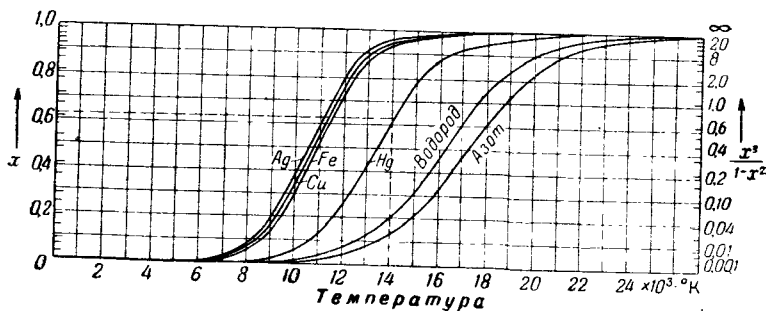


Рис. 182. Степень термической ионизации x паров Ag, Cu, Fe, Hg и газов H_2 и N_2 при давлении $p = 760$ мм рт. ст.

VII. Экспериментальные значения коэффициента объёмной ионизации α для воздуха

(Значения коэффициента α , делённого на давление p в мм рт. ст., как функции от отношения напряжённости поля E в в/см к давлению p в мм рт. ст.)

E/p дано в $\frac{\text{в/см}}{\text{мм рт. ст.}}$; α/p дано в $\frac{\text{ион/см}}{\text{мм рт. ст.}}$

E/p	α/p	E/p	α/p	E/p	α/p	E/p	α/p
20	$3,4 \cdot 10^{-5}$	35	$5,9 \cdot 10^{-3}$	100	0,68	300	4,36
22	$5,2 \cdot 10^{-5}$	36	$7,6 \cdot 10^{-3}$	110	0,85	350	5,10
24	$1,34 \cdot 10^{-4}$	38	$12,0 \cdot 10^{-3}$	120	1,05	400	5,78
26	$2,34 \cdot 10^{-4}$	40	$16,0 \cdot 10^{-3}$	130	1,23	450	6,5
28	$4,30 \cdot 10^{-4}$	45	$33,5 \cdot 10^{-3}$	140	1,40	500	7,0
30	$9,10 \cdot 10^{-4}$	50	$5,7 \cdot 10^{-2}$	150	1,60	600	7,9
31	$1,36 \cdot 10^{-3}$	60	0,130	160	1,83	700	8,7
32	$2,01 \cdot 10^{-3}$	70	0,235	180	2,25	800	9,3
33	$3,07 \cdot 10^{-3}$	80	0,365	200	2,60	900	10,0
34	$4,5 \cdot 10^{-3}$	90	0,51	250	3,50	1000	10,5

VIII. Свободный пробег электронов в газах

А. Средняя длина свободного пробега молекул некоторых газов λ_r и средняя длина свободного пробега электрона в тех же газах λ_e , подсчитанная по кинетической теории газов ($\lambda_e = 4\sqrt{2} \lambda_r$). Значения λ_r и λ_e отнесены к температуре 0°С и к давлению $p = 1$ мм рт. ст.

Газ	He	Ne	Ar	H ₂	N ₂	O ₂	пары Na	пары Hg
$\lambda_r \cdot 10^8$ см	13,1	11,6	7,73	13,3	6,33	7,22	8,07	4,88
$\lambda_e \cdot 10^2$ см	7,41	6,57	4,38	7,53	3,58	4,09	4,57	2,76

Б. Зависимость эффективного поперечного сечения $Q=1/\lambda_e$ атомов и молекул некоторых газов и паров от кинетической энергии K влетающего электрона, выраженной в э.е. (рис. 183а—183к)¹⁾.

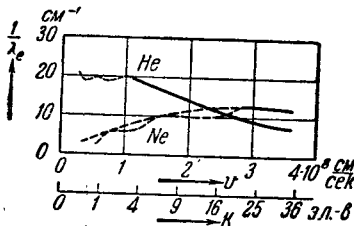


Рис. 183а.

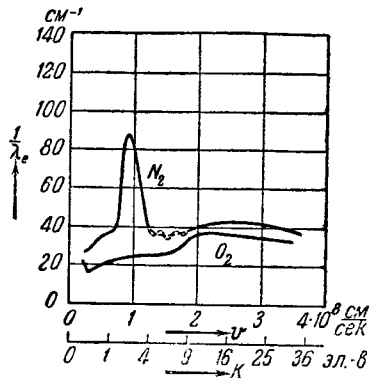


Рис. 183г.

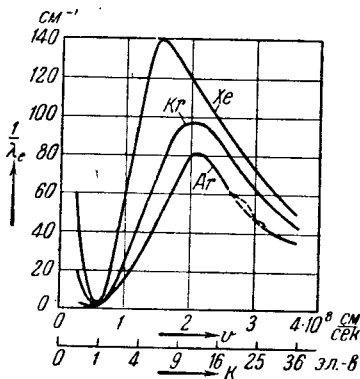


Рис. 183б.

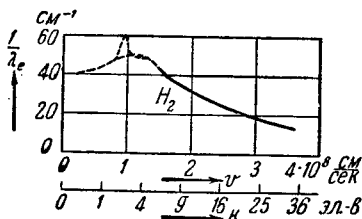


Рис. 183в.

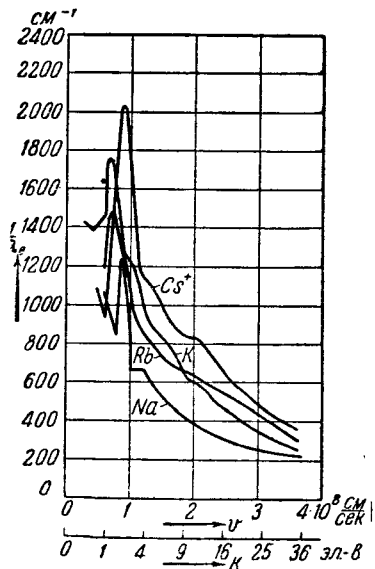


Рис. 183д.

¹⁾ Пунктиром на кривых показаны значения, полученные различными авторами и не совпадающие между собой.

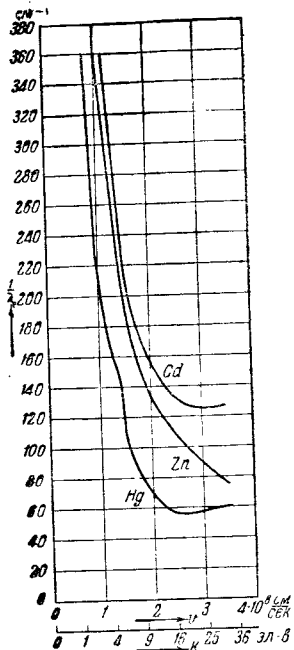


Рис. 183з.

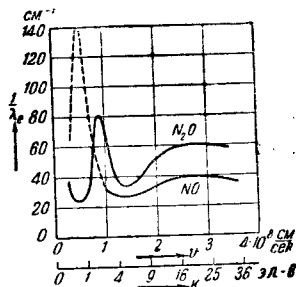


Рис. 183зв.

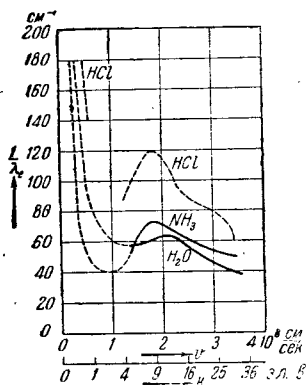


Рис. 183г.

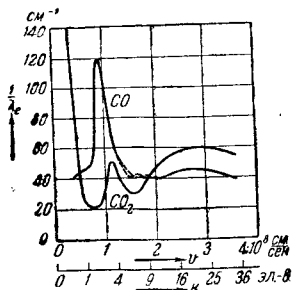


Рис. 183ж.

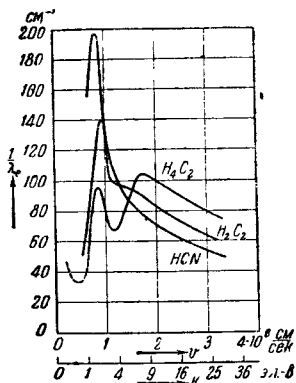


Рис. 183к.

IX. Периодическая система

I группа	II группа	III группа	IV группа
1 H 1,0078			
3 Li 6,94	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,01
11 Na 23,00	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06
19 K 39,10 29 Cu 63,57	20 Ca 40,08 30 Zn 65,38	21 Sc 45,10 31 Ga 69,72	22 Ti 47,90 32 Ge 72,60
37 Rb 85,48 47 Ag 107,88	38 Sr 87,63 48 Cd 112,41	39 Y 88,92 49 Th 114,8	40 Zr 91,22 50 Sn 118,7
55 Cs 132,91 79 Au 197,2	56 Ba 137,36 80 Hg 200,61	57 La 138,92 81 Tl 204,39	72 Hf 178,6 82 Pb 207,21
87 Fr (223)	88 Ra 226,05	89 Ac 226	90 Th 232,12

Редкие
земли

58—71

58 Ce 140,13	59 Pr 140,9	60 Nd 144,3	61 Pm 147	62 Sm 150,4	63 Eu 152,0
-----------------	----------------	----------------	--------------	----------------	----------------

элементов Д. И. Менделеева

V группа	VI группа	VII группа	VIII группа	0 группа
				2 He 4,002
7 N 14,01	8 O 16,00	9 F 19,00		10 Ne 20,18
15 P 31,02	16 S 32,06	17 Cl 35,46		18 Ar 39,94
23 V 50,95 33 As 74,91	24 Cr 52,01 34 Se 78,96	25 Mn 54,93 35 Br 79,92	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,84 58,94 58,69	36 Kr 83,7
41 Nb 92,91 51 Sb 121,76	42 Mo 96,0 52 Te 127,61	43 Tc (99) 53 I 126,92	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,9 106,7	54 Xe 131,3
73 Ta 180,88 83 Bi 209,0	74 W 184,0 84 Po 210,0	75 Re 186,31 85 At (210)	76 Os 77 Ir 78 Pt 191,5 193,1 195,23	86 Rn 222
91 Pa 231	92 U 238,07	92—98 Трансурановые элементы		

64 Gd 156,9	65 Tb 159,2	66 Dy 162,5	67 Ho 163,5	68 Er 167,6	69 Tm 169,4	70 Yb 173,0	71 Lu 175,0
----------------	----------------	----------------	----------------	----------------	----------------	----------------	----------------

Х. Классификация отдельных типов и областей газового разряда по элементарным процессам, происходящим в них

Элементарные процессы в объёме	Тип или область разряда	Элементарные процессы на поверхности катода или на границе данной области	Роль пространственных зарядов
1	2	3	4
<p>I. Объёмных элементарных процессов не происходит, так как нет соударений заряженных частиц с нейтральными. Ток поддерживается за счёт движения электронов в высоком вакууме</p>	<p>Разряд в <i>высоком вакууме</i></p>	<p>Фотоэффект. Термоэлектронная эмиссия. Холодная эмиссия.</p>	<p>Объёмный заряд лимитирует силу тока, пока не достигнут ток насыщения</p>
<p>II. Объёмная ионизация газа поддерживается лишь за счёт действия постоянного ионизатора или же исключительно за счёт ионов, проникающих в данную область разряда из других областей</p>	<p><i>Тихий разряд</i></p> <p>а) Утечка электрических зарядов через воздух. б) Тихий несамостоятельный разряд в газе. в) Внешняя униполярная область коронарного разряда</p>	<p>В случаях а) и б) необязательны. в) Процессы на границе отрицательного и на границе положительного коронирующего слоя</p>	<p>В случаях а) и б) роли почти не играют. в) Ограничивают разрядный ток и явления, имеющие место в коронирующем слое</p>

<p>III. Ионизация и возбуждение соударениями электронов—прямыми и ступенчатые, ведущие к постоянному развитию электронных лавин, непрерывно следующих одна за другой и более или менее равномерно заполняющих весь разрядный промежуток пространственным зарядом. Неупругие соударения II рода</p>	<p><i>Лавинные разряды</i></p> <p>а) Несамостоятельный лавинный разряд. б) Катодные части тлеющего разряда. в) Переходные формы между таунсендовским и тлеющим разрядами. г) Катодные части переходной формы между тлеющим и дуговым разрядами. д) Королирующий слой коронного разряда</p>	<p>Фотоэффект. Термоэлектронная эмиссия. Различные виды вторичной эмиссии на катоде. Фотоионизация газа в объёме</p>	<p>а) Роли почти не играют. б, в, г и д) Обуславливают области свечения и распределение поля в разряде</p>
<p>IV. Быстрое чередование и взаимодельствие процессов прямой и ступенчатой ионизации и возбуждения молекулами электронов и процессов фотоионизации газа в объёме, приводящие к распространению через газ отдельных изолированных стримеров и завершающиеся образованием высокоионизованных искровых каналов при полном искрении первоначального равномерного поля искрового промежутка</p>	<p><i>Импульсные стримерные разряды</i></p> <p>а) Первоначальные стадии искрового разряда во всех его разнообразных по внешности формах. б) Первоначальные стадии молнии. в) Отдельные случаи, стадии и области коронного и кистевого разрядов, а также высокочастотных разрядов.</p>	<p>Не играют никакой роли или имеют лишь второстепенное значение</p>	<p>Весьма существенны индивидуальные поля, создаваемые объёмными зарядами отдельных лавин и стримеров</p>

Продолжение

1	2	3	4
<p>Элементарные процессы в объёме</p>	<p>Тип или область разряда</p>	<p>Элементарные процессы на поверхности катода или на границе данной области</p>	<p>Роль пространственных зарядов</p>
<p>V. Хаотическое тепловое движение электронов и ионов преобладает над их направленным движением. Ионизация происходит за счёт соударений наиболее быстрых электронов с частицами газа. Концентрации носителей положительных и отрицательных зарядов равны между собой. Средняя энергия электронов много выше средней энергии нейтральных частиц газа. Убыль энергии электронов плазмы вследствие упругих и неупругих столкновений с частицами газа восполняется за счёт ускорения движения электронов продольным полем разряда за время от одного соударения до другого</p>	<p><i>Неизотермическая плазма</i></p> <p>а) Дуговой разряд с искусственно подогретым катодом. б) Положительный столб тлеющего разряда. в) Положительный столб дугового разряда при низких давлениях газа. г) Положительный столб высокочастотного разряда с внешними или внутренними электродами. д) Кольцевой безэлектродный разряд</p>	<p>а) Термоэлектронная эмиссия. б) Процессы в фарадеевом тёмном пространстве тлеющего разряда. в) Термоэлектронная или холодная эмиссия. В случаях г) и д) отсутствуют или имеют лишь второстепенное значение</p>	<p>Положительные и отрицательные пространственные заряды взаимно компенсируют друг друга. Поверхностные заряды на стенках сосуда или отрицательные ионы во внешней оболочке разрядного пространства создают радиально направленные добавочное поле</p>

<p>VI. Хаотическое движение заряженных частиц, как и в случае V, преобладает над их направленным движением. Процессы в каждом данном элементе объема разряда определяются исключительно его температурой. Баланс числа ионизованных частиц под-держивается путём термической ионизации за счет выделяемой в каждом разряде тепловой энергии, равной $I E_{\text{прод}}$. Концентрации положительно и отрицательно заряженных частиц равны между собой. Вся среда однородна и изотермична: средняя энергия электронов равна средней энергии нейтральных частиц газа</p>	<p>Изоэлектрическая плазма</p> <p>а) Оплавленный стальной стержень при сверхвысоком давлении.</p> <p>б) Канал искрового разряда в течение его более поздних стадий.</p> <p>в) Яркое свягающийся канал молнии</p>	<p>Не играют существенной роли</p>	<p>Положительный и отрицательный пространственные заряды взаимно компенсируют друг друга у оси разряда и создают на некотором расстоянии от оси радиальное поле</p>
---	--	------------------------------------	---

Примечание. Кроме приведённых здесь типов разряда существуют переходные от одного типа к другому формы разряда.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активирование 39
Актино-электрический эффект 16, 55
Атом метастабильный 98
- Баланс энергии плазмы 307
Барьер потенциальный 26—29, 217
Богуславского ряд 138
Бойса камера 362
Бойсограмма 364, 365
Больцмана теорема 144
Бора магнетон 425
- Вакуум 9
— высокий 9
— ложный 158
Вакуумфактор 157
Вероятность возбуждения 101—104
— ионизации 101—104
Возбуждение 12, 105
— ступенчатое 105
— термическое 127
Вольфрам торированный 39
Время запаздывания разряда 243, 244
— релаксации плазмы 295
— формирования плазмы 244, 245
Выгорание детектора 225
Выпрямитель разряда тлеющего 281
— ртутный 344—346
Выпрямление диффузное 217—219
Высокий вакуум 9
Выход квантовый 58
- Газ термически ионизованный 128
— электронный 21
— — вырожденный 25
— — невырожденный 24
Газопоглотитель 40, 157
Газотрон 317—318
Гейгера режим счётчиков 381
Глаголевой-Аркадьевой излучатель 370
Глубина модуляции 205
Градиент потенциала нормальный 275
- Градиент потенциала поперечный 158
Гроза 417, 418
— местная 417
— фронтальная 417
- Деионизация газа 285
— плазмы 305
Детектирование 221, 224
Деэлектронизация 306, 407—409
Диод 145—146
Диссоциация электролитическая 11
Диффузия дипольная 276, 310
Диэлектрик 46
Драйвстейна теория 298—300
Дуга 322—324
— высокочастотная 387
— низковольтная аномальная 316
— Петрова 322, 323
— поющая 335
— термоэлектронная 322
— шипящая 323
- Жестчение газа 273
- Зажигание разряда 246, 256
Закон Пашена 239
— смещения 431
— Столетова 56
— трёх вторых 136
— Эйнштейна 56
Законы подобия разряда 339
Запрет интеркомбинационный 430
Заряд поверхностный 158
— прост ответственный 12, 134, 157—159, 245—249, 255
Зеркало электронное 194
- Игнитроны 346
Излучатель больцмановский 439
Излучение короны солнечной 413
— космическое 131
— линии нерезонансной 436—438
— — резонансной 436
— чёрное 439

- Инерция катода тепловая 317
 Интенсивность линии спектральной 422
 Ионизация 11
 — атмосферы 410
 — излучением радиоактивным 125
 — многократная 101
 — остаточная 130
 — поверхностная 12, 230
 — полная 125
 — соударениями 232
 — ступенчатая 104, 105
 — термическая 127, 128
 Ионосфера 411, 412
 Ионы отрицательные 11, 94, 112—115
 — положительные 11, 94
 — тяжёлые 415
 Искра электрическая 348
 Источники газоразрядные 445—447

 Камера Бойса 362
 Катод 264, 265, 314
 — бариевый 41
 — вольфрамовый 49
 — искусственно раскалённый 314
 — карбидированный 40
 — кислородно-цеиевый 72, 74, 86
 — оксидный 42, 49
 — плёночный 39
 — самокалящийся 49
 — серно-цеиевый 73
 — торированный 39, 40
 Квантование пространственное 427
 Кенотрон 20, 217
 Кисть катодная 326
 — отрицательная 326
 Клидонограф 349
 Комптоновское рассеяние 124, 125
 Концентрация электронов плазмы 285
 — ионов 379
 Корона высокочастотная 387, 389
 — отрицательная 381
 — положительная 381
 Коэффициент диффузии 309
 — — двуполярной 310
 — заполнения 149
 — ионизации поверхностной 91
 — рекомбинации 116, 409
 Кратер дуги положительной 326

 Лавина электронная 231, 247, 257
 Лампа люминесцентная 446
 — неоновая 282, 446
 — точечная 446
 Ланжевена подвижность 170, 179

 Лёба условие пробоя 360
 Лидер молнии 366
 — стрельчатый 366, 368
 — ступенчатый 366—368
 Линза магнитная 181, 195—197
 — одиночная 191
 — цилиндрическая 192
 — электронная толстая 187
 — — тонкая 186
 Лихтенберга фигуры 349
 Луч анодный 273
 — главный 187
 — каналовый 268, 269
 — электронный газосфокусированный 199

 Магнетон Бора 425
 Магнетрон 147, 148, 406
 Микроскоп электронный 200, 201
 Модель атома векторная 425
 Молния 362—366
 — чёточная 369
 — шаровая 368, 369
 Мощность дуги 407
 Мультиплетность спектральных термов 428

 Напряжение зажигания 11, 250—256
 — — газотрона 318
 — пробоя 11, 358, 402—404
 Нарастание ионизационное 247—249, 254
 Нить торированная 39

 Падение потенциала анодное 273, 274
 Пашена закон 239
 Пентод 156
 Перезарядка 93, 130
 Переключатель автентный 405—409
 — блокировки магнетрона 406
 Переход спонтанный 97, 106
 Петрова дуга 322, 323
 Пик мощности просачивающейся 407
 Пика формула 373
 Плазма 283, 321
 Пламя отрицательное 326
 — положительное 327
 — факела 392
 Плёнка анодная светящаяся 260
 — катодная светящаяся 260
 Плоскость линзы главная 185
 Плотность заряда пространственного 134, 248
 — фототока 69
 Подвижность 10, 161—173, 415
 — Лавжевена 170, 179

- Подуровни энергии 425
 Поле ведущее 256
 — лавины 355
 — разряд 355
 — электрическое, периодическое 28
 Полоса проводимости 45
 Полупроводник 46
 — примесной 47
 Помехи атмосферные 369
 Порог фотоэффекта 61, 62
 Послесвечение газа 440
 Постоянная Ридберга 424
 Потенциал зажигания 251, 253
 — ионизация 94, 251
 — — эффективный 129
 — критический 96
 — резонансный 106
 Правило отбора механики волновой 428
 Принцип Гамильтона 181
 — действия наименьшего 181
 — скорейшего прихода 181
 — соответствия 427
 — Ферми 27, 181
 Пробег свободный 173, 175, 179
 Пробой высокочастотный искровой 387
 — лавинный 249, 353
 — промежутка газового 11
 Проводимость дырочная 212
 — полупроводника 212
 — электронная 212
 Пространство анодное тёмное 260
 — астоново тёмное 260, 262
 — катодное тёмное 260, 262, 267
 — фарлеево тёмное 260, 266
 Пуассона закон 134, 313
 Пучок электронный, газосфокусированный 257
 Пятнистость катода 33
 Пятно катодное 326
 Работа выхода полная 26
 — — эффективная 27—35
 Разряд безэлектродный кольцевой 385, 386
 — высокочастотный 385—390
 — — импульсный 405, 406
 — газовый 11, 157
 — грозовой 363
 — дуговой 322, 327—330, 335—339
 — затруднённый 261
 — импульсный 404
 — искровой 347—362
 — — конденсированный 348
 — — скользящий 348, 349
 — кистевой 381
 — Разряд коронный 371—381
 — лавинный 230, 243—256
 — самостоятельный 16
 — самостоятельный 11
 — таунсендовский 259
 — тлеющий 259—269
 — факельный 387—389
 — электрический 14
 Разрядник переключателя антенного 405
 Распыление катодное 269—273
 Расстояние релаксации 295
 Режим счётчиков Гейгера 381
 Рекомбинация 11, 112, 115—118, 305
 Ридберга постоянная 425
 Ричардсона-Дёммэна формула 29, 32
 Сварка дуговая 343—344
 Свеча Яблочкова 340
 Свечение анодное 266, 273
 — газа 259, 421
 — катодное 260
 — рекомбинации 104
 — тлеющее 260, 266—268
 Серии спектральные 422, 423
 Сетка антидуготронная 156
 — экранирующая 155
 Сечение поперечное эффективное частицы 108, 174—179
 Сияние полярное 419, 420
 Слой бегущий 279
 — запирающий 47, 209—216, 222
 — затухающий 279
 — квазистационарный 371, 376, 379
 — незатухающий 279
 — стационарный 280
 Смесь кристаллический 222
 Состояние метастабильное 98, 104, 107
 Соударение неупругое 100, 107, 252
 — упругое 100
 Спектр дуговой 104
 — искровой 103
 — молекулярный 433
 Средство атома к электрону 112
 Стабилизатор напряжения 281
 Старение ионов 165
 Статистика Ферми-Дирака 23
 Столб положительный 260, 275—279
 Столцова эффект 16, 56, 243
 — закон 56
 Столкновения упругие 96
 Стример 350—359, 383
 — пилотирующий 368
 — положительный 358

Счётчик ионов факельный 390
Счётчики Гейгера 381

Таунсенда формула 378
Теория зональная 12
Терм вращательный 433
— колебательный 433
— спектральный 423
Термы 431—435
Тетрод 155, 156
Тирагрон 282, 318—321
Ток темновой 90
— фотопроводимости 207
Тригитрон 370
Триод 148—156
— кристаллический 225—228
Трубка электронолучевая 180
Тунгар 318
Тушение флуоресценции 109
Тягунова формула 47

Угол пролёта 205
Умножитель электронный 88
Уравнение луча 191
— плазмы 308
Уровень акценторный 212
— донаторный 213
— местный 47
Усиление газовое 74
Условие Лёба 360
— устойчивости разряда 334

Фактор обхода 159
— шумов 223
Фаулера метод определения η 67
Ферми принцип 181
— уровень 27
Ферми-Дирака статистика 23
Фигуры Лихтенберга 349
Флюктуация тока эмиссионного 51
Фокусировка газовая 257
— фазовая 203, 205
Формула Пика 373
— Ричардсона-Дешмэна 29, 32
— Таунсенда 378
— Тягунова 47
Фотоионизация 119, 121—123
Фотокатод 56
Фотопроводимость 207, 208
Фотоспротивление 208
— селеновое 208
— сернисто-свинцовое 208
— таллофидное 208
Фотоэлемент газополненный 242
— меднозакисный 211—216

Фотоэлемент селеновый 215, 216
— сернисто-серебряный 216
— сернисто-галлиевый 216
Фотоэффект 16, 82
— векториальный избирательный
58, 63, 69
— внешний 71
— внутренний 69, 71
— интегральный 57
— поверхностный 69
Функция возбуждения атома 102

Характеристика диода вольтампер-
ная 134
— зажигания разряда 250
— пусковая 320
— разряда вольтамперная 261
— спектральная 57

Черенкова эффект 441—443
Число волновое 423
— квантовое главное 424
— — магнитное 425
— — побочное 424
— — синювое 425

Шоттки теория положительного стол-
ба 309
Шумы 223

Электрод поджигающий 408
Электрон 13, 157—160
Электроника 9, 37
Электрофорез 278
Эмиссия вторичная 79—88, 91—93
— термоэлектронная 20—36, 82
— фотоэлектронная 64
— холодная 36, 38
— электронная 79—85
Эрозия 350
Эффект актино-электрический 16, 55
— векториальный 63
— диатронный 79, 156
— дробовой 50, 52
— люксембургский 414
— мерцающая 52, 53
— Столетова 16, 56, 243
— тепловой 53
— туннельный 37, 222
— фотоэлектрический 55
— Черенкова 441—443
— электрона светящегося 441—445

Яблочкова свеча 340—342
Ядра конденсации 415

Н. А. Капцов. Электроника.
Редакторы *Е. Л. Старокадомская,*
Д. М. Алексеев.
Техн. редактор *С. Н. Ахламов.*
Корректор *Л. О. Сечейко.*



Сдано в набор 26/XI 1953 г. Подписано
к печати 15/I 1954 г. Бумага 60×92/16.
Физ. печ. л. 29,25. Условн. печ. л. 29,25.
Уч.-изд. л. 29,48. Тираж 10 000 экз.
(15001—25000). Т-00303.
Цена 10 р. 35 к. Заказ № 1380.



Государственное издательство технико-
теоретической литературы.
Москва, Б. Калужская ул., 15.
16-я типография Союзполиграфпрома
Главиздата Министерства культуры СССР.
Москва, Трёхпрудный пер., 9.

Опечатки

Страница	Строка или формула	Напечатано	Должно быть	По чьей вине
6	23 снизу	381	382	Тип.
33	ф-ла (5,12)	$U_k = V_2 - V_2$	$U_k = V_2 - V_1$	»
232	ф-ла (60,4)	$n = n_0 e^{\int_0^r a dr}$	$n = n_0 e^{\int_0^r a dr}$	»
234	ф-ла (60,15)	$i = i_0 \frac{\int_0^a a dx}{e^{\int_0^a a dx} - 1}$	$i = i_0 \frac{d}{\int_0^d a dx - 1}$	Авт.
291	ф-ла (79,10)	$\frac{4i_p}{e \sqrt{\frac{8kT}{\pi M_p}}}$	$\frac{4i_p}{e \sqrt{\frac{8kT_p}{\pi M}}}$	Тип.

